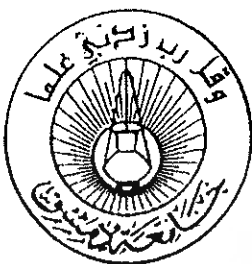




العنفات البخارية





منشورات جامعة دمشق
كلية الهندسة الميكانيكية والكهربائية

آلات حرارية (1) الغرفات البخارية

الدكتور المهندس

أحمد حميد

أستاذ في كلية الهندسة
الميكانيكية والكهربائية - جامعة دمشق

الدكتور المهندس

جمال العباس

أستاذ في كلية الهندسة
الميكانيكية والكهربائية - جامعة دمشق

1427-1428 هـ

2006-2007 م

جامعة دمشق



11	أنظمة توليد الطاقة بالبخار	الفصل الأول
13	1.1 دراسة تمهيدية	
15	2.1 دورة رانكين الحرارية	
30	3.1 التخميص وإعادة التسخين	
37	4.1 استرجاع الحرارة لدورة محطة توليد بخارية	
52	5.1 دراسة حالة: تحليل الطاقة المتاحة لمحطة توليد بخارية	
63	6.1 دورات التوليد المشترك للطاقة غاز — بخار	
67	الدورات الحرارية للمنشآت العنفية البخارية	الفصل الثاني
69	1.2 لحظة تاريخية عن تطور العنفات البخارية	
72	2.2 المكونات الرئيسة وتصميم العنف البخارية	
74	3.2 الدورة الحرارية لمنشأة عنفة بخارية	
81	4.2 نمذجة نظام استرجاع حراري	
86	5.2 الدورات الحرارية للمنشآت العنفية البخارية الحديثة	
93	6.2 الدورات الحرارية للمنشآت العنفية لمحطات التوليد النووية	
104	7.2 مبدأ عمل العنفات البخارية	
106	8.2 تصنيف العنفات البخارية	
107	9.2 الاستطاعة التخطيطية والاستطاعة الفعلية للعنفة	
108	10.2 المزايد المختلفة في المنشأة العنفية البخارية	
110	11.2 الاستهلاك النوعي للبخار والحرارة والوقود	

111	السمات الترموديناميكية لجريان مائع بسرعة عالية	الفصل الثالث
113	1.3 تعريفات	
117	2.3 المعادلة الأساسية الديناميكية لجريان مستقر أحادي البعد	
123	3.3 خواص الركود	
130	4.3 سرعة الصوت وعدد ماخ	
136	5.3 جريان ايزنتروبي أحادي البعد	
139	6.3 تغير سرعة المائع مع مقطع الجريان	
143	7.3 خاصية علاقات الجريان الايزنتروبي للغازات المثالية	
147	8.3 الجريان الايزنتروبي عبر الفوهات	
161	9.3 الصدمات العمودية في الجريان ضمن الفوهة	
171	10.3 جريان الموائع عبر الفوهات والنواشر الحقيقية	
181	11.3 فوهات البخار	
186	12.3 ملخص	

193	تحويل الطاقة في مرحلة عنفية	الفصل الرابع
195	1.4 تمهيد	
197	2.4 المعادلات الرئيسة لجريان مائع قابل للانضغاط في مرحلة عنفية	
204	3.4 الخواص والبارامترات الرئيسة للجريان في الألفية	
210	4.4 علاقات العمل المحرك الناتج من جريان البخار داخل دولاب عنفة	
215	5.4 جريان المائع في الحركة النسبية	
216	6.4 معامل الارتداد أو درجة رد الفعل	
222	7.4 التمدد على منحنى موليه (H-S) لمراحل مختلفة	
229	8.4 حفظ الطاقة في مرحلة عنفية	
240	9.4 المردود النسبي لريش مرحلة عنفية	

253	العمل الميكانيكي لمرحلة من عنفة	الفصل الخامس
255	1.5 دراسة مثلثات السرعة	
257	2.5 دراسة مردود مرحلة	
262	3.5 إيجاد الحل الأمثل لعمل مرحلة ذات درجة ارتداد $0 \leq R$	
272	4.5 إيجاد الحل الأمثل لعمل مرحلة فوق فعلية $0 > R$	
278	5.5 المعاملات المميزة لمرحلة عنفية	
281	6.5 دراسة بعض المراحل النموذجية	
287	7.5 مرحلة كورتيس ذات الانخفاض المضاعف للسرعة	
294	8.5 إيجاد الحل الأمثل لعمل مرحلة كورتيس	
299	9.5 القوى المؤثرة في ريش الدولاب المتحرك	
303	تصميم وتخطيط الأقفية الموجهة والريش المتحركة	الفصل السادس
305	1.6 المشكلات الناجمة عن الخاصية الدائرية للعنفات	
308	2.6 التخطيط الهندسي لأقفية التوجيه الثابتة والريش المتحركة	
314	3.6 بروفيالات الريش النظامية	
320	4.6 القوى المطبقة على الريش الثابتة والمتحركة	
326	5.6 تقدير الضياعات بالاحتكاك على طول بروفيالات الريش	
330	6.6 تقدير المراديد الداخلية النسبية للريش الثابتة والمتحركة	
334	7.6 الانحراف عند مخرج مجرى متقارب مقطوع بمستوي مائل	
337	8.6 دراسة مرحلة أخيرة من عنفة ذات استطاعة كبيرة	
343	العنفات الكاملة	الفصل السابع
345	1.7 البنية العامة للعنفة الكاملة	
347	2.7 الخواص الأساسية للعنفة الكاملة	
355	3.7 حساب عدد المراحل لعنفة بخارية	
360	4.7 العنفات المتعددة الخلايا	
368	5.7 العنفات ذات الطبلية	
373	6.7 العنفات المختلطة	

378	7.7 الضياعات الإضافية والمردود الإجمالي لمرحلة من عنفة	
386	8.7 تأثيرات تحسين الدورة الحرارية وزيادة استطاعة الآلات في البنية الإنشائية للعنفة	
396	9.7 تشغيل المرحلة العنفية على البخار الرطب	
406	10.7 اختيار جملة تصريف البخار	
416	11.7 نظام مانعات التسرب في العنفات	
419	12.7 القوى المحورية المؤثرة في دوار العنفة وطرائق موازنتها	
425	التجهيزات المتممة للعنفات البخارية ونظم تحميلها	الفصل الثامن
427	1.8 الصمامات المستخدمة في العنفة	
429	2.8 علب الكتامة الطرفية	
432	3.8 المنظم الآلي للسرعة	
436	4.8 عمل العنفة تحت حمل جزئي	
450	5.8 زيادة تحميل العنفة البخارية	
457	خواص وجداول وأشكال وخرائط بالوحدات الدولية (SI)	الملحق A
489	الرموز والمصطلحات	الملحق B
495	المراجع	الملحق C

مقدمة عن تطور الآلات الحرارية

بات من الأكيد والبدهي أن تطور البشرية ونمائها مرتبطان مباشرة بمقدار الطاقة الميكانيكية التي يمكن للإنسان أن يمتلكها. ولم نعد ندهش الآن من الرقي الإنساني الذي وصل إليه العالم نتيجة للاستفادة الكاملة من التقنية والطب منذ بداية القرن التاسع عشر. ومع ذلك، وعلى الرغم من اختراع الآلة البخارية في نهاية القرن الثامن عشر، ما زال الحصان يستخدم لإنتاج العمل الميكانيكي اللازم للاستخدامات الزراعية، وما زال الجهد الحيواني، والإنساني في بعض الأحيان، يشغل حيزاً كبيراً من الطاقة المستخدمة في الدول النامية.

من الطبيعي أن زيادة إنتاج الطاقة الكهربائية كمياً، والتوزيع المنطقي والفعال لها وصولاً إلى الأماكن الأكثر بعداً عن مصادر الطاقة، هي من الأسباب الرئيسة التي يمكنها أن تحرر الإنسان من عبوديته ومهامه الميكانيكية التي يمكن أن تُعدّ مذلّة ومهينة عندما تكون خاضعة للقوى الفيزيائية فقط. إن الطاقة الميكانيكية المتوفرة الآن، بغض النظر عن تلك الناشئة من حقل الجاذبية والمستخدمه في المنشآت الهيدروليكية، أو تلك الناتجة من تغير المد والجزر في المحيطات، هي ذات مصدر حراري.

لم يتم التمكن من استخدام الوقود ذي المصادر المختلفة (مناجم - نباتي - صناعي) في الآلات الحرارية إلا بالصبر والمثابرة، ولم يتم التوقف عن تحسين أدائه مع الزمن. وفي حين أن آلة وات الحرارية لا تستطيع - في أحسن الظروف - العمل بمردود يتجاوز 20%، فإن المحطات الحرارية الحديثة لتوليد الطاقة الكهربائية تنتج بصفة طبيعية العمل المحرك اللازم بمردود إجمالي يتجاوز 40%. وقد بدأ الوقود النووي بمشاركة الوقود ذي المنشأ العضوي - الذي استخدم لفترات طويلة تزيد عن قرنين من الزمن - في إنتاج كميات هائلة من الطاقة، مما أعطى دفعاً كبيراً لمواجهة العقبات التي تنشأ من زيادة أسعار النفط، إضافة إلى زيادة الطلب على الطاقة اللازمة للتطوير الصناعي للمناطق غير المتطورة وللتحسين المستمر لشروط الحياة والانفجار السكاني المتوقع بالنسبة لجميع دول العالم. وقد أدى استخدام الوقود النووي في عدد كبير من البلدان المتقدمة صناعياً إلى تخفيض أسعار النفط إلى أرقام قياسية. كما أن الاعتماد على

الطاقة النووية بات يشكل حوالي 20% من الطاقة المنتجة في الولايات المتحدة، بينما يصل إلى 70% في فرنسا.

بدءاً من الإمكانيات الحرارية المتاحة والتي ذكرت سابقاً، فإنه يمكن إنتاج الطاقة الميكانيكية بواسطة الدارات المختلفة بطريقة مباشرة في الآلات العادية أو بوسائل معقدة نسبياً في المنشآت النووية. وهكذا فإن محركات الاحتراق الداخلي الترددية استعملت بصورة عامة لتوليد الاستطاعات الصغيرة والمتوسطة (من 1 KW إلى 20 MW) وعمّ استخدامها في السيارات وقاطرات السكك الحديدية والطائرات والبواخر، بينما انفردت العنفات البخارية في توليد الاستطاعات الكبيرة، أما العنفات الغازية المستخدمة في توليد الطاقة الكهربائية فإن استطاعتها تصل إلى 150 MW.

سمح التطور الناشئ في شبكات توزيع الطاقة الكهربائية بزيادة استطاعة العنفة البخارية كوحدة مستقلة على نحو مذهل: من 100 MW في عام 1950، إلى 300 MW في عام 1960، وإلى نحو 800 MW، في بداية السبعينات. وفي عام 1978 صنعت عنفة بمحور واحد استطاعتها 1200 MW. يضاف إلى ذلك أن محطات الطاقة النووية لا يمكن أن تكون اقتصادية ومثمرة إلا بمجموعات توليد تتراوح استطاعتها بين (400~500 MW) كحد أدنى. وقد تم في السنوات الأخيرة إنجاز عنفات تصل استطاعتها إلى 1500 MW.

إن الأهمية الكبيرة التي أخذتها العنفات البخارية والعنفات الغازية، والتي ما زالت تزداد وستزداد في المستقبل، تؤكد على ضرورة دراسة طلابنا لهذه الآلات. ولاسيما أن المشاكل التي يطرحها تركيب هذه الآلات تتبع من جهة لدراسة الحرارة والميكانيك والكهرباء والتعدين والأتمتة والتحكم والمعلومات وحتى الهندسة المدنية، كما أنها تعني من جهة أخرى مهندسي مكاتب الدراسات ومنفذي الإنشاء والمستثمرين أيضاً. إضافة إلى عدم وجود آلة تمثل حقلاً غنياً للتطبيقات النظرية العامة وللديناميك الحراري ولصانعي الآلات كهذه العنفات.

أنظمة توليد الطاقة بالبخار

1.1 دراسة تمهيدية

2.1 دورة رانكين الحرارية

1.2.1 العمل الرئيس وتحول الحرارة

2.2.1 دورة رانكين المثالية

3.2.1 تأثير ضغط المرجل وضغط المكثف في دورة رانكين

3.1 التخميص وإعادة التسخين

4.1 استرجاع الحرارة لدورة محطة توليد بخارية

1.4.1 مسخنات مفتوحة لمياه التغذية

2.4.1 مسخنات مغلقة لمياه التغذية

3.4.1 تعدد مسخنات مياه التغذية

5.1 دراسة حالة: تحليل الطاقة المتاحة لمحطة توليد بخارية

6.1 دورات التوليد المشترك للطاقة غاز - بخار



أنظمة توليد الطاقة بالبخار

إن ابتكار أنظمة تنجز نماذج مرغوبة لتحويل الطاقة يعد هدفاً هندسياً هاماً. ويعنى هذا الفصل بنماذج مختلفة لأنظمة توليد الطاقة والتي تنتج طاقة صافية من مصدر طاقة كيميائي أو نووي. والهدف هو وصف بعض الترتيبات العملية المستخدمة لإنتاج الطاقة، وتوضيح كيف تمكن نمذجة منشأة لتوليد الطاقة ترموديناميكياً.

يتعامل هذا الفصل مع محطات التوليد البخارية التي يتحول فيها مائع التشغيل بالتناوب من بخار إلى سائل. إن الإجراءات التي تحدث في أنظمة توليد الطاقة معقدة إلى حد كبير بحيث أن عملها على نحو مثالي يتطلب تطوير نماذج ترموديناميكية. إن هذه النمذجة هي خطوة أساسية هامة للتصميم الميكانيكي. كما أن دراسة النمذجة المبسطة تقود عموماً إلى استنتاجات نوعية حول خاصية التجهيزات الفعلية المطابقة، وغالباً ما تسمح هذه النماذج باستنتاج كيف تؤثر التغيرات في بارامترات التشغيل على الأداء عملياً.

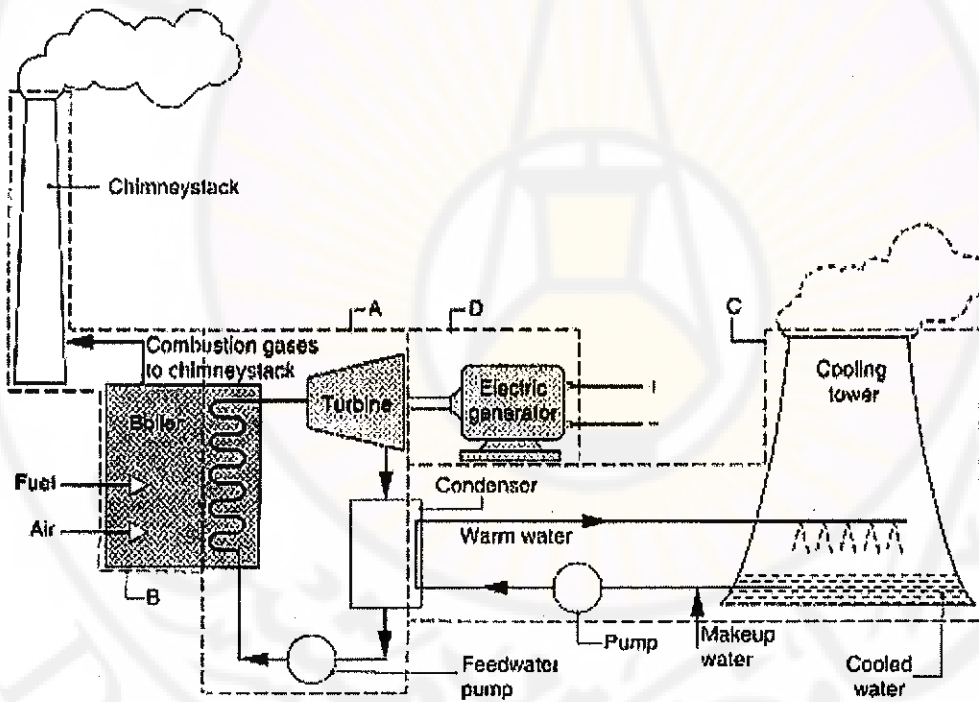
1.1 دراسة تمهيدية

إن الغالبية العظمى من محطات توليد الطاقة الكهربائية هي محطات توليد بخارية يعتبر فيها الماء مائعاً للتشغيل. إن المكونات الرئيسية لمحطة توليد بخارية تعمل بالوقود العضوي مبينة على الشكل (1-1). ولتسهيل التحليل الترموديناميكي، يمكن تجزئة المنشأة إلى أربعة أجزاء يشار إليها بالأحرف A, B, C, D. وسنركز في هذا الفصل على النظام المجتزأ A، حيث يحدث تحول الطاقة الرئيس من حرارة إلى عمل.

إن عمل النظام المجتزأ B هو تزويد الطاقة الحرارية المطلوبة لتبخير الماء عبر المرجل. ويتم التبخير في محطات الوقود العضوي بانتقال الحرارة إلى مائع التشغيل المار خلال الأنابيب والمجمعات في المرجل من الغازات الساخنة الناتجة من احتراق الوقود العضوي. أما مصدر الطاقة في المحطات النووية فهو تفاعل نووي متحكم به في

مفاعل معزول. ويستخدم الماء المضغوط أو السائل المعدني المنصهر لتبريد المفاعل لنقل الطاقة المطروحة في التفاعل النووي إلى مائع التشغيل مع مبادلات حرارية مصممة خصيصاً لهذا الغرض.

يمر البخار الناتج من المرجل عبر العنفة حيث يتمدد إلى أقل ضغط ممكن، ويربط محور العنفة إلى مولد كهربائي (D). ويمر البخار الذي يترك العنفة خلال المكثف، حيث يتكاثف حول الأنابيب التي تحمل مياه التبريد. تضم دائرة مياه التبريد النظام المجتزأ (C). ترسل مياه التبريد في المحطة المبينة في الشكل أدناه إلى برج التبريد حيث تطرد الطاقة التي اكتسبها المكثف إلى الجو المحيط، ثم يعاد تدوير مياه التبريد ضمن المكثف من جديد.



الشكل (1-1): مكونات محطة توليد طاقة بسيطة بالبخار

بالنسبة إلى الجو المحيط بالمحطة واحتياجات الأمان لما هو مسموح عند التقاطع بين الأنظمة المجزأة B و C وما يحيط بهما، فإن أحد المصاعب الحادة هو إيجاد موقع لمحطة التوليد البخارية تتوفر فيه كميات كافية من مياه التبريد. لهذا السبب، ولتقليل آثار التلوث الحراري، فإن معظم محطات التوليد تستخدم أبراج تبريد. بالإضافة إلى مشكلة

مياه التبريد، فإن المعالجة المأمونة لتسليم الوقود، والتحكم بتولد الغازات المنطلقة وتأمين النفايات مما يستدعي التعامل مع الوقود العضوي ومحطات التوليد النووية لتأمين السلامة والتشغيل بمستويات مقبولة محيطياً (بيئياً).

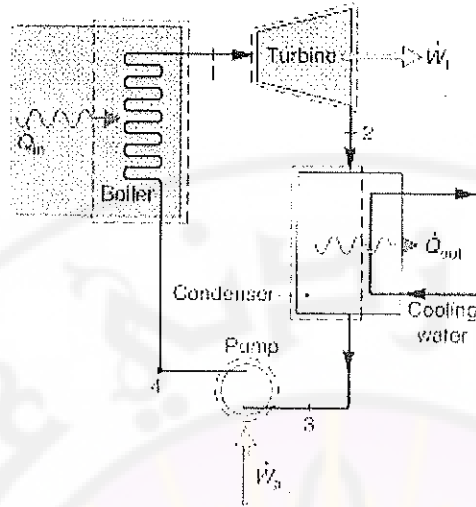
2.1 دورة رانكين الحرارية

جميع المتطلبات الأساسية للتحليل الترموديناميكي لنظام توليد الطاقة أخذت في الحسبان. وتتضمن مبدأ حفظ الكتلة ومبادئ حفظ الطاقة، والقانون الثاني للترموديناميك، والبيانات الترموديناميكية. تطبق هذه المبادئ على المكونات المستقلة كالعنفة، والمضخات، والمبادلات الحرارية وعلى المكونات الأكثر تعقيداً في محطة التوليد. الهدف من هذه الفقرة هو تقديم دورة رانكين، التي تعتبر دورة ترموديناميكية تتمزج الجزء A على الشكل (1-1).

1.2.1 العمل الرئيس وتحول الحرارة

يوضح الشكل (2-1) العمل الرئيس وانتقال الحرارة ضمن المنظومة A. يؤخذ هذا الانتقال للطاقة كقيمة موجبة باتجاه الأسهم. إن كمية الحرارة المنتقلة بين أجزاء المنظومة والجو المحيط هي مهملة للتبسيط. كما أن التغير في الطاقة الحركية مهمل أيضاً. ينظر إلى جميع المكونات للمنظومة بأنها تعمل بحالة مستقرة. باستخدام مبادئ حفظ الكتلة وحفظ الطاقة، ولنطور علاقات انتقال الطاقة المبينة على الشكل (2-1) بدءاً من الحالة 1 ولكل من المكونات العاملة في المحطة. نعتبر وحدة الكتلة في الدورة الترموديناميكية.

يملك البخار الخارج من المرجل الحالة (1) درجة حرارة وضغط مرتفعين، يتمدد هذا البخار في العنفة منتجاً عملاً، بعدها يطرد إلى المكثف (2) بضغط منخفض نسبياً.



الشكل (2-1): العمل الرئيس وتبادل الحرارة للمنظومة A

بإهمال التبادل الحراري مع الوسط المحيط، وبموازنة الطاقة والكتلة للحجم المتحكم به حول العنفة يعطي الجريان المستقر أن:

$$0 = \underbrace{\dot{Q}_{cv}}_0 - \underbrace{\dot{W}_t}_0 + G \left[h_1 - h_2 + \frac{v_1^2 - v_2^2}{2} + g(z_1 - z_2) \right] \quad \underbrace{\quad}_0$$

أو:

$$\frac{\dot{W}_t}{G} = h_1 - h_2 \quad (1-1)$$

حيث تشير G إلى معدل جريان الكتلة لمائع التشغيل، والنسبة $\frac{\dot{W}_t}{G}$ معدل العمل

المنتج بوحدة الكتلة من البخار المار عبر العنفة.

في المكثف هناك تبادل حرارة من البخار إلى ماء التبريد المار في دائرة مستقلة.

يتكاثف البخار وترتفع درجة حرارة مياه التبريد في الحالة المستقرة، بموازنة الكتلة ومعدل الطاقة للحجم المتحكم به من المكثف نجد:

$$\frac{\dot{Q}_{out}}{G} = h_2 - h_3 \quad (2-1)$$

حيث $\dot{Q}_{out}/G$ هو المعدل الذي تتحول فيه الطاقة بشكل حراري من مائع التشغيل إلى مياه التبريد بوحدة كتلة مائع التشغيل المار عبر المكثف. إن انتقال الطاقة هذا موجب باتجاه السهم في الشكل (2-1).

يترك السائل المتكاثف المكثف عند النقطة 3 ويضغط من ضغط المكثف إلى ضغط المرجل. وبدراسة الحجم المتحكم به حول المضخة وبفرض عدم وجود تبادل حراري مع الوسط المحيط، بموازنة الكتلة ومعدل الطاقة نجد:

$$\frac{\dot{W}_p}{G} = h_4 - h_3 \quad (3-1)$$

حيث $\dot{W}_p/G$ معدل الطاقة المقدمة إلى المضخة بوحدة الكتلة المارة عبرها. وهذا التبادل بالطاقة موجب باتجاه السهم في الشكل (2-1).

يتم مائع التشغيل الدورة بعد تركه المضخة عند النقطة 4، ويدعى بماء تغذية المرجل، حيث يسخن إلى حد الإشباع ويتبخر في المرجل. بدراسة حجم متحكم به يتضمن أنابيب المرجل والمجمعات التي تحمل ماء التغذية من الحالة 4 إلى الحالة 1، تعطي موازنة الكتلة ومعدل الطاقة ما يلي:

$$\frac{\dot{Q}_{in}}{G} = h_1 - h_4 \quad (4-1)$$

حيث $\dot{Q}_{in}/G$ معدل انتقال الحرارة من مصدر الطاقة إلى مائع التشغيل بوحدة الكتلة المارة عبر المرجل.

يقيس المردود الحراري مدى تحول الطاقة المقدمة إلى مائع التشغيل في المرجل إلى عمل صافي عند مخرج العنفة. باستخدام الكميات والعلاقات السابقة، فإن المردود الحراري لدورة المحطة المبينة في الشكل (2-1):

$$\eta = \frac{\dot{W}_t/G - \dot{W}_p/G}{\dot{Q}_{in}/G} = \frac{(h_1 - h_2) - (h_4 - h_3)}{h_1 - h_4} \quad (5a-1)$$

بفرض أن العمل الصافي يساوي إلى كمية الحرارة الصافية المقدمة. وهكذا يمكن التعبير عن المردود الحراري على النحو التالي:

$$\begin{aligned} \eta &= \frac{\dot{Q}_{in}/G - \dot{Q}_{out}/G}{\dot{Q}_{in}/G} = 1 - \frac{\dot{Q}_{out}/G}{\dot{Q}_{in}/G} \\ &= 1 - \frac{(h_2 - h_3)}{(h_1 - h_4)} \end{aligned} \quad (5b-1)$$

يستخدم بارامتر إضافي لتوصيف أداء محطة التوليد يدعى **نسبة العمل الخلفي**، أو **bwr**، ويعرّف على أنه النسبة بين العمل المقدم إلى المضخة إلى العمل الناتج من العنفة. باستخدام العلاقات (1-1) و (3-1) فإن نسبة العمل الخلفي لمحطة التوليد المبينة في الشكل (2-1) هي:

$$bwr = \frac{\dot{W}_p/G}{\dot{W}_t/G} = \frac{(h_4 - h_3)}{(h_1 - h_2)} \quad (6-1)$$

توضح الأمثلة اللاحقة أن التغير في الانثاليبي النوعي لتمدد البخار خلال العنفة هو عادة أكبر بعدد كثير من المرات من زيادة الانثاليبي للسائل المار عبر المضخة. وهكذا فإن نسبة العمل الخلفي لمحطات توليد الطاقة بالبخار تتميز بانخفاضها.

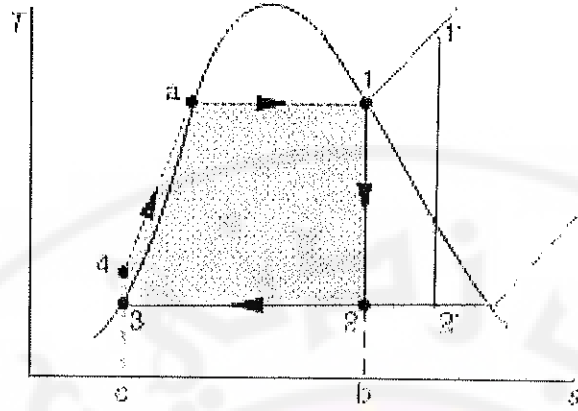
2.2.1 دورة رانكين المثالية

إذا مرّ مائع التشغيل عبر المكونات المختلفة لمحطة التوليد البسيطة في الدورة دون عدم عكوسية، فإن انخفاض الضغط بسبب الاحتكاك في كل من المرجل والمكثف يمكن إهماله، وأن مائع التشغيل يجري ضمن هذه المكونات تحت ضغط ثابت. كما أنه، بغياب عدم العكوسية وتبادل الحرارة مع الجو المحيط فإن التحولات في العنفة والمضخة ستكون ايزنتروبية. الدورة التي تضم هذه التحولات هي دورة رانكين النظرية المبينة في الشكل (3-1).

نرى من الشكل (3-1) أن مائع التشغيل يتبع تحولات عكوسة. هناك إمكانية لزيادة تسخين البخار في دورة رانكين المثالية، كما هو في الدورة 1'-2'-3-4-1'. سنناقش أهمية زيادة التسخين في الفقرة القادمة (3-1).

بما أن المضخة تعمل دون عدم عكوسية فإن العمل المقدم إلى هذه المضخة هو:

$$\left(\frac{\dot{W}_p}{G} \right)_{\text{int rev}} = \int_3^4 dp \quad (7a-1)$$



الشكل (1-3): مخطط درجة الحرارة- الانتروبي لدورة رانكين المثالية

التحول 1-2: تمدد ايزنتروبي لمائع التشغيل عبر العنفة من حالة البخار المشبع إلى ضغط المكثف.

التحول 2-3: انتقال حرارة من مائع التشغيل أثناء جريانه عند ضغط ثابت عبر المكثف مع سائل مشبع في الحالة 3.

التحول 3-4: انضغاط ايزنتروبي في المضخة حتى الحالة 4 في منطقة السائل المضغوط.

التحول 4-1: انتقال حرارة إلى مائع التشغيل أثناء جريانه تحت ضغط ثابت عبر المرجل لإتمام الدورة.

يحتاج تقدير هذا التكامل إلى علاقة بين الحجم النوعي والضغط للإجراء. بما أن التغير في الحجم النوعي للسائل طفيف، نعدّ الحجم النوعي عند مدخل المضخة v_3 ، وبعدها

$$\left(\frac{\dot{W}_p}{G} \right)_{\text{int rev}} \approx v_3 (p_4 - p_3) \quad (7b-1)$$

يوضح المثال التالي تحليلاً لدورة رانكين المثالية.

مثال (1-1)

مسألة

بفرض البخار مائع التشغيل لدورة رانكين المثالية؛ يدخل البخار المشبع إلى العنفة بضغط 8.0Mpa ويترك السائل المشبع المكثف عند ضغط 0.008Mpa. الاستطاعة الصافية للدورة هي 100MW. حدد لهذه الدورة :

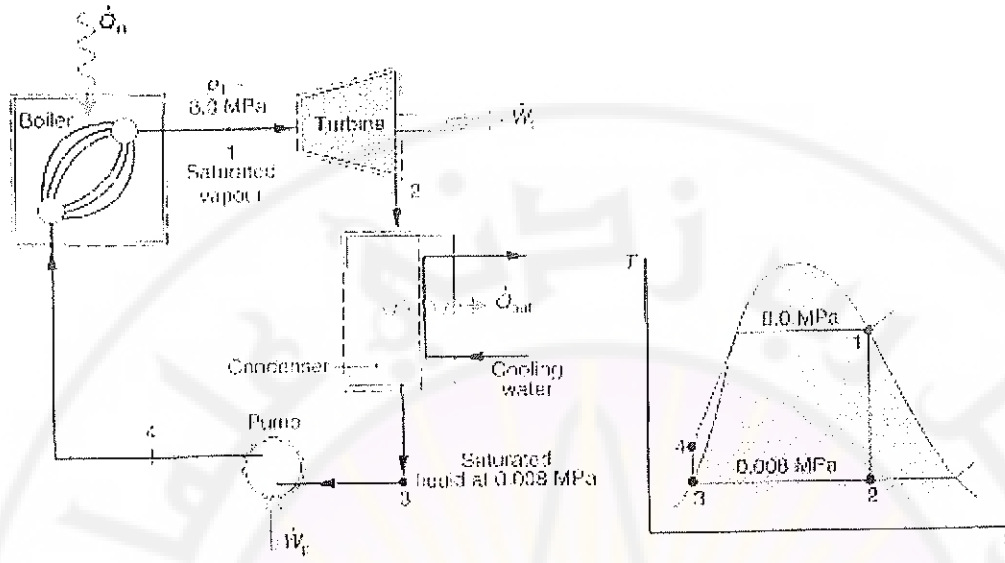
- (a) المردود الحراري
- (b) نسبة العمل الخلفي
- (c) معدل جريان البخار بـ kg/h
- (d) معدل انتقال الحرارة $\dot{Q}_{in}$ إلى مائع التشغيل خلال مروره في المرجل بـ MW.
- (e) معدل انتقال الحرارة $\dot{Q}_{out}$ من البخار المتكاثف أثناء عبوره للمكثف بـ MW.
- (f) معدل الجريان الكتلي لسائل تبريد المكثف (الماء) بـ kg/h إذا كانت درجة حرارته عند مدخل المكثف $15^{\circ}C$ وعند مخرجه $35^{\circ}C$.

الحل

المعطيات: دورة رانكين المثالية تعمل بالبخار كمائع تشغيل. ضغط كل من المرجل والمكثف محدد، والاستطاعة الصافية معطاة.

أوجد: المردود الحراري، نسبة العمل الخلفي، معدل الجريان الكتلي للبخار بـ kg/h، معدل كمية الحرارة المنتقلة إلى مائع التشغيل خلال مروره عبر المرجل بـ MW، معدل كمية الحرارة المنتقلة من البخار المتكاثف أثناء مروره عبر المكثف بـ MW، معدل الجريان الكتلي لمياه تبريد المكثف، التي تدخل عند $15^{\circ}C$ وتخرج عند $35^{\circ}C$.

مخطط تمثيلي وبيانات معطاة



فرضيات:

- 1- تحليل كل مكونة من المنشأة كحجم متحكم به بالحالة المستقرة. الحجم المتحكم بها مبنية على الشكل بخطوط متقطعة.
- 2- جميع إجراءات مائع التشغيل هي عكسية داخلياً.
- 3- العنفة والمضخة تعملان أديباتياً.
- 4- تأثير الطاقة الكامنة والطاقة الحركية مهم.
- 5- يدخل البخار إلى العنفة مشبعاً، ويخرج من المكثف سائلاً مشبعاً.

تحليل:

لبدء التحليل، دعنا نثبت كلاً من الحالات الرئيسية على المخطط المرافق ومخطط T-S. ابتداءً من الدخول إلى العنفة، الضغط هو 8.0 Mpa والبخار مشبع، وهكذا من الجدول A-3 نجد $h_1 = 2758 \text{ kJ/kg}$ & $s_1 = 5.7432 \text{ kJ/kg.k}$.

الحالة 2 مثبتة عند الضغط $P_2 = 0.008 \text{ Mpa}$ وحقيقة أن الانتروبي النوعية ثابتة للإجراء الأديباتي، داخلياً تمدد عكوسي خلال العنفة. باستخدام بيانات السائل والبخار المشبع في الجدول A-3، نجد أن نوعية الحالة في 2 هي:

$$x_2 = \frac{s_2 - s_f}{s_g - s_f} = \frac{5.7432 - 0.5926}{8.2287 - 0.5926} = 0.6745$$

الانثاليبي إذن

$$h_2 = h_f + x_2 h_{fg} = 173.88 + (0.6745)2403.1 \\ = 1794.8 \text{ kJ/kg}$$

الحالة 3 هو سائل مشبع 0.008Mpa وهكذا $h_3 = 173.88 \text{ kJ/kg}$

الحالة 4 مثبتة بضغط المرجل p_4 والانتروبي النوعية $s_4 = s_3$ ، عادة الانثاليبي النوعية h_4 يمكن إيجادها بالاستيفاء في جداول السائل المضغوط. مع ذلك، بما أن معلومات السائل المضغوط متناثرة نسبياً، فإنه من المناسب حل المعادلة 3-1 لـ h_4 ، باستخدام العلاقة 7b-1 لتقريب عمل المضخة. مع هذا التقريب نكتب:

$$h_4 = h_3 + \dot{W}_p / G = h_3 + v_3 (P_4 - P_3)$$

بإدخال قيم الخواص من الجدول (A-3)

$$h_4 = 173.88 \text{ kJ/kg} + (1.0084 \times 10^{-3} \text{ m}^3/\text{kg})(8.0 - 0.008) \text{ Mpa} \left(\frac{10^6 \text{ N/m}^2}{1 \text{ Mpa}} \right) \left(\frac{\text{kJ}}{10^3 \text{ N.m}} \right) \\ = 173.88 + 8.06 = 181.94 \text{ kJ/kg}$$

(a) الاستطاعة الصافية الناتجة من الدورة هي:

$$\dot{W}_{\text{cycle}} = \dot{W}_t - \dot{W}_p$$

بموازنة الكتلة ومعدل الطاقة للحجوم المتحكم بها حول العنفة والمضخة، تعطى على التوالي:

$$\frac{\dot{W}_t}{G} = h_1 - h_2 \quad \& \quad \frac{\dot{W}_p}{G} = h_4 - h_3$$

حيث G معدل التدفق الكتلي للبخر. يتم تحديد معدل الحرارة المنقولة إلى مائع التشغيل كما يحدث خلال المرجل من موازنة الكتلة ومعدل الطاقة:

$$\frac{\dot{Q}_{in}}{G} = h_1 - h_4$$

بعدها المردود الحراري إذن:

$$\begin{aligned}\eta &= \frac{\dot{W}_t - \dot{W}_p}{\dot{Q}_{in}} = \frac{(h_1 - h_2) - (h_4 - h_3)}{h_1 - h_4} \\ &= \frac{(2758.0 - 1794.8) - (181.94 - 173.88) \text{ kJ/kg}}{(2758.0 - 181.94) \text{ kJ/kg}} \\ &= 0.371 (37.1\%) \end{aligned}$$

(b) نسبة العمل الخلفي:

$$\begin{aligned}bwr &= \frac{\dot{W}_p}{\dot{W}_t} = \frac{h_4 - h_3}{h_1 - h_2} = \frac{(181.94 - 173.88) \text{ kJ/kg}}{(2758.0 - 1794.8) \text{ kJ/kg}} \\ &= \frac{8.06}{963.2} = 8.37 \times 10^{-3} (0.84\%) \end{aligned}$$

(c) يمكن الحصول على معدل تدفق البخار الكتلي — علاقة الاستطاعة الصافية المعطاة في الجزء (a)، وهكذا:

$$\begin{aligned}G &= \frac{\dot{W}_{cycle}}{(h_1 - h_2) - (h_4 - h_3)} \\ &= \frac{(100 \text{ MW})(10^3 \text{ kW/MW})(3600 \text{ s/h})}{(963.2 - 8.06) \text{ kJ/kg}} \\ &= 3.77 \times 10^5 \text{ kg/h} \end{aligned}$$

(d) من العلاقة $\dot{Q}_{in}$ من الجزء (a) أعلاه والتي تحدد القيم النوعية للثانالي:

$$\begin{aligned}\dot{Q}_{in} &= G(h_1 - h_4) \\ &= (3.77 \times 10^5 \text{ kg/h})(2758.0 - 181.94) \text{ kJ/kg} \\ &= 269.77 \text{ MW} \end{aligned}$$

(e) تعطي موازنة الكتلة ومعدل الطاقة على الحجم المتحكم به المتضمن جهة البخار من المكثف ما يلي:

$$\begin{aligned}\dot{Q}_{out} &= G(h_2 - h_3) \\ &= \frac{(3.77 \times 10^5 \text{ kg/h})(1794.8 - 173.88) \text{ kJ/kg}}{(3600 \text{ s/h})(1000 \text{ kW/MW})} \\ &= 169.75 \text{ MW} \end{aligned}$$

لاحظ أن نسبة $\dot{Q}_{out}$ إلى $\dot{Q}_{in}$ هي 0.629 (62.9%).

بالتناوب $\dot{Q}_{out}$ يمكن إيجادها بموازنة معدل الطاقة على كامل المنشأة البخارية. في حالة مستقرة، فإن الطاقة الصافية المتولدة تساوي إلى معدل انتقال الحرارة إلى المنشأة.

$$\dot{W}_{cycle} = \dot{Q}_{in} - \dot{Q}_{out}$$

بإعادة ترتيب هذه العلاقة وبإدخال القيم

$$\dot{Q}_{out} = \dot{Q}_{in} - \dot{W}_{cycle} = 269.77 MW - 100 MW = 169.77 MW$$

وهي القيمة نفسها التي حصلنا عليها أعلاه.

(f) بفرض حجم متحكم به حول المكثف، يعطي موازنة معدل الطاقة والكتلة عند وضع مستقر.

$$0 = \cancel{\dot{Q}_{cv}} - \cancel{\dot{W}_{cv}} + G_{cw}(h_{cw,in} - h_{cw,out}) + G(h_2 - h_3)$$

حيث G_{cw} المعدل الكتلي لجريان مياه التبريد. بإعادة ترتيب المعادلة أعلاه نجد:

$$G_{cw} = \frac{G(h_2 - h_3)}{(h_{cw,out} - h_{cw,in})}$$

تم تقدير المقام في هذه العلاقة في الجزء (e). لمياه التبريد فإن، $h \approx h_f(T)$ ، وهكذا فإن انثالي السائل المشبع من الجدول (A-2) عند درجات حرارة دخول وخروج مياه التبريد

$$G_{cw} = \frac{(169.75 MW)(10^3 kW / MW)(3600 s / h)}{(146.68 - 63.0) kJ / kg} = 7.3 \times 10^6 kg / hr$$

3.2.1 تأثير ضغط المرجل وضغط المكثف في دورة رانكين

بما أن دورة رانكين المثالية تتكون من تحولات عكسية داخلياً، يمكن الحصول على تعبير المردود الحراري بدلالة درجات الحرارة الوسطية خلال عمليات تبادل الحرارة. لنبدأ بتطوير هذا التعبير بملاحظة المساحات تحت خطوط التحول (الشكل 3-1) التي تفسر كانتقال حراري في واحدة الزمن عبر المكونات المعتمدة. كمثال، تمثل المساحة

الكلية 1-a-4-c-b-1 كمية الحرارة المنتقلة إلى مائع التشغيل بوحدة الكتلة للمائع المار خلال المرجل.

$$\left(\frac{\dot{Q}_{in}}{G} \right)_{int_{rev}} = \int_4^1 T ds = \text{area } 1-b-c-4-a-1$$

التكامل يمكن أن يكتب بصيغة متوسط درجة الحرارة للحرارة المضافة، $\bar{T}_{in}$ ، كما يلي:

$$\left(\frac{\dot{Q}_{in}}{G} \right)_{int_{rev}} = \bar{T}_{in} (S_1 - S_4)$$

على نحو مشابه فإن المساحة 2-3-c-b-2 تمثل كمية الحرارة المنتقلة من البخار المكثف لوحدة الكتلة المارة عبر المكثف:

$$\begin{aligned} \left(\frac{\dot{Q}_{out}}{G} \right)_{int_{rev}} &= T_{out} (S_2 - S_3) = \text{area } 2-b-c-3-2 \\ &= T_{out} (S_1 - S_4) \end{aligned}$$

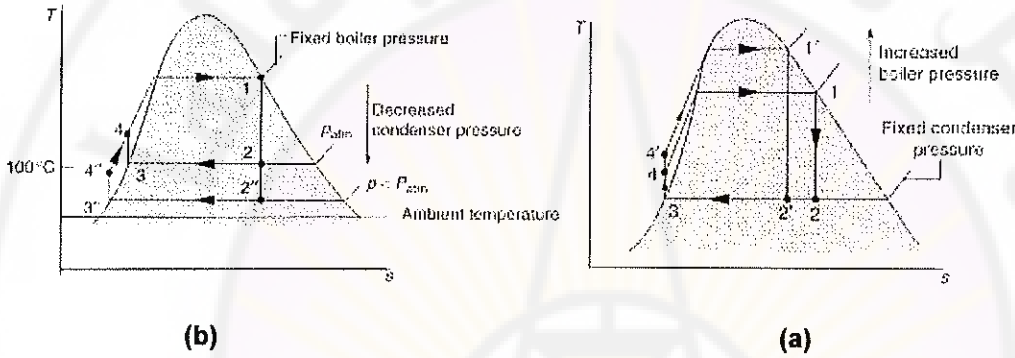
حيث تشير T_{out} إلى درجة الحرارة لناحية البخار في المكثف بالدورة المثالية لرانكين المبينة على الشكل (3-1). وهكذا يمكن التعبير عن المردود الحراري لدورة رانكين المثالية بدلالة كميات الحرارة والمتبادلة كالتالي:

$$\eta_{ideal} = 1 - \frac{(\dot{Q}_{out} / G)_{int_{rev}}}{(\dot{Q}_{in} / G)_{int_{rev}}} = 1 - \frac{T_{out}}{\bar{T}_{in}} \quad (8-1)$$

بدراسة العلاقة (8-1)، نستنتج أن المردود الحراري للدورة المثالية يميل إلى الزيادة بينما درجة الحرارة الوسطية التي تضاف عندها الطاقة بانتقال الحرارة تزداد و/أو تنخفض درجة الحرارة التي تطرد فيها الطاقة.

يمكن استخدام العلاقة (8-1) لدراسة التأثيرات على الأداء نتيجة لتغيرات الضغوط في المرجل والمكثف. يبين الشكل (4a-1) دورتين مثاليتين لهما ضغط المكثف نفسه ولكنهما تختلفان بضغط المرجل. بتفحص هاتين الدورتين، نجد أن متوسط درجة الحرارة بالنسبة للحرارة المضافة يبدو أنها أنسب للدورة ذات الضغط الأعلى $1'-4'-3-2'-1'$ عن الدورة $1-4-3-2-1$. يتبع ذلك أن زيادة ضغط المرجل لدورة رانكين المثالية يميل إلى زيادة المردود الحراري.

يبين الشكل (4b-1) دورتين لهما ضغط المرجل نفسه ولكن تختلفان بضغط المكثف. أحد المكثفين يعمل عند الضغط الجوي والآخر بضغط أقل من الضغط الجوي. درجة حرارة تصريف الحرارة للدورة 1-2-3-4 التي يتم فيها التكاثف عند الضغط الجوي هي $100^{\circ}C$. ودرجة الحرارة لتصريف الحرارة للدورة ذات الضغط الأقل هي 1-2"-3"-4" هي أصغر ، وهكذا فإن لهذه الدورة مردوداً حرارياً أكبر. يتبع ذلك أن تخفيف الضغط يميل إلى زيادة المردود الحراري.



الشكل (4-1): تأثير تغيرات الضغط على دورة رانكين المثالية

(a) تأثير ضغط المرجل، (b) تأثير ضغط المكثف

مثال (2-1)

مسألة

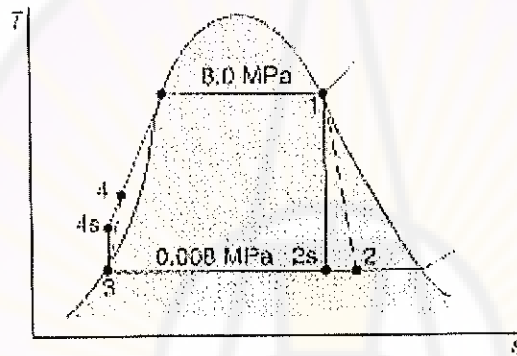
بإعادة دراسة دورة المنشأة العنقية الموضحة في المثال (1-1)، ولكن بفرض أن المردود الداخلي النسبي لكل من العنف والمضخة يساوي 85% حدد للدورة المعدلة:

(a) المردود الحراري، (b) المعدل الكتلي لجريان البخار بـ kg/h لاستطاعة صافية مقدارها $100\ MW$ ، (c) معدل الانتفاع بالحرارة $\dot{Q}_{in}$ في مائع التشغيل خلال مروره في المرجل بـ MW ، (d) معدل انتقال الحرارة $\dot{Q}_{out}$ من البخار المتكاثف خلال مروره في المكثف بـ MW ، (e) المعدل الكتلي لتصريف مياه التبريد في المكثف بـ kg/h ، بفرض أن الماء يدخل إلى المكثف بدرجة حرارة $15^{\circ}C$ ويخرج منه عند $35^{\circ}C$.

الحل

المعلومات: دورة منشأة طاقة تعمل بالبخار كمائع تشغيل. المردود الداخلي النسبي لكل من العنف والمضخة يساوي 85%.

أوجد: المردود الحراري، معدل تدفق البخار kg/h، معدل انتقال الحرارة إلى مائع التشغيل خلال مروره في المرجل بـ MW، معدل انتقال الحرارة من البخار المتكاثف خلال مروره في المكثف بـ MW، ومعدل تصريف مياه التبريد في المكثف بـ kg/h.



مخطط T-S للمثال (2-1)

فرضيات:

1. تحليل جميع مكونات المنشأة بوصفها حجماً متحكماً به في الحالة المستقرة.
2. مائع التشغيل يمر في المرجل والمكثف تحت ضغط ثابت. يدخل البخار إلى العنف على نحو مشبع والبخار المتكاثف هو مشبع عند خروجه من المكثف.
3. العنف والمضخة تعملان أديباتيكياً بمردود مقداره 85%.
4. يهمل تأثير الطاقة الحركية والطاقة الكامنة.

التحليل:

نظراً لعدم وجود عكسية خلال تمدد البخار في العنف، هناك زيادة بالانتروبي النوعية من مدخل العنف حتى مخرجها، كما هو مبين في مخطط T-S. وعلى نحو مشابه، هناك زيادة بالانتروبي النوعية من مدخل المضخة حتى مخرجها. دعنا نبدأ

التحليل بتثبيت كلاً من الحالات الرئيسية. الحالة 1 هي نفسها كما في المثال 1-1 وهكذا
 $h_1 = 2758.0 \text{ kJ/kg}$ و $s_1 = 5.7432 \text{ kJ/kg.k}$

الانتالبي النوعية عند مخرج العنفة، الحالة 2، يمكن تحديدها باستخدام مردود العنفة

$$\eta_t = \frac{\dot{W}_t / G}{(\dot{W}_t / G)_s} = \frac{h_1 - h_2}{h_1 - h_{2s}}$$

حيث h_{2s} الانتالبي النوعية في الحالة 2s على مخطط T-S أعلاه. من حل المثال 1-1
 فإن $h_{2s} = 1794.8 \text{ kJ/kg}$ بالتبديل بعلاقة المردود نجد أن:

$$h_2 = h_1 - \eta_t (h_1 - h_{2s})$$

$$= 2758 - 0.85(2758 - 1794.8) = 1939.3 \text{ kJ/kg}$$

الحالة 3 هي نفسها في المثال 1.1، أي $h_3 = 173.88 \text{ kJ/kg}$

لتحديد الانتالبي النوعية عند مخرج المضخة، الحالة 4، نحصر موازنة الكتلة
 ومعدل الطاقة لحجم متحكم به حول المضخة لنحصل على $\dot{W}_p / G = h_4 - h_3$. نعيد
 ترتيب الانتالبي النوعية في الحالة 4.

$$h_4 = h_3 + \dot{W}_p / G$$

لتحديد h_4 من هذه العلاقة نحتاج إلى عمل المضخة، والتي يمكن تقديرها باستخدام
 المردود الداخلي النسبي للمضخة η_p ، حيث:

$$\eta_p = \frac{(\dot{W}_p / G)_s}{(\dot{W}_p / G)}$$

الحد $(\dot{W}_p / G)_s$ يمكن تقديره من المعادلة 7b.1، وبالحل بالنسبة لـ $\dot{W}_p / G$

نجد:

$$\frac{\dot{W}_p}{G} = \frac{\mathcal{G}_3(p_4 - p_3)}{\eta_p}$$

يحدد البسط في هذه العلاقة من الحل في المثال 1-1.

$$\frac{\dot{W}_p}{G} = \frac{8.66 \text{ kJ/kg}}{0.85} = 9.48 \text{ kJ/kg}$$

وهكذا فإن الانتالبي النوعية عند مخرج المضخة:

$$h_4 = h_3 + \dot{W}_p / G = 173.88 + 9.48 = 183.36 \text{ kJ/kg}$$

(a) الطاقة الصافية الناتجة من هذه الدورة هي:

$$\dot{W}_{cycle} = \dot{W}_t - \dot{W}_p = G[(h_1 - h_2) - (h_4 - h_3)]$$

معدل انتقال الحرارة إلى مائع التشغيل لدى عبوره المرجل

$$\dot{Q}_{in} = G(h_1 - h_4)$$

وهكذا فإن المردود الحراري هو:

$$\eta = \frac{(h_1 - h_2) - (h_4 - h_3)}{(h_1 - h_4)}$$

بإدخال القيم نجد:

$$\eta = \frac{(2758 - 1939.3) - 9.48}{2758 - 183.36} = 0.314 (31.4\%)$$

(b) من معادلة العمل الصافي في الجزء (a)، فإن معدل جريان البخار الكتلي هو:

$$G = \frac{\dot{W}_{cycle}}{(h_1 - h_2) - (h_4 - h_3)} = \frac{(100 MW)(3600 s / h)(10^3 kW / MW)}{(818.7 - 9.48) kJ / kg} = 4.449 \times 10^5 kg / h$$

(c) من علاقة $\dot{Q}_{in}$ في الجزء (a) والتحديد المسبق لقيم الانثالبي النوعية

$$\dot{Q}_{in} = G(h_1 - h_4) = \frac{(4.449 \times 10^5 kg / h)(2758 - 183.36) kJ / kg}{(3600 s / h)(10^3 kW / MW)} = 318.2 MW$$

(d) معدل انتقال الحرارة من البخار المتكاثف إلى مياه التبريد هو:

$$\dot{Q}_{out} = G(h_2 - h_3) = \frac{(4.449 \times 10^5 kg / h)(1939.3 - 173.88) kJ / kg}{(3600 s / h)(10^3 kW / MW)} = 218.2 MW$$

(e) يمكن تحديد المعدل الكتلي لتصرف مياه التبريد من

$$G_{cw} = \frac{G(h_2 - h_3)}{(h_{cw,out} - h_{cw,in})}$$

$$= \frac{(218.2 MW)(10^3 kw / MW)(3600 s / h)}{(146.68 - 62.99) kJ / kg} = 9.39 \times 10^6 kg / h$$

3.1 التخميص وإعادة التسخين

لنبدأ المناقشة بملاحظة أن زيادة الضغط في المرجل أو نقصان الضغط في المكثف يمكن أن يسببا انخفاضاً في نوعية البخار الخارج من العنفة. يمكن مشاهدة ذلك بمقارنة الحالات 2' و 2'' بالشكل (4a.1 و 4b.1) بحالة النقطة 2 المطابقة في كل مخطط. إذا أصبحت نوعية الخليط المار عبر العنفة متدنية جداً، فإن صدم نقاط السائل على ريش العنفة يمكن أن يفتتها، مسبباً انخفاضاً في مردود العنفة ويزيد من الحاجة إلى الصيانة. عملياً يجب المحافظة على نوعية للبخار لا تقل عن 90% ($x_2 = 0.90$) عند مخرج العنفة. يعرف تعديل الدورة الحرارية بالتخميص وإعادة التسخين مما يسمح بتحسين ضغط التشغيل في المرجل والمكثف ويلغي مشكلة نوعية البخار عند مخرج العنفة.

أولاً، لندرس التخميص. بما أننا غير محددين بامتلاك بخار مشبع عند مدخل العنفة، طاقة إضافية يمكن تزويدها إلى البخار بانتقال الحرارة، موصلة إياه إلى شروط البخار المحمص عند مدخل العنفة. يتم ذلك في مبادل حراري منفصل يدعى بالمحمص. الجمع بين المرجل والمحمص يدعى بمولد البخار. يبين الشكل (1-3) دورة رانكين المثالية مع بخار محمص عند مدخل العنفة، الدورة 1'-2'-3-4-1'. الدورة مع تخميص تملك متوسطاً أعلى لدرجة الحرارة من الدورة العادية (1-2-3-4).

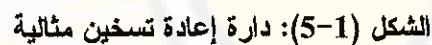
وهكذا فإن مردودها الحراري أعلى. إضافة إلى أن نوعية البخار الخارج من العنفة في الحالة 2' أفضل منها في الحالة 2 والتي تمثل عادم العنفة دون تخميص. كما أن التخميص يلطف أيضاً من مشكلة نوعية البخار المنخفضة عند عادم العنفة، بتخميص كاف فإن حالة البخار عند عادم العنفة يمكن أن تقع في منطقة البخار المحمص.

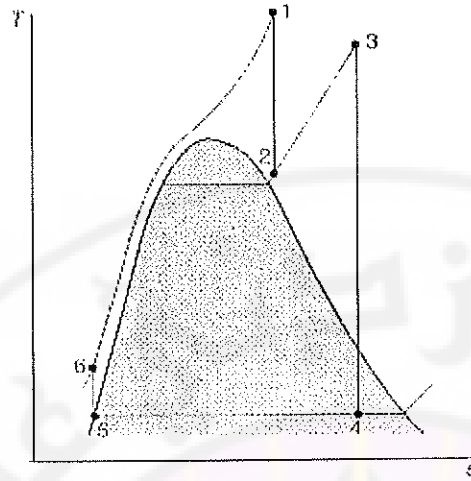
يستخدم عادة تعديل إضافي في محطات التوليد البخارية هو إعادة التسخين. مع إعادة التسخين، يمكن أن تستفيد محطة التوليد بزيادة المردود الحراري الناتج من زيادة ضغط المرجل وتجنب وجود بخار ذي مواصفات متدنية عند عادم العنفة في دورة إعادة

الفائدة الرئيسية من عملية إعادة التسخين هي زيادة نوعية البخار عند عادم العنفة. يمكن ذلك ضمن مخطط S-T على الشكل (1-6) بمقارنة الحالة 4 مع الحالة 4'، والتي لا يوجد فيها إعادة تسخين.

تحدد درجة حرارة دخول البخار إلى العنفة بقيود ميتالورجية تفرضها المواد المستخدمة لتصنيع المحمصات والمسخنات والعنفة. كما يتطلب الضغط العالي في مولد البخار وجود أنابيب تقاوم الإجهادات الكبيرة عند درجات الحرارة العالية. تحد هذه العوامل الربح الذي يمكن تحقيقه من خلال التحميص وإعادة التسخين.

من جهة ثانية، سمح تحسين المواد وطرائق تصنيعها على مر السنين بزيادة مهمة لدرجة حرارة الدورة الأعظمية ولضغط البخار المتولد، مع زيادة مرافقة في المردود الحراري.





الشكل (1-6): دورة إعادة تسخين مثالية ذات ضغط فوق الحرج

وهذا جعل من الممكن زيادة ضغط محطات التوليد بحيث يمكن تصميمها للعمل مع بخار متولد يزيد عن الضغط الحرج للماء (22.1Mpa) ودرجة حرارة دخوله للعنفة حوالي 600°C . يبين الشكل (1-6) دورة مثالية مع ضغط فوق الحرج للبخار المتولد. لاحظ عدم حدوث تغير بالطور خلال إجراء إضافة الحرارة من 6 إلى 1.

مثال (1-3)

مسألة

يعمل بخار الماء كمائع تشغيل في دورة رانكين المثالية مع تحميص وزيادة تسخين. يدخل البخار إلى المرحلة الأولى من عنفة عند 8Mpa & 480°C ويتمدد إلى ضغط مقداره 0.7Mpa . يعاد تسخينه إلى 440°C قبل دخوله في المرحلة الثانية للعنفة، حيث يتمدد بعدها إلى ضغط المكثف 0.008Mpa . الاستطاعة الصافية الناتجة هي 100MW .

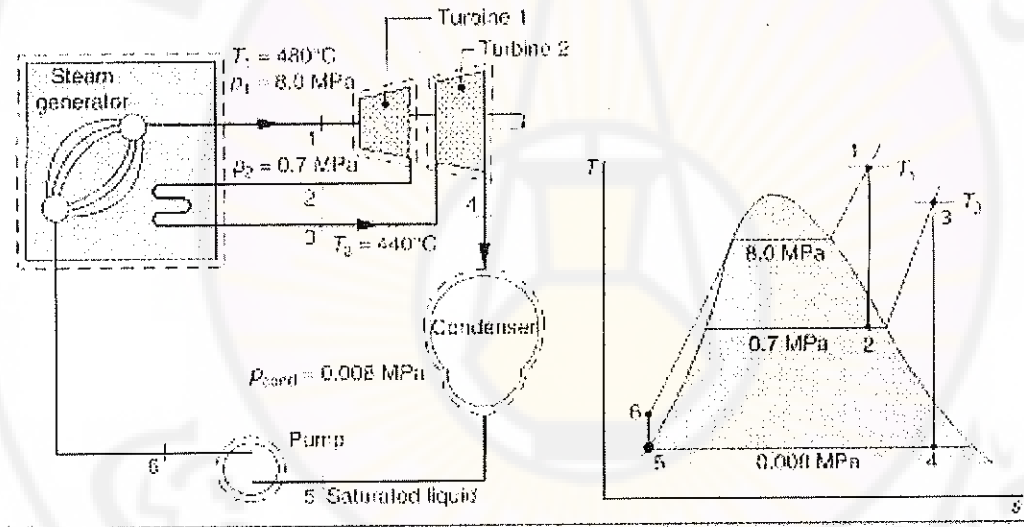
- حدد (a) المردود الحراري للدورة، (b) معدل جريان البخار بـ kg/h ، (c) معدل انتقال الحرارة $\dot{Q}_{out}$ من البخار المتكاثف خلال عبوره للمكثف بـ MW .

الحل:

المعلومات: دورة إعادة تسخين تعمل بالبخر كمائع تشغيل. ضغوط ودرجات حرارة التشغيل محددة، والاستطاعة الصافية للآلة معطاة.

أوجد: المردود الحراري، ومعدل جريان البخار بـ kg/h ، ومعدل انتقال الحرارة من البخار المتكاثف خلال عبوره للمكثف بـ MW.

المخطط التمثيلي ومعطيات المسألة:



فرضيات:

1. حالت كل مكونة في الدورة كحجم متحكم به في الحالة المستقرة، تظهر الحجوم المتحكم بها على المخطط بخطوط متقطعة.
2. جميع إجراءات مائع التشغيل عكوسة داخلياً.
3. العنفة والمضخة تعملان أديباتيكياً.
4. المائع المتكاثف يخرج من المكثف كسائل مشبع.
5. تأثيرات الطاقة الحركية والطاقة الكمونية مهملة.

تحليل:

للبدء نثبت كل من الحالات الرئيسية. ننتقل من مدخل المرحلة الأولى للعنفة، الضغط $8,0Mpa$ ودرجة الحرارة $480^{\circ}C$ ، أي إن البخار محمص. من الجدول A-4، $h_1 = 3348.4kJ/kg$ و $s_1 = 6.6586kJ/kg.k$. باستخدام بيانات السائل المشبع والبخار المشبع من الجدول A-3، النوعية في الحالة 2 هي:

$$x_2 = \frac{s_2 - s_f}{s_g - s_f} = \frac{6.6586 - 1.9922}{6.708 - 1.9922} = 0.9895$$

الانتالبي النوعية بالتالي:

$$h_2 = h_f + x_2 h_{fg}$$

$$= 697.22 + (0.9895)2066.3 = 2741.8kJ/kg$$

الحالة 3 بخار محمص مع $P_3 = 0.7Mpa$ و $T_3 = 440^{\circ}C$ ، وهكذا من الجدول A-4، $h_3 = 3353.3kJ/kg$ و $s_3 = 7.7571kJ/kg.k$.

لتثبيت الحالة 4، نستخدم $P_4 = 0.008Mpa$ و $s_4 = s_3$ للتمدد الايزنتروبي خلال المرحلة الثانية للعنفة. من المعلومات في الجدول A-3 فإن نوعية الحالة 4 هي:

$$x_4 = \frac{s_4 - s_f}{s_g - s_f} = \frac{7.7571 - 0.5926}{8.2287 - 0.5926} = 0.9382$$

الانتالبي النوعية هي:

$$h_4 = 173.88 + (0.9882)2403.1 = 2428.5kJ/kg$$

الحالة 5 هي للسائل المشبع عند $0.008Mpa$ وهكذا $h_5 = 173.88kJ/kg$. أخيراً فإن الحالة عند مخرج المضخة هي نفسها في المثال 1.1، أي $h_6 = 181.94kJ/kg$.

(a) الاستطاعة الصافية الناتجة من الدورة هي:

$$\dot{W}_{cycle} = \dot{W}_{t1} + \dot{W}_{t2} - \dot{W}_p$$

بموازنة الكتلة ومعدل الطاقة لمرحلتي العنفة والمضخة نجد:

$$\text{Turbine 1: } \dot{W}_{t1} / G = h_1 - h_2$$

$$\text{Turbine 2: } \dot{W}_{t2} / G = h_3 - h_4$$

$$\text{Pump: } \dot{W}_p / G = h_6 - h_5$$

حيث G معدل التدفق الكتلي للبخار.

المعدل الكلي لانتقال الحرارة إلى مائع التشغيل خلال مروره بمحمص-المرجل وإعادة التسخين هو:

$$\frac{\dot{Q}_{in}}{G} = (h_1 - h_6) + (h_3 - h_2)$$

باستخدام هذه التعبيرات، فإن المردود الحراري هو:

$$\begin{aligned} \eta &= \frac{(h_1 - h_2) + (h_3 - h_4) - (h_6 - h_5)}{(h_1 - h_6) + (h_3 - h_2)} \\ &= \frac{(3348.4 - 2741.8) - (3353.3 - 2428.5) - (181.94 - 173.88)}{(3348.4 - 181.94) + (3353.3 - 2741.8)} \\ &= \frac{666.6 + 924.8 - 8.06}{3166.5 - 611.5} = \frac{1523.3 \text{ kJ/kg}}{3778 \text{ kJ/kg}} = 0.403 \text{ (40.3\%)} \end{aligned}$$

(b) يمكن الحصول على معدل التدفق الكتلي للبخار من علاقة الاستطاعة الصافية المعطاة في الجزء (a)

$$\begin{aligned} G &= \frac{\dot{W}_{cycle}}{(h_1 - h_2) + (h_3 - h_4) - (h_6 - h_5)} \\ &= \frac{(100 \text{ MW})(3600 \text{ s/h})(10^3 \text{ kW/MW})}{(606.6 + 924.8 - 8.06) \text{ kJ/kg}} = 2.363 \times 10^5 \text{ kg/h} \end{aligned}$$

(c) معدل انتقال الحرارة من البخار المتكاثف إلى ماء التبريد هو:

$$\begin{aligned} \dot{Q}_{out} &= G(h_4 - h_5) \\ &= \frac{2.363 \times 10^5 \text{ kg/h}(2428.5 - 173.88) \text{ kJ/kg}}{(3600 \text{ s/h})(10^3 \text{ kW/MW})} = 148 \text{ MW} \end{aligned}$$

تعليق:

من العملي مقارنة القيم الحالية مع تلك المقابلة لها في المثال (1.1). باستخدام التحميص وإعادة التسخين، يزداد المردود الحراري عن ذلك في المثال (1.1). لاستطاعة صافية مقدارها (100MW) فإن زيادة المردود الحراري تعني الحاجة إلى كمية أقل من معدل تدفق البخار. يضاف إلى ذلك أنه مع زيادة المردود الحراري فإن معدل انتقال الحرارة إلى ماء التبريد أقل، مما يؤدي إلى انخفاض الطلب على ماء التبريد. مع إعادة التسخين، فإن نوعية البخار عند عادم العنفة يتحسن أكثر منه في الدورة المثال (1-1).

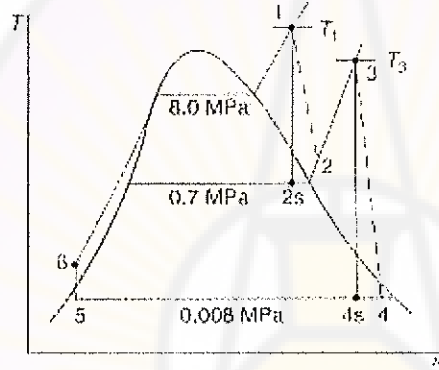
مثال 4-1

مسألة

ادرس دورة إعادة التسخين في المثال (3-1)، بحيث يتضمن التحليل أن كل مرحلة من عنفة لها مردود داخلي نسبي مقداره 85%. حدد المردود الحراري.

الحل

مخطط الدورة الحرارية



تحليل:

من حل المثال 3-1، فإن القيم التالية للانثالبي النوعية معروفة بـ kJ/kg :
 $h_1 = 3348.4$, $h_{2s} = 2741.8$, $h_3 = 3353.3$, $h_{4s} = 2428.5$, $h_5 = 173.88$, $h_6 = 181.94$
الانثالبي النوعية عند مخرج المرحلة الأولى للعنفة، h_2 ، يمكن تحديده بحل العلاقة التي تعطي مردود العنفة فنجد:

$$\begin{aligned} h_2 &= h_1 - \eta_t (h_1 - h_{2s}) \\ &= 3348.4 - 0.85(3348.4 - 2741.8) = 2832.8 \text{ kJ/kg} \end{aligned}$$

الانثالبي النوعية عند مخرج المرحلة الثانية للعنفة يمكن إيجادها على نحو مماثل:

$$\begin{aligned} h_4 &= h_3 - \eta_t (h_3 - h_{4s}) \\ &= 3353.3 - 0.85(3353.3 - 2428.5) = 2567.2 \text{ kJ/kg} \end{aligned}$$

المردود الحراري إذن:

$$\eta = \frac{(h_1 - h_2) + (h_3 - h_4) - (h_6 - h_5)}{(h_1 - h_6) + (h_3 - h_2)} =$$

$$= \frac{(3348.4 - 2832.8) + (3353.3 - 2567.2) - (181.94 - 173.88)}{(3348.4 - 181.94) + (3353.3 - 2832.8)}$$

$$= \frac{1293.6}{3687.0} = 0.351 \quad (35.1\%)$$

تعليق:

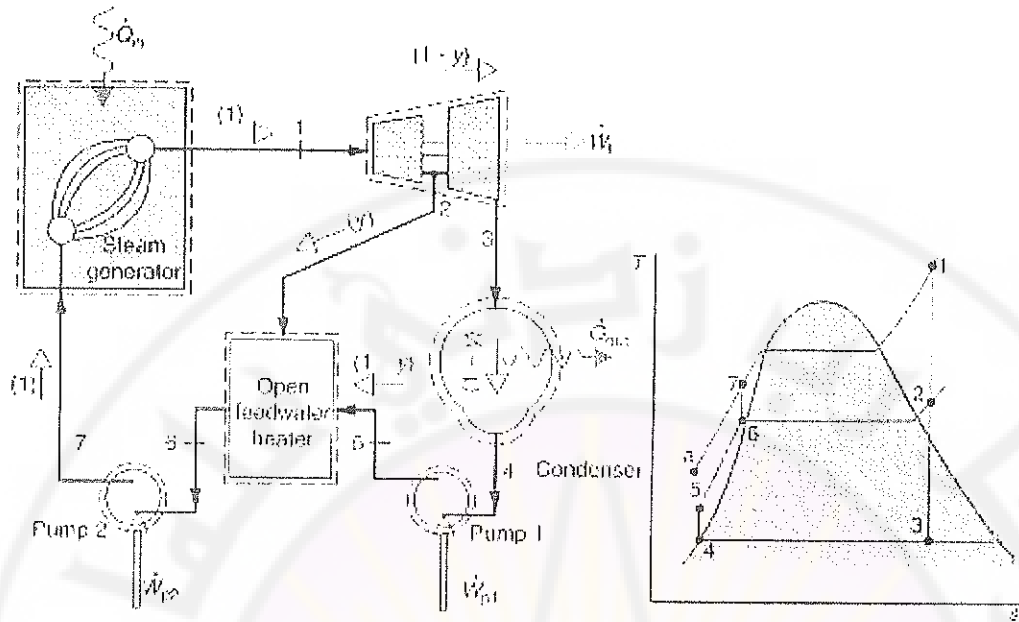
بسبب عدم العكسية في مراحل العنفة، فإن العمل الناتج لواحدة الكتلة في الحالة الجديدة أقل على نحو واضح منه في حالة المثال 3.1. كما أن المردود الحراري أقل على نحو مهم.

4.1 استرجاع الحرارة لدورة محطة توليد بخارية

هناك طريقة تستخدم عادة لزيادة المردود الحراري لمنشآت توليد الطاقة بالبخار هي التسخين الاسترجاعي لمياه التغذية أو ببساطة **الاسترجاع**. لإدخال مفهوم التسخين الاسترجاعي لمياه التغذية، ادرس مرة أخرى الشكل (3-1). في الدورة 1-2-3-4-a-1، يدخل مائع التشغيل إلى المرجل كسائل مضغوط في الحالة 4 ويسخن في طوره السائل حتى الحالة a. مع التسخين الاسترجاعي لمياه التغذية، يدخل مائع التشغيل إلى المرجل عند الحالة بين 4 و a. ونتيجة لذلك يزداد متوسط درجة حرارة كمية الحرارة المضافة.

1.4.1 مسخنات مفتوحة لمياه التغذية

يبين الشكل (7-1) مخططاً تمثيلاً لدورة حرارية استرجاعية لمحطة توليد بخارية تضم مسخناً مفتوحاً لمياه التغذية، ومخطط T-S لهذه الدورة.



الشكل (7-1): استرجاع الحرارة لدورة
محطة توليد بخارية مع مسخن مفتوح لمياه التغذية

في هذه الدورة، يعبر مائع التشغيل ايزنتروبياً خلال مراحل العنفة والمضخات، كما أن الجريان عبر مولد البخار، والمكثف، ومسخن مياه التغذية دون ضياع بالضغط في هذه المكونات. يدخل البخار المرحلة الأولى من العنفة في الحالة 1 ويتمدد إلى الآلة 2، حيث ينتزع جزء من الجريان الكلي أو يستنزف ويؤخذ إلى مسخن مفتوح لمياه التغذية يعمل عند الضغط المستنزف P_2 . يتمدد الجزء المتبقي من البخار في المرحلة الثانية من العنفة حتى الحالة 3. يتكاثف هذا الجزء من الجريان الكلي إلى سائل مشبع، الحالة 4، بعدها يضخ إلى ضغط الاستنزاف ويدخل إلى مسخن مياه التغذية بالحالة 5. يخرج المزيج من مسخن مياه التغذية في الحالة 6. السائل في الحالة 6 يدفع بالمضخة إلى ضغط مولد البخار ويدخل إليه في الحالة 7. أخيراً يسخن مائع التشغيل من الحالة 7 إلى الحالة 1 في مولد البخار.

بالعودة إلى مخطط T-S للدورة، لاحظ أن إضافة الحرارة ستأخذ مكانها من الحالة 7 إلى الحالة 1، وليس من الحالة a إلى الحالة 1، كما هي الحال دون استرجاع. بالتوافق، فإن كمية الطاقة المزودة باحتراق الوقود، أو مصدر آخر، لتبخير وتحميص البخار ستتخفض. عملياً تختار شروط التشغيل بحيث أن التخفيض بكمية الحرارة المضافة

أكبر من الانخفاض بالعمل الناتج من تمدد جزء من البخار في العنفة، وينتج من ذلك زيادة في المردود الحراري في محطات الاسترجاع.

ندرس التحليل الترموديناميكي لدورة الاسترجاع الموضحة في الشكل (1-7). هناك خطوة أساسية وهامة في تحليل أي دورة استرجاعية هو تقدير معدل الجريان الكتلي عبر المكونات المختلفة. بأخذ حجم متحكم به وحيد يتضمن مراحل العنفة، وبموازنة معدل الكتلة نجد في الحالة المستقرة:

$$G_2 + G_3 = G_1$$

بالقسيم على G_1 نجد:

$$\frac{G_2}{G_1} + \frac{G_3}{G_1} = 1$$

باعتبار أن $y = G_2 / G_1$ ، فإن الجزء من الجريان الكلي المار في المرحلة الثانية للعنفة هو:

$$\frac{G_3}{G_1} = 1 - y \quad (11-1)$$

يمكن تحديد الجزء y بتطبيق مبدأ حفظ الكتلة ومبدأ حفظ الطاقة في الحجم المتحكم به حول مسخن مياه التغذية. وبفرض عدم وجود تبادل حراري بين مسخن مياه التغذية ومحيطه وإهمال تأثيرات الطاقة الحركية والطاقة الكمونية، فإن موازنة الكتلة ومعدل الطاقة تعطي في الحالة المستقرة.

$$0 = y h_2 + (1 - y) h_5 - h_6$$

أي أن:

$$y = \frac{h_6 - h_5}{h_2 - h_5} \quad (12-1)$$

تسمح هذه العلاقة بحساب الجزء y عند معرفة الحالات 2 و 5 و 6.

العمل الكلي الناتج من العنفة لواحدة الكتلة التي تمر في المرحلة الأولى للعنفة

$$\frac{\dot{W}_t}{G} = (h_1 - h_2) + (1 - y)(h_2 - h_3) \quad (13-1)$$

العمل الكلي اللازم تقديمه للمضخات لواحدة الكتلة التي تمر في المرحلة الأولى من العنفة

$$\frac{\dot{W}_p}{G} = (h_7 - h_6) + (1 - y)(h_5 - h_4) \quad (14-1)$$

الطاقة المضافة بواسطة الحرارة المنقولة إلى مائع التشغيل عبر مولد البخار لواحدة الكتلة الممتدة عبر المرحلة الأولى للعنفة هي:

$$\frac{\dot{Q}_{in}}{G} = h_1 - h_7 \quad (15-1)$$

الطاقة المزالة بواسطة انتقال الحرارة إلى مياه التبريد هي:

$$\frac{\dot{Q}_{out}}{G} = (1 - y)(h_3 - h_4) \quad (16-1)$$

يوضح المثال التالي تحليلاً لدورة استرجاع مع مسخن مزجي لمياه التغذية وتحديد الخواص في النقاط المختلفة من الدورة الحرارية.

مثال 5-1

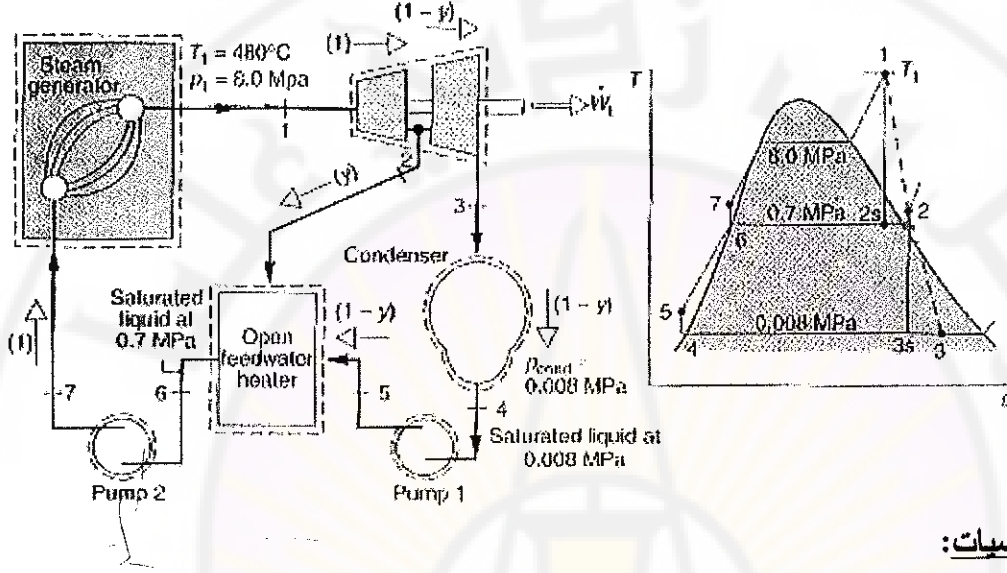
مسألة

ادرس دورة حرارية لمحطة توليد بالبخار تضم مسخناً مفتوحاً لمياه التغذية. يدخل البخار إلى العنفة عند 8.0 Mpa و 480°C ويتمدد حتى 0.7 Mpa ، حيث يستنزف بعض البخار ويحول إلى مسخن مفتوح لمياه التغذية يعمل عند 0.7 Mpa . يتمدد البخار المتبقي في مرحلة ثانية للعنفة وينكاثف عند ضغط 0.008 Mpa . يخرج السائل المشبع من المسخن عند ضغط 0.7 Mpa . المردود الداخلي النسبي لكل من مرحلتي العنفة يساوي 85%. وبفرض أن الطاقة الصافية الناتجة من الدورة تساوي 100MW، حدد:

(a) المردود الحراري و (b) معدل الجريان الكتلي للبخار الداخل إلى المرحلة الأولى من العنفة بـ kg/h

الحل

مخطط تمثيلي وبيانات الدارة



فرضيات:

- 1- تحليل كل مكونة للدائرة كحالة مستقرة لحجم متحكم به. توضح الحجوم المتحكم بها في المخطط أعلاه بخطوط متقطعة.
- 2- جميع إجراءات مائع التشغيل داخلياً عكوسة، ما عدا التمدد خلال مرحلتي العنفة والمزج في مسخن مياه التغذية المفتوح.
- 3- تعمل العنفات والمضخات ومسخن مياه التغذية أديباتياً.
- 4- يهمل تأثير الطاقة الحركية والطاقة الكمونية.
- 5- يخرج سائل التشغيل من مسخن مياه التغذية المفتوح مشبعاً، كما هي الحال عند مخرج المكثف.

تحليل:

يمكن قراءة قيمة الانثالبي النوعية للنقاط 1 و 4 من جداول البخار. الانثالبي النوعية في الحالة 2 قدرت في حل المثال 4.1 يمكن الحصول على الانتروبي النوعية للحالة 2 من جداول البخار. باستخدام القيم المدونة للانثالبي والضغط في هذه الحالة. تلخيصاً:

$$S_2 = 6.8606 \text{ kJ/kgk} \quad , \quad h_2 = 2832.8 \text{ kJ/kg} \quad , \quad h_1 = 3348.4 \text{ kJ/kg}$$

$$h_4 = 173.88 \text{ kJ/kg}$$

يمكن تحديد الانثاليبي في الحالة 3 باستخدام مردود المرحلة الثانية للعنفة:

$$h_3 = h_2 - \eta_t (h_2 - h_{3s})$$

حيث $S_{3s} = S_2$ ، النوعية في الحالة $3s$ هي $x_{3s} = 0.8208$ وباستخدام هذه القيمة نحصل على $h_{3s} = 2146.3 \text{ kJ/kg}$ ومنه:

$$h_3 = 2832.8 - 0.85(2832.8 - 2146.3) = 2249.3 \text{ kJ/kg}$$

الحالة 6 هي سائل مشبع عند 0.7 Mpa ، وهكذا $h_6 = 697.22 \text{ kJ/kg}$. بما أن المضخات تعمل بشروط ليست غير عكسية، فإن قيم الانثاليبي النوعية في الحالات 5 و 7 يمكن تحديدها كالتالي:

$$h_5 = h_4 + g_4 (P_5 - P_4)$$

$$= 173.88 + (1.0084 \times 10^{-3}) (m^3/kg) (0.7 - 0.008) \left(\frac{10^6 \text{ N/m}^2}{1 \text{ Mpa}} \right) \left(\frac{\text{kJ}}{10^3 \text{ N.m}} \right)$$

$$= 174.6 \text{ kJ/kg}$$

$$h_7 = h_6 + g_6 (P_7 - P_6)$$

$$= 697.22 + (1.1080 \times 10^{-3}) (8.0 - 0.7) (10^3)$$

$$= 705.3 \text{ kJ/kg}$$

بتطبيق موازنة الكتلة ومعدل الطاقة إلى الحجم المتحكم به المتضمن المسخن المفتوح، نجد الجزء y للجريان المستنزف في الحالة 2:

$$y = \frac{h_6 - h_5}{h_2 - h_5} = \frac{697.22 - 174.6}{2832.8 - 174.6} = 0.1966$$

(a) على قاعدة وحدة الكتلة للجريان المار عبر المرحلة الأولى من العنفة، فإن العمل الكلي الناتج من العنفة:

$$\frac{\dot{W}_t}{G_1} = (h_1 - h_2) + (1 - y)(h_2 - h_3)$$

$$= (3348.4 - 2832.8) + (0.8034)(2832.8 - 2249.3)$$

$$= 984.4 \text{ kJ/kg}$$

عبر الضخ الكلي لواحدة الكتلة المارة عبر المرحلة الأولى للعنفة:

$$\begin{aligned}\frac{\dot{W}_p}{G_1} &= (h_7 - h_6) + (1 - y)(h_5 - h_4) \\ &= (705.3 - 697.22) + (0.8034)(174.6 - 173.88) \\ &= 8.7 \text{ kJ/kg}\end{aligned}$$

الحرارة المضافة في مولد البخار لواحدة الكتلة المارة عبر المرحلة الأولى للعنفة:

$$\frac{\dot{Q}_{in}}{G_1} = h_1 - h_7 = 3348.4 - 705.3 = 2643.1 \text{ kJ/kg}$$

بعدها فإن المردود الحراري:

$$\eta = \frac{\dot{W}_t / G_1 - \dot{W}_p / G_1}{\dot{Q}_{in} / G_1} = \frac{984.4 - 8.7}{2643.1} = 0.369 (36.9\%)$$

(b) المعدل الكتلي لجريان البخار الداخل إلى العنفة، G_1 ، يمكن تحديده باستخدام

القيمة المعطاة للاستطاعة الصافية، $100MW$ ، وهكذا لدينا:

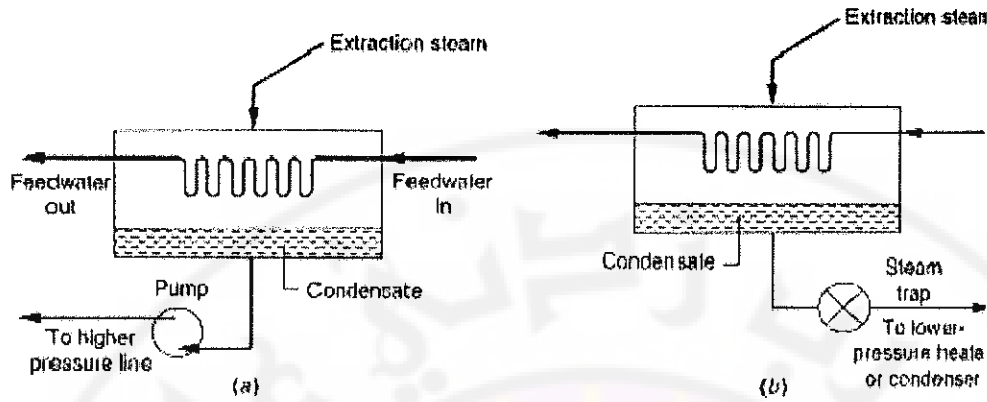
$$\dot{W}_{cycle} = \dot{W}_t - \dot{W}_p$$

$$\frac{\dot{W}_t}{G_1} = 984.4 \text{ kJ/kg} \quad \& \quad \frac{\dot{W}_p}{G_1} = 8.7 \text{ kJ/kg}$$

$$G_1 = \frac{(100MW)(3600s/h)}{(984.4 - 8.7) \text{ kJ/kg}} \left(\frac{10^3 \text{ kJ/s}}{1MW} \right) = 3.69 \times 10^5 \text{ kg/h}$$

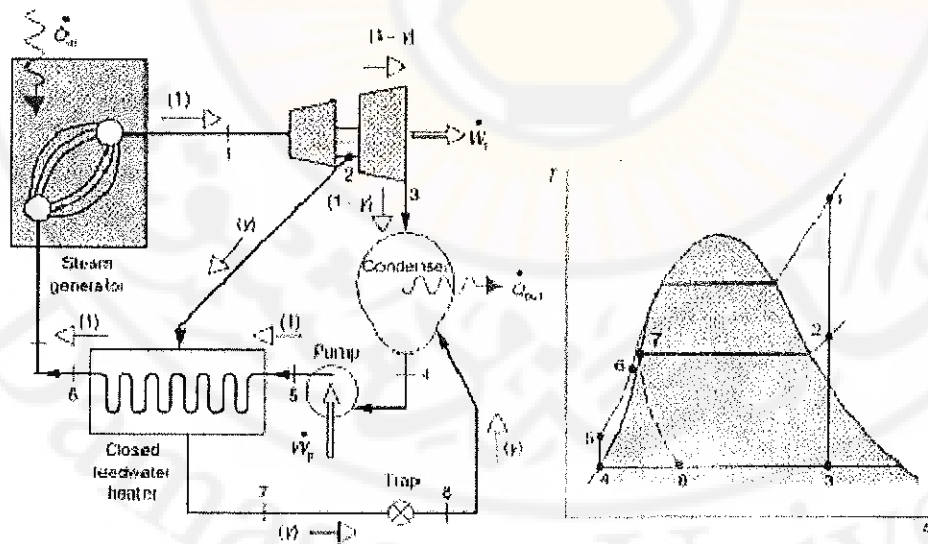
2.4.1 مسخنات مغلقة لمياه التغذية

في هذه المسخنات لا يوجد تماس مباشر بين البخار المستنزف من جسم العنفة ومياه التغذية التي يتم تسخينها ورفع درجة حرارتها ضمن أنابيب منفصلة. بما أن المائعين لا يختلطان فإن ضغط كل منهما يمكن أن يختلف عن الآخر. يبين الشكل (8-1) نوعين من المسخنات المغلقة لإزاحة البخار المتكاثف. في الشكل (8a.1) يسمح للبخار المتكاثف بالتحرك باتجاه نقطة الضغط الأعلى في الدورة. في الشكل (8b.1) يسمح للبخار المتكاثف بالمرور عبر مصيدة حيث يعمل مسخن مياه التغذية عند ضغط أخفض أو إلى ضغط المكثف. المصيدة هي نوع من الصمامات تسمح فقط للسائل بالمرور خلالها إلى منطقة ذات ضغط أخفض.



الشكل (8-1): أمثلة لمسخنات مغلقة لمياه التغذية

يبين الشكل (9-1) مخططاً توضيحياً لمحطة توليد بخارية ذات استرجاع تضم مسخناً مغلقاً لمياه التغذية مع مصيدة مربوطة مع المكثف. في هذه الدورة، يمر مائع التشغيل ايزنتروبياً خلال مراحل العنفة والمضخات، وليس هناك ضياع في الضغط يواكب الجريان في المكونات الأخرى.



الشكل (9-1): استرجاع الحرارة لدورة محطة توليد بخارية مع مسخن مغلق لمياه التغذية

يوضح مخطط T-S الحالات الرئيسية للدورة. يتمدد الجريان الكلي للبخار في المرحلة الأولى من العنفة من الحالة 1 إلى الحالة 2. في هذا الموقع، يستنزف جزء من الجريان ليدخل إلى مسخن مياه تغذية مغلق، حيث يتكاثف وينتج سائل مشبع من هذا البخار المتكاثف عند ضغط ثابت تمثله الحالة 7 عند الخروج من مسخن مياه التغذية. يعاد البخار المتكاثف إلى المكثف، حيث يتحد مع جزء الجريان الكلي الذي يعبر المرحلة الثانية من العنفة. التمدد من الحالة 7 إلى الحالة 8 خلال المصيدة هو غير عكوسي، لذلك فهو مبين بخط متقطع على مخطط T-S. الجريان الكلي عند مخرج المكثف هو سائل مشبع عند الحالة 4 يعاد ضخه إلى ضغط مولد البخار ويدخل إلى مسخن مياه التغذية عند الحالة 5. درجة حرارة مياه التغذية ترتفع أثناء مرورها بمسخن مياه التغذية، حيث يخرج منه في النقطة 6. تستكمل الدورة بتسخين مائع التشغيل في مولد البخار تحت ضغط ثابت من الحالة 6 إلى الحالة 1. كما أن المسخن المغلق المبين في الشكل يعمل دون هبوط في الضغط في كلا التدفقين، وهناك مصدر لعدم العكوسية ناتج من اختلاف درجة حرارة التدفقين.

يمكن تحديد حصة البخار المستنزف، y ، بتطبيق مبدأي حفظ الكتلة وحفظ الطاقة في الحجم المتحكم به حول المسخن المغلق. بفرض عدم وجود تبادل حراري بين مسخن مياه التغذية ومحيطه، وبإهمال تأثير الطاقة الحركية والطاقة الكمونية، تعطي موازنة الكتلة ومعدل الطاقة في الحالة المستقرة.

$$0 = y(h_2 - h_7) + (h_5 - h_6)$$

$$y = \frac{h_6 - h_5}{h_2 - h_7} \quad (17-1)$$

تقدر قيمة العمل الرئيس والتبادل الحراري كما نوقش سابقاً.

3.4.1 تعدد مسخنات مياه التغذية

يمكن زيادة المردود الحراري للدورة الحرارية للاسترجاع باستخدام عدة مسخنات لمياه التغذية عند ضغوط مختارة ومناسبة. يعتمد عدد مسخنات مياه التغذية على تقديرات اقتصادية حيث أن الزيادة الجزئية في المردود الحراري والتي يمكن الحصول عليها بإضافة مسخنات يجب تبريرها من ناحية الكلفة (مسخنات، أنابيب، مضخات ... الخ). يستخدم مصممو محطات التوليد برامج حاسوبية لمحاكاة الترموديناميك والأداء الاقتصادي



46

مسألة

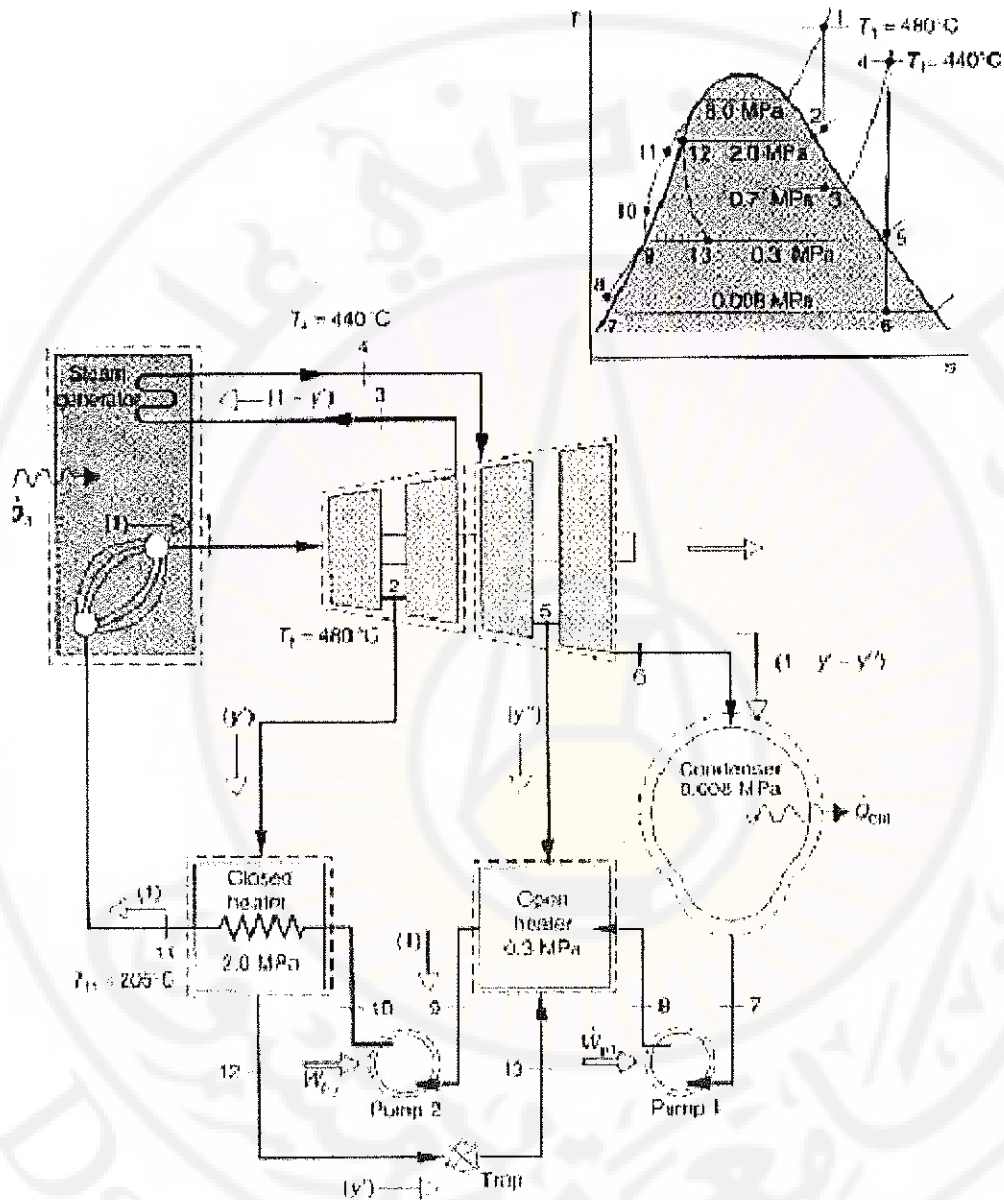
اعتبر دورة محطة توليد ذات استرجاع حراري تضم مسخنين لمياه التغذية، أحدهما مغلق والآخر مفتوح. يدخل البخار إلى المرحلة الأولى بضغط 8.0 Mpa ودرجة حرارة 480°C يتمدد حتى ضغط 0.7 Mpa. يعاد تسخين البخار إلى 440°C قبل دخوله إلى العنفة الثانية، حيث يتمدد إلى ضغط المكثف 0.008. يستنزف البخار من العنفة الأولى عند 2Mpa ويزود إلى مسخن مياه التغذية المغلق. تترك مياه التغذية المسخن المغلق عند 205°C وضغط 8.0 Mpa، ويخرج البخار المتكاثف كسائل مشبع عند 2 Mpa. يعاد البخار المتكاثف عن طريق مصيدة إلى مسخن مياه التغذية المفتوح. يستنزف البخار من العنفة الثانية عند 0.3 Mpa ويزود إلى مسخن مياه التغذية المفتوح الذي يعمل عند 0.3 Mpa. يترك المائع المسخن المفتوح كسائل مشبع عند 0.3 Mpa. الاستطاعة الصافية لدورة محطة التوليد هي 100 MW. ليس هناك أي تبادل حراري بين مكونات المنشأة ومحيطها. وباعتبار عدم وجود لا عكسية لمائع التشغيل أثناء عبوره العنفات والمضخات ومولدات البخار والمسخنات والمكثف؛ حدد: (a) المردود الحراري، (b) معدل الجريان الكتلي للبخار الداخل إلى المرحلة الأولى للعنفة بـ kg/h.

الحل

المعلومات: دورة محطة توليد ذات استرجاع حراري تعمل بالبخار كمائع تشغيل. ضغوط التشغيل ودرجات الحرارة محددة ، والاستطاعة الصافية للمحطة معطاة.

أوجد: المردود الحراري ومعدل الجريان الكتلي الداخل إلى العنفة الأولى بـ kg/h.

مخطط الدورة ومعطياتها



فرضیات:

- 1- كل مكونة في الدارة تم تحليلها كحجم متحكم به بالحالة المستقرة. الهجوم المتحكم بها مبنية على المخطط الذي يمثل الدورة بخطوط مقطعه.
- 2- ليس هناك من تبادل حراري متناثر من أي مكونة إلى محيطها.

- 3- يعتبر مائع التشغيل ذا تحول عكوسي داخلي لدى مروره عبر العنفات والمضخات ومولد البخار والمسخنات والمكثف.
- 4- التحول لدى المصيدة يعتبر إجراء خنق.
- 5- يهمل أثر الطاقة الحركية وطاقة الكمون.
- 6- يخرج التكاثف من المسخن المغلق كسائل مشبع عند 2 Mpa. تترك مياه التغذية المسخن المفتوح كسائل مشبع عند 0.3 Mpa. يترك التكاثف المكثف كسائل مشبع.

تحليل:

لنحدد الانتالبي النوعية عند الحالات الرئيسية للدورة، الحالة 1 هي نفسها في المثال 3-1 وهكذا $h_1 = 3348.4 \text{ kJ/kg}$ و $S_1 = 6.6586 \text{ kJ/kg.k}$.

تنبت الحالة 2 بـ $P_2 = 2.0 \text{ Mpa}$ والانتروبي النوعية S_2 ، التي هي نفسها في الحالة 1. بالاستيفاء من الجدول A-4 نجد: $h_2 = 2963.5 \text{ kJ/kg}$. حالة الخروج من العنفة الأولى هي نفسها كما في المثال 1-3، وهكذا: $h_3 = 2741.8 \text{ kJ/kg}$.

الحالة 4 هي لبخار محمص عند 0.7 Mpa و 440°C من الجدول A-4، $h_4 = 3353.3 \text{ kJ/kg}$ و $S_4 = 7.7571 \text{ kJ/kg.k}$. بالاستيفاء من الجدول A-4 عند الضغط $P_5 = 0.3 \text{ Mpa}$ و $S_5 = S_4 = 7.7571 \text{ kJ/kg.k}$ ، الانتالبي في الحالة 5 هي $h_5 = 3101.5 \text{ kJ/kg}$.

باستخدام $S_6 = S_4$ فإن النوعية عند الحالة توجد مساوية $x_6 = 0.9382$ أي:

$$h_6 = h_f + x_6 h_{fg}$$

$$= 173.88 + (0.9382)2403.1 = 2428.5 \text{ kJ/kg}$$

عند مخرج المكثف $h_7 = 173.88 \text{ kJ/kg}$. الانتالبي النوعية عند مخرج المضخة الأولى هي:

$$h_8 = h_7 + g_7(P_8 - P_7)$$

$$= 173.88 + (1.0084)(0.3 - 0.008) = 174.17 \text{ kJ/kg}$$

تحويلات الوحدة المطلوبة كما هي مقدرة في المثال السابق.

يترك السائل مسخن مياه التغذية المفتوح في الحالة 9 كسائل مشبع عند 0.3Mpa .
الانثاليبي النوعية هي $h_9 = 561.47\text{kJ/kg}$. الانثاليبي النوعية عند مخرج المضخة الثانية هي:

$$h_{10} = h_9 + g_9(P_{10} - P_9)$$

$$= 561.47 + (1.0732)(8.0 - 0.3) = 569.73\text{kJ/kg}$$

يصبح السائل المتكاثف الخارج من المسخن المغلق مشبعاً عند 2Mpa . من الجدول A-3، $h_{12} = 908.79\text{kJ/kg}$. المائع المار عبر المصيدة يخضع لإجراء خنق، حيث $h_{13} = h_{12} = 908.79\text{kJ/kg}$ أي $h_{13} = h_{12}$.
الانثاليبي النوعية لمياه التغذية الخارجة من المسخن المغلق عند ضغط 8.0Mpa و 250°C توجد من العلاقة:

$$h_{11} = h_f + g_f(P_{11} - P_{sat})$$

$$= 875.1 + (1.1646)(8.0 - 1.73) = 882.4\text{kJ/kg}$$

حيث h_f و g_f هما الانثاليبي النوعية والحجم النوعي للسائل المشبع عند 250°C ، و P_{sat} ضغط الإشباع بـ Mpa عند هذه الدرجة من الحرارة.
المخطط الإنشائي للدورة موضح عليه حصص التصرف الكلي في المواقع المختلفة. حصص البخار إلى كل من المسخن المغلق والمسخن المفتوح على التوالي هما $y' = G_2 / G_1$ و $y'' = G_5 / G_1$ ، حيث تشير G_1 إلى معدل التصرف الكتلي الداخل إلى العنفة الأولى.

يمكن إيجاد حصة y' بتطبيق موازنة الكتلة ومعدل الطاقة في حجم متحكم به يتضمن المسخن المغلق، النتيجة هي:

$$y' = \frac{h_{11} - h_{10}}{h_2 - h_{12}} = \frac{882.4 - 569.73}{2963.5 - 908.79} = 0.1522$$

الجزء y'' يمكن تحديده بتطبيق موازنة الكتلة ومعدل الطاقة في حجم متحكم به يتضمن المسخن المفتوح، ينتج من ذلك:

$$0 = y''h_5 - (1 - y' - y'')h_8 + y'h_{13} - h_a$$

وبالحل بالنسبة لـ y''

$$\begin{aligned}
 y'' &= \frac{(1-y')h_8 + y'h_{13} - h_9}{h_8 - h_5} \\
 &= \frac{(0.8478)174.17 + (0.1522)908.79 - 561.47}{174.17 - 3101.5} \\
 &= 0.0941
 \end{aligned}$$

(a) قيم العمل والحرارة المنتقلة مبينة بالنسبة لواحدة الكتلة الداخلة إلى العنفة الأولى. العمل الناتج من العنفة الأولى لواحدة الكتلة الداخلة هو مجموع

$$\begin{aligned}
 \frac{\dot{W}_{11}}{G_1} &= (h_1 - h_2) + (1-y')(h_2 - h_3) \\
 &= (3348.4 - 2963.5) + (0.8478)(2963.5 - 2741.8) \\
 &= 572.9 \text{ kJ / kg}
 \end{aligned}$$

على نحو مشابه، للعنفة الثانية:

$$\begin{aligned}
 \frac{\dot{W}_{12}}{G_1} &= (1-y')(h_4 - h_5) + (1-y'-y'')(h_5 - h_6) \\
 &= (0.8478)(3353.3 - 3101.5) + (0.7537)(3101.5 - 2428.5) \\
 &= 720.7 \text{ kJ / kg}
 \end{aligned}$$

للمضخة الأولى:

$$\begin{aligned}
 \frac{\dot{W}_{p1}}{G_1} &= (1-y'-y'')(h_8 - h_7) \\
 &= (0.7537)(174.17 - 173.88) = 0.22 \text{ kJ / kg}
 \end{aligned}$$

وللمضخة الثانية:

$$\begin{aligned}
 \frac{\dot{W}_{p2}}{G_1} &= (h_{10} - h_9) \\
 &= 569.73 - 561.47 = 8.26 \text{ kJ / kg}
 \end{aligned}$$

كمية الحرارة الكلية هي مجموع الطاقة المضافة بانتقال الحرارة خلال التبخر/التحميص وإعادة التسخين. عند بيانها على أساس واحدة الكتلة الداخلة إلى العنفة الأولى، أي:

$$\begin{aligned}\frac{\dot{Q}_{in}}{G_1} &= (h_1 - h_{11}) + (1 - y')(h_4 - h_3) \\ &= (3348.4 - 882.4) + (0.8478)(3353.3 - 2741.8) \\ &= 2984.4 \text{ kJ / kg}\end{aligned}$$

من القيم السابقة، فإن المردود الحراري هو:

$$\begin{aligned}\eta &= \frac{\dot{W}_{t1} / G_1 + \dot{W}_{t2} / G_1 - \dot{W}_{p1} / G_1 - \dot{W}_{p2} / G_1}{\dot{Q}_{in} / G_1} \\ &= \frac{572.9 + 720.7 - 0.22 - 8.26}{2984.4} = 0.431 (43.1\%)\end{aligned}$$

(b) يمكن تحديد معدل الجريان الكتلي الداخل إلى العنفة الأولى باستخدام القيم المعطاة للاستنطاعة الصافية، أي:

$$\begin{aligned}G_1 &= \frac{\dot{W}_{cycle}}{\dot{W}_{t1} / G_1 + \dot{W}_{t2} / G_1 - \dot{W}_{p1} / G_1 - \dot{W}_{p2} / G_1} \\ &= \frac{(100 \text{ MW})(3600 \text{ s / h})(1000 \text{ kW / MW})}{1285.1 \text{ kg}} = 2.8 \times 10^5 \text{ kg / h}\end{aligned}$$

تعليق:

مقارنة مع القيم التي حصلنا عليها من دورة رانكين البسيطة المبينة بالمثال 1-1، فإن المردود الحراري لدورة الاسترجاع الحالية هو أكبر على نحو ملحوظ، كما أن معدل جريان مائع التشغيل أقل.

5.1 دراسة حالة: تحليل الطاقة المتاحة لمحطة توليد بخارية

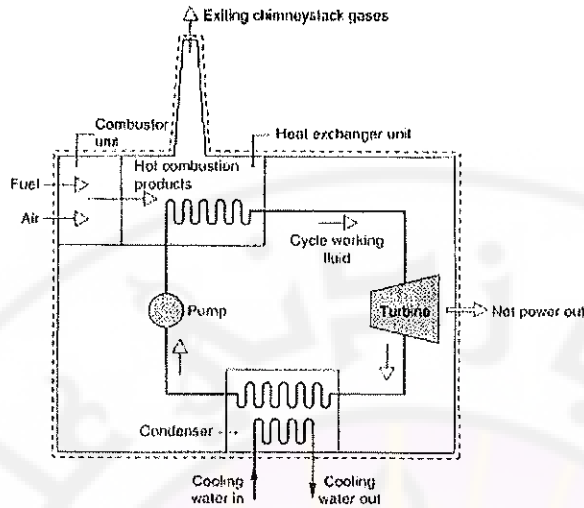
تظهر مناقشة هذه النقطة أنه يمكن الحصول على صورة مفيدة لأداء محطة التوليد من مبادئ حفظ الكتلة وحفظ الطاقة. ومع ذلك، تزودنا هذه المبادئ فقط بكمية الطاقة المنتقلة من وإلى المنشأة ولكن لا تسمح بالنفع من أنواع الطاقة المختلفة والمنتقلة للتقييم. حيث أن وجود واحدة من الطاقة الخارجة كطاقة كهربائية ستعد مكافئة إلى واحدة الطاقة

الخارجة بدرجة حرارة منخفضة لمياه التبريد. ومع ذلك لا يمكن تعلم أي شيء من مبادئ حفظ الطاقة لوحدها حول الدلالة النسبية للطاقة المتاحة المتوفرة في المكونات المختلفة من المنشأة والضيعات المرتبطة مع هذه المكونات.

ندرس في هذه الفقرة تدبير الطاقة المتاحة (availability) الداخلة إلى محطة التوليد مع الوقود، حيث يتحول جزء من هذه الطاقة المتاحة في الوقود إلى عمل مفيد في المنشأة. ومع ذلك، فإن الجزء الأعظم من هذه الطاقة المتاحة إما أن يدمر بعدم العكسية في المكونات المختلفة أو يطرد من المنشأة بواسطة مياه التبريد. سنوضح هذه الاعتبارات في الفقرة الحالية بثلاثة أمثلة محلولة، تعالج على التوالي المرجل، العنفة والمضخة ومكثف محطة التوليد البخارية البسيطة.

يتطلب عدم العكسية في كل من مكونات المنشأة العنفة معرفة مدى الإتاحة الممكنة لهذه المنشأة. ففي المرجل مثلاً، هناك مصدران لعدم العكسية؛ أحدهما هو عدم عكسية الطاقة المنتقلة بين غازات الاحتراق ومائع التشغيل الذي يمر في أنابيب المرجل، والآخر هو عملية الاحتراق نفسها. لتبسيط المناقشة الحالية، نعتبر أن المرجل مكون من مجموعة حرق الوقود بالهواء التي تنتج غازات احتراق ساخنة، يتبعها مجموعة مبادل حراري حيث يتبخر مائع تشغيل الدورة بينما تبرد غازات الاحتراق. هذا النموذج مبين على الشكل (11-1).

بهدف التوضيح، دعنا نفرض أن 30% من القدرة المتاحة يدخل إلى مجموعة الاحتراق مع الوقود الذي يدمر بعدم عكسية الاحتراق و 1% من القدرة المتاحة بالوقود يخرج من وحدة التبادل الحراري مع غازات المدخنة. يمكن للقيم الفعلية للمنشأة أن تختلف على نحو واضح عن القيم الاسمية المذكورة أعلاه. باستخدام القيم السابقة لعدم عكسية الاحتراق ولضيعات المدخنة، يتبع ذلك أن أعظم قيمة مقدارها 69% للقدرة المتاحة في الوقود تبقى للانتقال إلى وحدة مائع التشغيل، وأنه من هذا الجزء من قابلية الوقود ينتج العمل الصافي بواسطة المنشأة.



الشكل (11-1): منشأة محطة توليد لتحليل مدى الإتاحة

يبين الجدول 1-1 ملخصاً للنتائج الرئيسة للأمثلة من (7.1 إلى 9.1)

الإستطاعة الصافية المسلمة	%30	
ضباغات		
مياه تيريد المكثف	%1	
السحب في المدخنة	%1	
عدم العكوسية		
مرجل	%30	
وحدة الإحتراق	%30	
وحدة مبادل حراري	%5	
عنفة	%3	
مضخة		
مكثف		
النتاج الكلي	%100	

الجدول 1-1: ملخص تحليلي لمدى قابلية منشأة توليد طاقة بخارية

توضح الحسابات المقدمة في الأمثلة التالية تطبيق مبادئ مدى القابلية خلال تحليل منشأة توليد طاقة بخارية بسيطة. ليست هناك من صعوبات رئيسة، ومع ذلك، فإن تطبيق المنهجية على محطات توليد حقيقية يتضمن تحولات الاحتراق.

مسألة

وحدة التبادل الحراري للمرجل المعتبر في المثال 1-1 يجري فيها الماء الداخل كسائل عند ضغط 8.0 Mpa والذي يخرج كبخار مشبع عند ضغط 8.0 Mpa بالنسبة لتدفق، منتجات احتراق الغازات، تبرد عند ضغط ثابت مقداره 1 atm من 1107 إلى 547°C. يمكن تمثيل تدفق الغازات كالهواء وكغاز مثالي. باعتبار $T_0 = 22^\circ C$ و $P_0 = 1 \text{ atm}$ حدد:

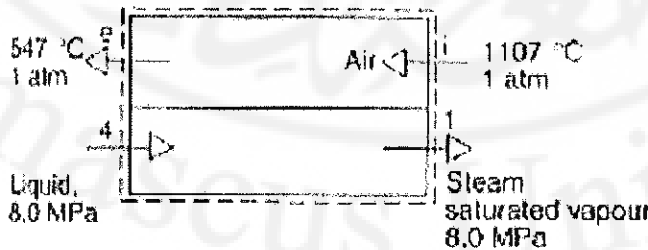
- (a) المعدل الصافي لتوفر الطاقة المحمولة إلى وحدة المبادل الحراري نتيجة لتدفق الغازات بـ MW، (b) المعدل الصافي لتوفر الطاقة المأخوذة من وحدة المبادل الحراري بواسطة الماء المتدفق بـ MW، (c) معدل عدم العكسية بـ MW، (d) المردود وفق المبدأ الثاني للترموديناميك.

الحل

معطيات: مبادل حراري بحالة مستقرة يمرر تدفقاً من الماء بحالة معروفة، وتدفقاً منفصلاً من الغاز يدخل ويخرج بشروط معروفة أيضاً.

أوجد: المعدل الصافي لتوفر الطاقة المحمولة إلى المبادل الحراري بواسطة تدفق الغاز بـ MW، المعدل الصافي لتوفر الطاقة المحمولة من المبادل الحراري بواسطة تدفق الماء بـ MW، معدل عدم العكسية بـ MW، ومردود القانون الثاني للترموديناميك.

مخطط تمثيلي ومعطيات معروفة



فرضيات:

- 1- الحجم المتحكم به على الشكل يعمل بحالة مستقرة فيها $\dot{Q}_{cv} = \dot{W}_{cv} = 0$
- 2- يهمل تأثير كل من الطاقة الحركية وطاقة الكمون.
- 3- تتمذج نواتج غازات الاحتراق كالهواء وغاز مثالي.
- 4- يمر الغاز والماء في مولد البخار تحت ضغط ثابت.
- 5- فقط 69% من الطاقة المتاحة للوقود تدخل إلى المنشأة وتبقى بعد حساب ضياعات المدخنة وعدم عكوسية الاحتراق.
- 6- $T_0 = 22^\circ C$ و $P_0 = 1 \text{ atm}$

تحليل:

بما أن جميع النتائج ستوضح كمعدل بالنسبة للزمن ، يبدأ التقدير لمعدل الجريان الكتلي للهواء كمصطلح بالنسبة للتدفق الكتلي للماء. الهواء والماء يمران عبر المرجل على نحو منفصل. وهكذا يتطلب مبدأ حفظ الكتلة في الحالة المستقرة.

$$G_i = G_e \quad (\text{air})$$

$$G_4 = G_1 \quad (\text{water})$$

باستخدام هذه العلاقات، فإن موازنة معدل الطاقة من أجل الحجم الكلي المتحكم به في الحالة المستقرة يقتصر على:

$$0 = \underbrace{\dot{Q}_{cv}}_0 + \underbrace{\dot{W}_{cv}}_0 + G_a(h_i - h_e) + G(h_4 - h_1)$$

حيث $\dot{Q}_{cv} = \dot{W}_{cv} = 0$ بالفرض 1، وأن الطاقة الحركية والطاقة الكامنة مهملتان بالفرض 2. في هذه العلاقة يشير G_a و G إلى معدل تصريف الهواء ومعدل تصريف الماء بالتتابع. وبالحل نجد:

$$\frac{G_a}{G} = \frac{h_1 - h_4}{h_i - h_e}$$

يعطي الحل في المثال (2-1) أن $h_1 = 2758 \text{ kJ/kg}$ و $h_4 = 183.36 \text{ kJ/kg}$ من الجدول A-22، فإن $h_i = 1491.44 \text{ kJ/kg}$ و $h_e = 843.98 \text{ kJ/kg}$ ومنه:

$$\frac{G_a}{G} = \frac{2758 - 183.36}{1491.44 - 843.98} = 3.977 \frac{\text{kg(air)}}{\text{kg(steam)}}$$

من المثال 2-1 $G = 4.449 \times 10^5 \text{ kg/h}$ ومنه $G_a = 17.694 \times 10^5 \text{ kg/h}$

(a) يمكن تقدير المعدل الصافي الذي تحمل عنده الطاقة المتاحة إلى وحدة المبادل الحراري بتدفق الغاز من العلاقة:

$$\begin{aligned} G_a(a_{fi} - a_{fe}) &= [\text{المعدل الصافي الذي عنده تحمل الطاقة} \\ &\text{المتاحة بوساطة تدفق الغاز}] \\ &= G_a[h_i - h_e - T_0(S_i - S_e)] \end{aligned}$$

بما أن ضغط الغاز يبقى ثابتاً، فإن التغير في الانتروبي النوعية لغاز مثالي ينخفض إلى

$$S_i - S_e = S_i^0 - S_e^0 \text{ ، وهذه القيم لـ } h \text{ و } S^0 \text{ تؤخذ من الجدول A-22}$$

$$\begin{aligned} G_a(a_{fi} - a_{fe}) &= (17.694 \times 10^5 \text{ kg/h}) [(1491.44 - 843.98) \text{ kJ/kg} \\ &- (295 \text{ K})(3.34474 - 2.74504) \text{ kJ/kg.K}] \\ &= \frac{8.326 \times 10^8 \text{ kJ/h}}{(3600 \text{ s/h})} \left(\frac{1 \text{ MW}}{10^3 \text{ kJ/s}} \right) = 231.28 \text{ MW} \end{aligned}$$

(b) يحدد المعدل الصافي الذي عنده الطاقة المتاحة تحمل خارج المرجل بوساطة تدفق الماء تحدد على نحو مشابه.

$$\begin{aligned} G(a_{f1} - a_{f4}) &= [\text{المعدل الصافي الذي عنده تحمل الطاقة} \\ &\text{المتاحة بوساطة تدفق الماء}] \\ &= G[h_1 - h_4 - T_0(S_1 - S_4)] \end{aligned}$$

من الجدول A-3، $S_1 = 5.7432 \text{ kJ/kg.K}$ و باستيفاء مضاعف للجدول A-5 عند ضغط 8.0 Mpa و $h_4 = 183.36 \text{ kJ/kg}$ تعطي $S_4 = 0.5957 \text{ kJ/kg.K}$. بتعويض القيم المعلومة:

$$\begin{aligned} G(a_{f1} - a_{f4}) &= (4.449 \times 10^5) [(2758 - 183.36) - 295(5.7432 - 0.5957)] \\ &= \frac{4.699 \times 10^8 \text{ kJ/h}}{(3600 \text{ s/h})} \left(\frac{1 \text{ MW}}{10^3 \text{ kJ/s}} \right) = 130.53 \text{ MW} \end{aligned}$$

(c) يمكن تقدير عدم العكسية بتقليل موازنة معدل الطاقة المتاحة حتى الحصول على:

$$\dot{I}_{cv} = G_a(a_{fi} - a_{fe}) - G(a_{f1} - a_{f4})$$

باعتبار نتائج الجزئين (a) و (b):

$$\dot{I}_{cv} = 231.28 MW - 130.53 MW = 100.75 MW$$

(d) يعطى مردود القانون الثاني بالعلاقة:

$$\varepsilon = \frac{G(a_{f1} - a_{f4})}{G_a(a_{fi} - a_{fe})} = \frac{130.53}{231.38} = 0.564 (56.4\%)$$

تشير الحسابات إلى أن 43.6% من الطاقة المتاحة المزودة إلى وحدة المبادل الحراري بواسطة تبريد منتجات الاحتراق قد دمرت. ومع ذلك، بما أن 69% من قابلية الوقود الداخل إلى المنشأة ومن المفترض بقاؤها بعد ضياع المدخنة وعدم عكسية الاحتراق قد اعتبرت في الحساب، يمكن استنتاج أن $0.69 \times 43.6\% = 30\%$ من الطاقة المتاحة الداخلة إلى المنشأة مع الوقود قد دمرت داخل المبادل الحراري. إن هذه القيم مسجلة في الجدول (1-1).

مثال 8-1

مسألة

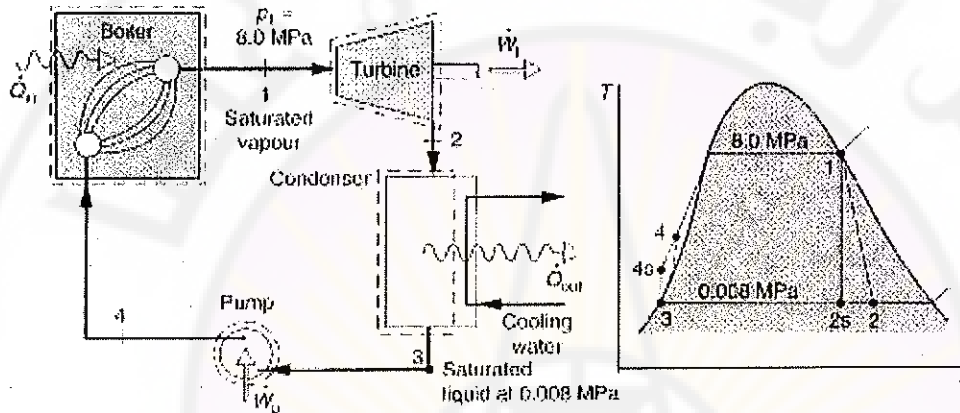
ادرس العنفة والمضخة في المثال 1-2. حدد لكل من هاتين الآلتين المعدل الذي تدمر به الطاقة المتاحة، بـ MW. وضح كل نتيجة كنسبة من الطاقة المتاحة الداخلة إلى المنشأة مع الوقود. دع $T_0 = 22^\circ C$ و $P_0 = 1 \text{ atm}$.

الحل

المعلومات: محطة توليد تعمل بواسطة البخار كمائع تشغيل. المرودود الداخلي النسبي لكل من العنفة والمضخة هو 85%.

أوجد: لكل من العنفة والمضخة على نحو مستقل، حدد المعدل الذي تدمر به الطاقة المتاحة، بـ MW. عبر عن كل نتيجة كنسبة من الطاقة المتاحة الداخلة إلى المنشأة مع الوقود.

مخطط تمثيلي والبيانات المعطاة :



فرضيات:

1. يمكن تحليل كل من العنفة والمضخة كحجم متحكم به في الحالة المستقرة.
2. يعمل كل من العنفة والمضخة على نحو أديباتي بمردود داخلي نسبي مقداره 85%.
3. تأثيرات كل من الطاقة الحركية وطاقة الكمون مهملة.
4. فقط 69% من الطاقة المتاحة للوقود الداخل إلى المنشأة بعد احتساب ضياعات المدخنة وعدم عكوسية الاحتراق (انظر الجدول 1-1).
5. $P_0 = 1 \text{ atm}$ و $T_0 = 22^\circ \text{C}$

تحليل:

يمكن إيجاد العكوسية بتقليل معدل الطاقة المتاحة أو باستخدام العلاقة $\dot{I}_{cv} = T_0 \dot{\sigma}_{cv}$ ، حيث $\dot{\sigma}_{cv}$ معدل إنتاج الأنتروبي. وهكذا فإن معدل عدم العكوسية للعنفة يمكن التعبير عنه بالعلاقة:

$$\dot{I} = GT_0(S_2 - S_1)$$

من الجدول A-3 نجد، $S_1 = 5.7432 \text{ kJ/kg.k}$. باستخدام $h_2 = 1939.5 \text{ kJ/kg}$ من حل المثال 1.2، يمكن تحديد قيمة S_2 من الجدول A-3، الذي يعطي $S_2 = 6.2021 \text{ kJ/kg.k}$ بتعويض القيم نجد:

$$\begin{aligned} \dot{I}_{cv} &= (4.449 \times 10^5 \text{ kg/h})(295 \text{ k})[(6.2021 - 5.7432) \text{ kJ/kg.k}] \\ &= \left(0.602 \times 10^8 \frac{\text{kJ}}{\text{h}}\right) \left(\frac{\text{h}}{3600 \text{ s}}\right) \left(\frac{1 \text{ MW}}{10^3 \text{ kJ/s}}\right) = 16.72 \text{ MW} \end{aligned}$$

من حل المثال 7-1 فإن المعدل الصافي للطاقة المتاحة المزودة بغازات الاحتراق المبردة هو 231.28 MW . تبين عدم عكوسية العنفة كنسبة من هذه القيمة $(231.28/16.72)(100\%) = 7.23\%$. ومع ذلك، بما أن 69% فقط من طاقة الوقود الداخل تبقى بعد ضياع المدخنة وعدم عكوسية الاحتراق، يمكن استنتاج أن $5\% = 7.2\% \times 0.69$ من الطاقة المتاحة الداخلة إلى المنشأة مع الوقود قد دمرت بواسطة العنفة. وهذه القيمة مسطرة على الجدول 1-1.

على نحو مشابه، فإن معدل عدم العكوسية للمضخة هو:

$$\dot{I}_{cv} = GT_0(S_4 - S_3)$$

مع S_3 من الجدول A-3 و S_4 من حل المثال 7-1:

$$\begin{aligned} \dot{I}_{cv} &= (4.449 \times 10^5 \text{ kg/h})(295 \text{ k})[(0.5957 - 0.5926) \text{ kJ/kg.k}] \\ &= \left(407 \times 10^5 \frac{\text{kJ}}{\text{h}}\right) \left(\frac{\text{h}}{3600 \text{ s}}\right) \left(\frac{1 \text{ MW}}{10^3 \text{ kJ/s}}\right) = 0.11 \text{ MW} \end{aligned}$$

بالتعبير عن هذه القيمة كنسبة من الطاقة المتاحة الداخلة إلى المنشأة كما حسبت أعلاه، نجد $(231.28/0.11)(69\%) = 0.03\%$. لقد دورت هذه القيمة إلى الصفر في الجدول (1-1).

تعليق:

القدرة الصافية الناتجة من المنشأة البخارية في المثال 2-1 هي 100 MW . بالتعبير عنها كنسبة من المعدل الذي تحمل بها الطاقة المتاحة إلى المنشأة بواسطة الوقود $(231.28/100)(69\%) = 30\%$.

مسألة

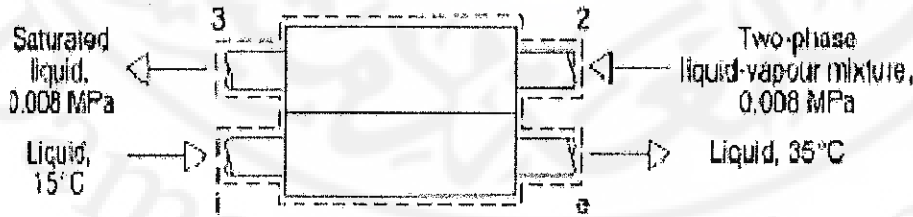
يضم المكثف في المثال 2-1 دارتين منفصلتين للماء. في الدارة الأولى يدخل مزيج السائل والبخار عند ضغط 0.008 Mpa ويخرج كسائل مشبع عند 0.008 Mpa . في الدارة الثانية يدخل الماء عند 15°C ويخرج بدرجة حرارة مقدارها 35°C . (a) حدد معدل عدم العكسية بالنسبة للمكثف بـ MW . عبر عن هذه النتيجة كنسبة من الطاقة المتاحة الداخلة إلى المنشأة مع الوقود. $P_0 = 1 \text{ atm}$ و $T_0 = 22^\circ \text{C}$.

الحل:

المعلومات: مكثف بحالة مستقرة وتدفقين: (1) بطورين سائل – بخار يدخل ويتكاثف عند شروط عمل معلومة، و(2) تدفق مياه تبريد منفصلة تدخل وتخرج بدرجات حرارة معلومة.

أوجد: حدد المعدل الصافي الذي عنده تحمل الطاقة المتاحة من المكثف بواسطة تدفق مياه التبريد ومعدل عدم العكسية للمكثف. عبر عن هاتين الكميتين بـ MW كنسبة من الطاقة المتاحة الداخلة إلى المنشأة مع الوقود.

مخطط تمثيلي والبيانات المعطاة



فرضيات:

1. الحجم المتحكم به المبين في الشكل يعمل بحالة مستقرة مع $\dot{Q}_{cv} = \dot{W}_{cv} = 0$
2. تأثيرات الطاقة الحركية و طاقة الكمون مهملة.

3. فقط 69% من الطاقة المتاحة بالوقود تبقى بعد حسابات ضياعات المدخنة وعدم عكسية الاحتراق.

4. بفرض $T_0 = 22^\circ C$ و $P_0 = 1 \text{ atm}$.

تحليل:

(a) يمكن تقدير المعدل الصافي الذي عنده تحمل الطاقة المتاحة من المكثف بالعلاقة:

$$G_{cw}(a_{fe} - a_{fi}) = [\text{المعدل الصافي الذي تحمل عنده الطاقة المتاحة من المكثف بواسطة مياه التبريد}]$$

$$= G_{cw} [h_e - h_i - T_0(S_e - S_i)]$$

حيث G_{cw} معدل التصريف الكتلي لمياه التبريد من حل المثال 1-2. عند قيم الإشباع للسائل نوجد الانثالبي النوعية والانتروبي من الجدول A-2 عند درجات حرارة الدخول والخروج لمياه التبريد.

$$\begin{aligned} G_{cw}(a_{fe} - a_{fi}) &= (9.39 \times 10^6 \text{ kg/h}) [(146.68 - 62.99) \text{ kJ/kg} - \\ &\quad (295 \text{ K})(0.5053 - 0.2245) \text{ kJ/kg.K}] \\ &= \frac{8.019 \times 10^6 \text{ kJ/h} \left(\frac{1 \text{ MW}}{10^3 \text{ kJ/s}} \right)}{(3600 \text{ s/h})} = 2.23 \text{ MW} \end{aligned}$$

بتبيان هذه القيمة كنسبة من الطاقة المتاحة الداخلة إلى المنشأة مع الوقود، نجد

$$(231.28/2.23)(69\%) = 0.66\%$$
 وهذه هي القيمة المسجلة في الجدول (1-1).

(b) معدل عدم عكسية المكثف يمكن تقديرها بانتقاص موازنة معدل الطاقة المتاحة. بالتناوب، يمكن استخدام العلاقة $\dot{I}_{cv} = T_0 \dot{\sigma}_{cv}$ ، حيث $\dot{\sigma}_{cv}$ المعدل الزمني لإنتاج الانتروبي للمكثف والمحدد من موازنة معدل الانتروبي، مع هذا التقريب، يمكن التعبير عن معدل عدم العكسية كما يلي:

$$\dot{I}_{cv} = T_0 [G(S_3 - S_2) + G_{cw}(S_e - S_i)]$$

بتعويض القيم نجد:

$$\begin{aligned} \dot{I}_{cv} &= 295 [(4.449 \times 10^5)(0.5926 - 6.202) + \\ &\quad (0.39 \times 10^6)(0.5053 - 0.2245)] \\ &= \frac{4.161 \times 10^5 \text{ kJ/h} \left(\frac{1 \text{ MW}}{10^3 \text{ kJ/s}} \right)}{(3600 \text{ s/h})} = 11.56 \text{ MW} \end{aligned}$$

بتبيان هذه القيمة كنسبة من الطاقة المتاحة الداخلة إلى المنشأة مع الوقود، نجد
 $(231.28/11.56)(\%69)=3\%$ وهذه هي القيمة المسجلة في الجدول (1-1).

تعليق:

المردود الحراري للدورة المدروسة في المثال 1-2 يساوي 31.4%. وهكذا، يمكن استنتاج أن أكثر من ثلثي (68.6%) الطاقة المزودة بواسطة تبريد غازات الاحتراق إلى مائع تشغيل الدورة هو الذي يبرد لاحقاً بمياه تبريد المكثف. ومع ذلك، فإن كمية الطاقة المتاحة المحملة خارجاً بواسطة مياه التبريد هي أقل نسبياً بسبب أن ارتفاع درجة حرارة الماء يتم فقط ببعض الدرجات أكبر من الجو المحيط.

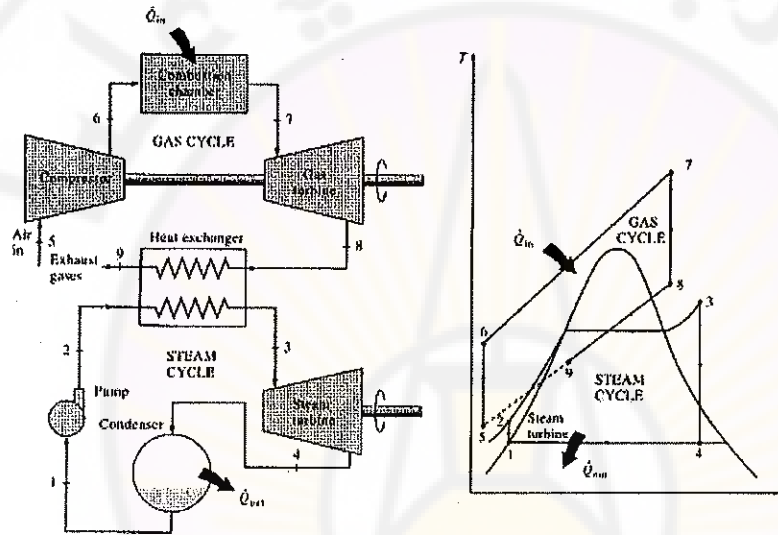
6.1 دورات التوليد المشترك للطاقة غاز – بخار

أدى البحث المستمر عن مراديد حرارية أعلى إلى تعديلات إضافية إبداعية للمحطات التقليدية. تتضمن هذه التعديلات دراسة دورة حرارية للغاز تتوضع فوق دورة حرارية للبخار والتي تدعى بالدارة المشتركة غاز – بخار، أو الدارة المركبة. الدارة المشتركة الأكثر أهمية هي دورة (برايتون) للعنفة الغازية التي تعلو على دورة (رانكين) للعنفة البخارية، والتي لها مردود حراري أعلى من كل دورة على حدة.

تعمل الدورة الحرارية للعنفة الغازية عند درجات حرارة أعلى من تلك لدورات البخار. درجة حرارة المائع عند مدخل العنفة البخارية حوالي $620^{\circ}C$ لمحطات التوليد البخارية الحديثة، وأعلى من $1150^{\circ}C$ لمنشآت التوليد الغازية. وهي أعلى من $1500^{\circ}C$ عند مخرج حراق المحركات النفاثة. لقد أمكن استخدام درجات الحرارة العالية في العنفات الغازية بسبب التطور بتبريد الشفرات وطلاء الريش بمواد مقاومة لدرجات الحرارة العالية كالسيراميك. نظراً لارتفاع معدل درجات الحرارة الذي تضاف عنده الحرارة، فإن دورات العنفات الغازية لديها كمون أكبر لمراديد حرارية أعلى. مع ذلك، فإن دورات العنفة الغازية لها سيئة ملازمة خلال العمل: حيث تترك الغازات العنفة عند درجات حرارة عالية (عادة أكبر من $500^{\circ}C$)، مما يطمس أي كمون لزيادة المردود الحراري.

يمكن تحسين الوضع باسترجاع الحرارة، ولكن هذا التحسن محدود. بالنتيجة، فإن المردود الحراري للمنشأة العنفيه، عامة، أقل من المردود الحراري لمحطات توليد الطاقة بالبخر.

ينتج من الدارة المشتركة غاز — بخار، دورة حرارية كما هو مبين في الشكل (12.1).



الشكل (12.1): محطة توليد مشتركة غاز — بخار

يعوض في هذه الدورة عن الطاقة المحمولة مع الغازات العادمة باستخدامها في توليد البخار في مبادل حراري يستخدم كمرجل. عادة، نحتاج إلى أكثر من عنفة غازية لتزويد الحرارة إلى البخار. كما أن دورة البخار يمكن أن تتضمن إعادة تسخين ومسترجعات حرارية. يمكن التزود بطاقة إعادة التسخين باستخدام حراق إضافي للوقود في غازات العادم الغنية بالأكسجين.

أدت التطورات الحديثة في تقانة العنفات الغازية إلى جعل الدورة المشتركة غاز — بخار جذابة اقتصادياً. حيث ترفع الدورة المشتركة من المردود دون زيادة معتبرة في الكلفة. وبالنتيجة، فإن العديد من محطات التوليد الحديثة تعمل بدورة مشتركة، كما أن

معظم محطات التوليد الموجودة والتي تعمل بالبخار أو الغاز قد حولت إلى محطات توليد مشترك للطاقة. حيث المردود الحراري يزيد عن 40% كنتيجة لهذا التحول.

مركز توهوكو 1090 MW الذي يعمل بدورة مشتركة والذي وضع في الاستثمار عام 1985 في اليابان يعمل بمردود حراري يصل إلى 44%. يضم هذا المركز عنفتين بخاريتين استطاعة كل منهما 191 MW وست عنفات غازية استطاعة كل منها 118 MW . تدخل غازات الاحتراق إلى العنفات الغازية عند 1154°C ، ويدخل البخار إلى العنفات البخارية عند 500°C . يبرد البخار في المكثف بواسطة مياه التبريد التي تصل حرارتها الوسطية إلى 15°C . نسبة الانضغاط في الضواغط هي 14 ومعدل جريان الهواء فيها يصل إلى 443 kg/s .

أنشئ مركز توليد مشترك باستطاعة 1250 MW في تركيا عام 1988 بواسطة شركة سيمنز الألمانية، وهو الأول والأكثر اقتصادية في العالم حيث يصل مردوده إلى 52.5% عند شروط التشغيل التصميمية. يضم هذا المركز ست عنفات غازية استطاعة كل منها 150 MW وثلاث عنفات بخارية استطاعة كل منها 175 MW .



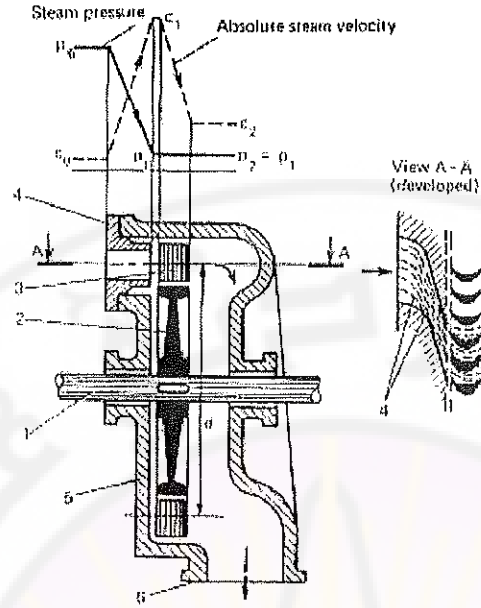
الدورات الحرارية للمنشآت العنفية البخارية

- 1.2 لمحة تاريخية عن تطور العنفات البخارية
- 2.2 المكونات الرئيسية وتصميم العنف البخارية
- 3.2 الدورة الحرارية لمنشأة عنفة بخارية
- 4.2 نمذجة نظام استرجاع حراري
- 5.2 الدورات الحرارية للمنشآت العنفية البخارية الحديثة
- 1.5.2 الدورة الحرارية لمنشأة عنفية نوع K-200-130 LMZ
- 2.5.2 مثال لحساب الدورة الحرارية لمنشأة عنفية
- 6.2 الدورات الحرارية للمنشآت العنفية لمحطات التوليد النووية
- 1.6.2 الدورات الحرارية الرئيسية لمحطة توليد نووية
- 2.6.2 تطبيقات عملية لمنشآت واقعية
- 7.2 مبدأ عمل العنفات البخارية
- 8.2 تصنيف العنفات البخارية
- 9.2 الاستطاعة التخطيطية والاستطاعة الفعلية للعنفة
- 10.2 المراديد المختلفة في المنشأة العنفية البخارية
- 11.2 الاستهلاك النوعي للبخار والحرارة والوقود

الدورات الحرارية للمنشآت العنفيه البخارية

1.2 لمحة تاريخية عن تطور العنفات البخارية

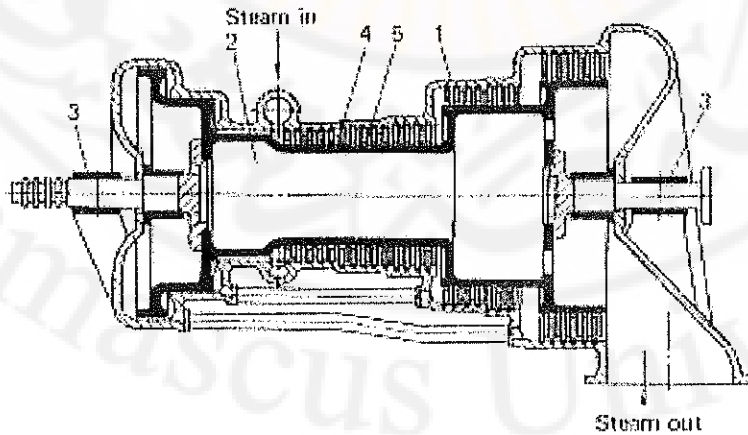
اقترح النموذج الأولي لعنفه ذات جريان محوري وبدولاب واحد (الشكل 1-2) عام 1883 بواسطة المهندس السويدي غوستاف دولافال. في هذه العنفه يتم تمدد البخار فقط في سلسلة الفوهات لمرحلة واحدة من الضغط البدائي إلى الضغط النهائي، مما يؤدي إلى خروج البخار من ممرات الفوهات بسرعات عالية جداً. للاستخدام الأفضل للطاقة الحركية للبخار الخارج من الفوهات، فإن السرعة المحيطية للريش المتحركة (كما سنبين ذلك لاحقاً) يجب أن تكون قريبة من نصف سرعة خروج البخار من الفوهات، وهكذا فإن عنفة دولافال تملك سرعة محيطية عالية جداً، وبالتالي تردد دوران كبير. وكمثال، فإن أصغر عنفات دولافال (بقرص قطره 100 mm واستطاعة حوالي 2.5 kw) لها تواتر دوران يصل إلى $500s^{-1}$. كما أن استطاعة أكبر عنفة تعمل وفق هذا المبدأ لا تزيد عن 500 kw، وهي ذات مردود منخفض جداً.



الشكل (1-2): مقطع تخطيطي لمرحلة دفعية واحدة

(1) محور، (2) قرص، (3) ريش متحركة، (4) فوهات، (5) غلاف، (6) قنال العادم

في عام 1884 اقترح مهندس بريطاني يدعى شارل بارسون عنفة ارتدادية متعددة المراحل بحيث تحصل تمدد البخار في عدد من المراحل المتتالية، وليس في مرحلة واحدة وفي الفوهات فقط، ولكن على الريش المتحركة أيضاً (الشكل 2-2)، مما جعل من الممكن تشغيل الآلة بسرعات خروج للبخار أقل من عنفة دولا فال وبالتالي بسرعات محيطية أقل للريش المتحركة.



الشكل (2-2): عنفة إرتدادية متعددة المراحل

(1) غلاف، (2) طبلية، (3) مضاجع، (4) ريش فوهات المرحلة، (5) ريش متحركة للمرحلة

في نهاية القرن التاسع عشر، بدأ صانعو العنفات بالتقدم على نحو بارع توأصلاً مع التطور في الآلات الكهربائية والتطبيقات الواسعة للطاقة الكهربائية وقد أعطيت الأولوية لمحطات توليد الطاقة الحرارية والتي تستخدم العنفات البخارية كمحرك أساسي لمولدات الطاقة الكهربائية.

صنعت أول عنفة بخارية استطاعتها 200 kw عام 1924 تعمل ببخار خواصه $(P = 1.1 \text{ MPa}, t = 300^\circ \text{C})$. في عام 1931 أنشأت عنفة استطاعتها 50000 kw بتواتر 25 s^{-1} تعمل ببخار خواصه $(P = 29 \text{ kgf/cm}^2, t = 400^\circ \text{C})$.

بعد الحرب العالمية الثانية بدئ بتصنيع العنفات ذات الضغط العالي بخواص $(P = 90 \text{ kgf/cm}^2, t = 500^\circ \text{C})$ واستطاعة تتراوح بين 25 و 50 و 100 MW بتواتر 50 s^{-1} . في عام 1952 تم تصنيع عنفة استطاعتها 150 MW تعمل ببخار خواصه $(P = 170 \text{ kgf/cm}^2, t = 500^\circ \text{C})$ مع إعادة تسخين للبخر حتى 520°C . في عام 1960 صنعت نماذج أولية أساسية لعنفة K-300-2400 لاستطاعة 300 MW وخواص بخار فوق الحرج 23.5 Mpa (240 kg/cm^2) و 560°C مع إعادة تسخين للبخر وحتى 565°C .

في عام 1965 صنعت عنفة بمحورين استطاعتها 800 MW وعنفة بمحور واحد استطاعتها 500 MW وقد صممت للعمل ببخار خواصه الأساسية 23.5 Mpa (240 kg/cm^2) و 540°C مع إعادة تسخين حتى 540°C وقد بدئ منذ عام 1969 بصناعة عنفات بمحور واحد استطاعتها 800 MW نوع K-800-240 بنفس خواص البخار.

في عام 1978 صنعت عنفة بمحور واحد نوع K-1200-240 استطاعتها 1200 MW وبخواص بخار أساسية 23.5 Mpa (240 Kg/cm^2) و 540°C مع إعادة تسخين حتى 540°C .

منذ بداية عام 1970 بدء بتصنيع عنفات بخارية لمحطات التوليد النووية نوع K-220-44 استطاعتها 225 MW ونوع K-500-65/3000 باستطاعة 500 MW وتواتر 50 s^{-1} والنوع K-1000-60/1500 باستطاعة 1030 MW وتواتر 25 s^{-1} .

2.2 المكونات الرئيسية وتصميم العنف البخارية

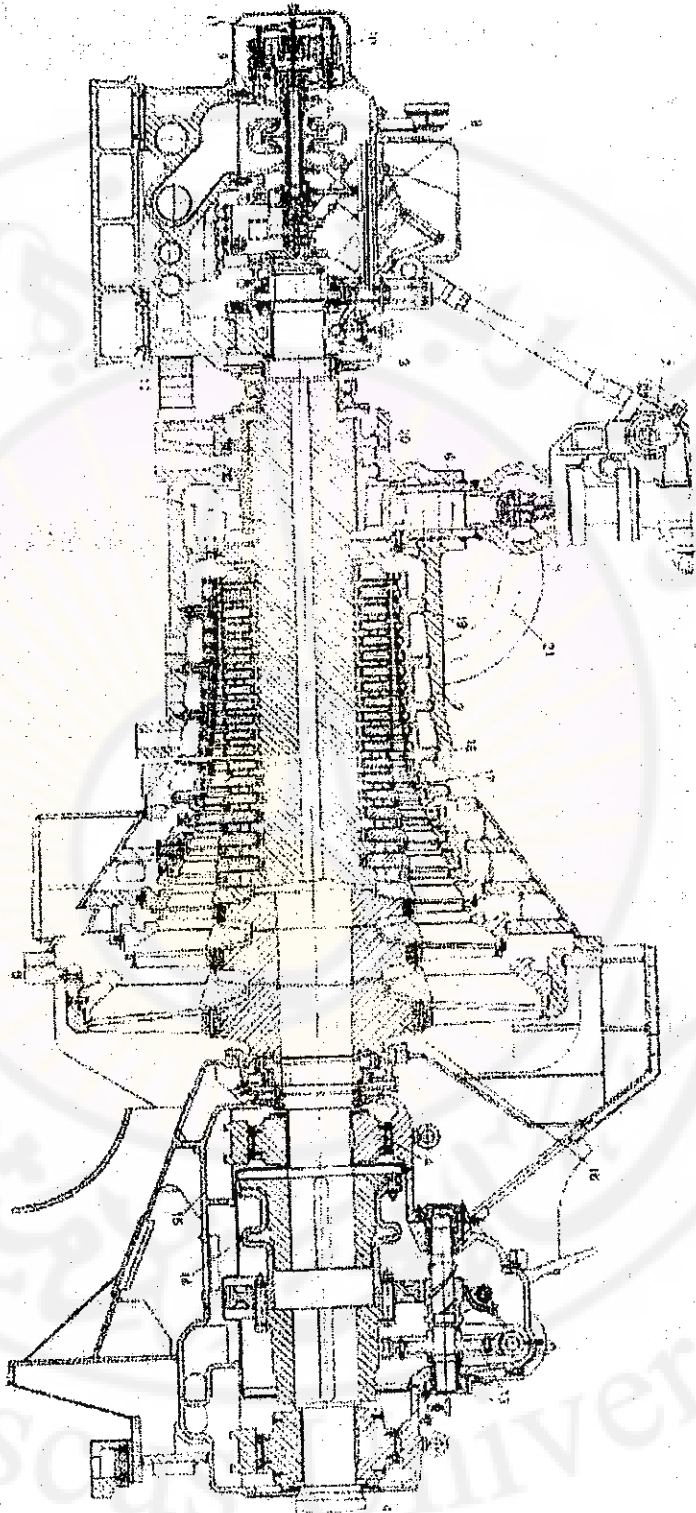
تعد العنف البخارية محركاً أساسياً، تتحول داخله الطاقة الكامنة للبخر إلى عمل ميكانيكي على محور الدوران (الدائر).

تتكون أي عنفة من جزء ثابت وعناصر متحركة. مجموعة العناصر الثابتة تدعى (الثابت) وتلك للعناصر الدوارة (الدائر). يبين (الشكل 2-3) تصميمًا نموذجيًا لعنفة تكاثف وحيدة الأسطوانة استطاعتها 50 MW لشروط دخول أساسية 8.8 Mpa و 535°C، دوار العنف من النوع المتحد. الأقراص الأساسية وعددها 19 قرصاً، والتي تعمل في منطقة الحرارة المرتفعة، تكاملت بالتطريق مع محور العنف بينما الأقراص الثلاثة الأخيرة فقد ثبتت بالانكماش. لا يسمح عادة ب تثبيت الأقراص بهذه الطريقة في مناطق درجات الحرارة المرتفعة نظراً لتحررها على المحور بسبب الزحف. بينما يحتاج تطريق الأقراص الثلاثة الأخيرة إلى أقطار كبيرة للدوار المطرق.

إن مجموعة سلسلة الفوهات المثبتة على الحواجز بين المراحل وسلسلة الريش المتحركة المركبة على الأقراص الدوارة على طول ممر البخار تشكل مراحل العنف. ممر جريان البخار لمرحلة واحدة يعتبر لـ 22 مرحلة عنفية، والتي تدعى فيها المرحلة الأولى (مرحلة التحكم)، بينما المرحلة الثانية تعد المرحلة الأولى غير متحكم بها، والمراحل الباقية ما عدا الأخيرة هي عبارة عن مراحل بينية.

في كل سلسلة من الفوهات، يتسارع جريان البخار في ممرات ريش هذه الفوهات ذات البروفيل المختار والموجه بدقة لتأمين عدم صدم البخار عند ممرات الدخول إلى الريش المتحركة. يولد جريان البخار قوى على الريش المتحركة التي تقوم بتدوير الأقراص والمحور المرتبط بها.

خلال عبور البخار المتدفق من المرحلة الأولى إلى المرحلة الأخيرة، ينخفض ضغطه ويزداد حجمه النوعي على نحو كبير، مما يؤدي إلى زيادة تدريجية في المقطع العرضي لسلسلة الفوهات والريش المتحركة وبالتالي زيادة ارتفاع الريش والقطر الوسطي لمراحل العنف.



الشكل (2-3): مقطع طولي في غرفة بخارية نوع K-50-90

- 1- دوار الصفة، 2- غلاف الصفة، 3- مضجع الدفع الجانبي، 4- مضجع الدعم، 5- صمام التنظيم، 6- صمد القوة، 7- محور الكامات، 8- محرك موازر، 9- مضخة الزيت الرئيسة، 10- منظم السرعة، 11- مسر صمام الإرجاع، 12- غلاف المضجع الأمامي، 13- مسنن الإدارة، 14- ومصلة الربط، 15- قنل العادم، 16- أكراس منفصلة، 17- ريش متحركة، 18- حواجز، 19- حواجز لزواج، 20- مقبلة تسرب، 21- أنبوب وصل

تعمل مضخة الزيت الرئيس بغرض تزويد الزيت لنظام تزييت مضاجع العنفة والمولد (بضغط 0.15 Mpa) ولمجموعة تنظيم السرعة (بضغط 2 Mpa) الذي يحافظ آلياً على السرعة النوعية لدوار العنفة. إن حساس سرعة الدوران هو جزء من مرتبط بمنظم السرعة ومركب في نهاية محور مضخة الزيت. في نهاية العادم يرتبط دوار العنفة بدوار المولد بواسطة قارنة شبه مرنة.

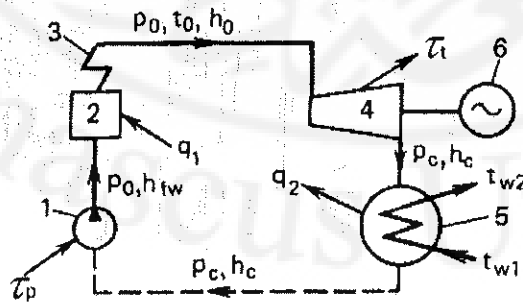
يضم ثابت العنفة مجموعات الفوهات المثبتة باللحام وعلب الصمامات ويضم أيضاً الحواجز بين المراحل، كما يتبع غطاء مضاجع دوران العنفة والمولد إلى الأجزاء الثابتة للعنفة.

3.2 الدورة الحرارية لمنشأة عنفية بخارية

يبين الشكل (4-2) التركيب الأبسط لمنشأة عنفية بخارية تضم مضخة تغذية (1)، مرجل (2)، محمص بخار (3)، عنفة بخارية (4)، مكثف (5)، ومولد كهربائي (6). تستخدم المنشأة البخار كمائع تشغيل.

إذا صنعت المنشأة من دون محمص، فإن العنفة ستتلقى بخاراً مشبعاً. في هذه الحالة يكون من المحتمل عملياً تطبيق دائرة كارنو. في الحقيقة، من أجل البخار الرطب، فإن عملية إضافة الحرارة تحت ضغط ثابت في المرجل والحرارة المزالة من البخار المتكاثف هما عمليتان بثبوت درجة الحرارة.

يبين الشكل (5-2) مخطط T-S لدورة كارنو لبخار رطب. يمثل الخط 4-3 انضغاطاً أديباتياً لبخار رطب، الخط 1-4 هو تبخير الماء في المرجل، الخط 2-1 هو تمدد أديباتي للبخار في العنفة، والخط 3-2 تكاثف جزئي للبخار في مكثف خاص.



الشكل (4-2): المخطط الرئيس لمحطة توليد حرارية

(1) مضخة تغذية، (2) مرجل، (3) محمص، (4) عنفة، (5) مكثف، (6) مولد كهربائي

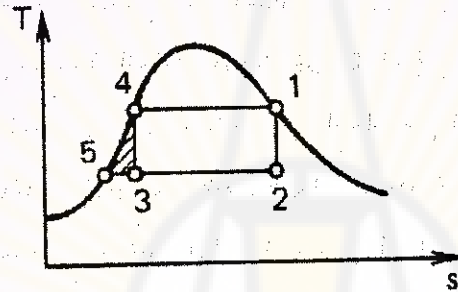
لاحظ أن كمية الحرارة المضافة q_1 والمزالة q_2 تتماثل في هذه الدورة تحت ضغط ثابت، نستطيع إيجاد القيم النظرية q_{1th} و q_{2th} :

$$q_{1th} = h_1 - h_4 \quad ; \quad q_{2th} = h_2 - h_3$$

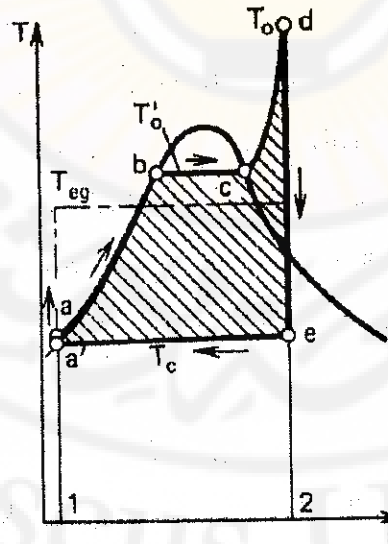
وبالنتيجة، العمل المفيد النظري الخارجي سيكون:

$$\tau_u = q_{1th} - q_{2th} = (h_1 - h_4) - (h_2 - h_3) = (h_1 - h_2) - (h_4 - h_3)$$

حيث $\tau_{exp} = h_1 - h_2$ العمل النظري المفيد والمنجز بواسطة 1 kg من البخار المتمد أديباتياً في العنفة؛ $\tau_{com} = h_4 - h_3$ العمل النظري المستنفذ بانضغاط 1 kg من البخار الرطب في الضاغط.



الشكل (5-2): مخطط T-S لدورة كارنو على بخار رطب



الشكل (6-2): مخطط T-S دورة مثالية لمحطة حرارية (دورة رانكين)

إن عمل انضغاط البخار الرطب حتى يتكاثف يزيد بعدة مرات عن عمل انضغاط الماء الصافي. حالياً، الانضغاط الأديباتي للبخار الرطب من ضغط 0.1 Mpa إلى 3 Mpa والذي يتكاثف عنده على نحو كامل، يتطلب عملاً يكافئ إلى 455 kJ/kg. من جهة ثانية، الانضغاط الأديباتي للماء عند ضغط 0.1 Mpa إلى ضغط 3 Mpa يتطلب عملاً مقداره فقط 2.75 kJ/kg أي 1/165 جزء من العمل السابق.

بالنظر إلى التكاثف الكلي للبخار الرطب فإن دورة كارنو بشكائها الحالي لا تستخدم في محطات التوليد، ويستخدم عوضاً عنها الدورة ذات التكاثف الكامل للبخار في المكثف، والتي تدعى بدورة رانكين. المخطط الرئيس للمنشأة التي تعمل وفق دورة رانكين موضح على الشكل (2-4). مخطط T-S لدورة رانكين المثالية لعنفة محطة التوليد العاملة ببخار محمص موضح على الشكل (2-6). في هذا المخطط: a'a هو انضغاط أديباتي للماء في مضخة التغذية، ab تسخين الماء في المرجل حتى نقطة الغليان، bc هو تبخير الماء في المرجل، cd هو تحميص البخار في المحمص، de هو تمدد ايزنتروبي للبخار في العنفة و ea' هو تكثيف البخار المتبدد في المكثف.

تحدث عمليات تسخين وتبخير الماء وتحميص البخار في المرجل عند ضغط ثابت. وبالتالي، فإن كمية الحرارة الكلية q_1 المنتقلة إلى 1 kg من الماء والبخار تستخدم بكاملها لزيادة الانثالبي لمائع التشغيل من أنثالبي ماء التغذية h_{fw} إلى تلك للبخار الرئيس h_0 وتساوي إلى الفرق بينهما:

$$q_1 = h_0 - h_{fw}$$

هذه الحرارة مبينة على مخطط T-S بالمساحة 1abcd21.

البخار المتبدد يمر من العنفة إلى المكثف حيث يتكاثف عند ضغط ثابت ويعطي كمية الحرارة q_2 إلى مياه التبريد. يمكن تحديد هذه الكمية من الحرارة كفرق الانثالبي للبخار المتبدد عبر تمدده ايزنتروبي في العنفة h_{e1} ، وذلك المتكاثف h'_c (في دورة رانكين المثالية):

$$q_2 = h_{e1} - h'_c$$

العمل النظري المفيد لـ 1 kg من البخار يساوي إلى الفرق بين الحرارة المضافة والمزالة أي:

$$\tau = q_1 - q_2 = (h_0 - h_{fw}) - (h_{e1} - h'_c)$$

$$= (h_0 - h_{cl}) - (h_{fw} - h'_c) \quad (1-2)$$

يمثل فرق الانتالبي $h_0 - h_{cl}$ عمل 1 kg من البخار في عنفة مثالية. بينما فرق الانتالبي $h_{fw} - h'_c$ هو العمل المصروف في انضغاط 1 kg من الماء بمضخة التغذية.

العمل النظري المفيد لـ 1kg من البخار تعادل المساحة المهشرة على مخطط T-S. النسبة بين هذا العمل إلى الحرارة المزودة تدعى بالمردود الحراري للمنشأة المثالية:

$$\eta_t = \frac{\tau_u}{q_1} = \frac{(h_0 - h_{cl}) - (h_{fw} - h'_c)}{h_0 - h_{fw}} \quad (2-2)$$

بإضافة وطرح h'_c في مقام هذه العلاقة، سنجد:

$$\eta_t = \frac{(h_0 - h_{cl}) - (h_{fw} - h'_c)}{(h_0 - h'_c) - (h_{fw} - h'_c)}$$

إذا درسنا مردود المنشأة دون النظر إلى العمل المصروف في مضخة التغذية، فإن المردود الحراري للدورة المثالية سيكون:

$$\eta_t = \frac{h_0 - h_{cl}}{h_0 - h'_c} = \frac{H_0}{h_0 - h'_c} \quad (3-2)$$

حيث $H_0 = h_0 - h_{cl}$ تدعى تقليدياً بهبوط الحرارة المتاح للعنفة.

هبوط الحرارة المتاح H_0 يمكن إيجاده بسهولة على مخطط h-s (الشكل 7-2). وللقيام بذلك، يجب إيجاد الانتالبي الأصلية h_0 في نقطة تقاطع البارامترات الأساسية للبخار قبل العنفة، P_0 و t_0 . بعدها يرسم خط عامودي من هذه النقطة إلى الضغط النهائي المعطى p_c ، وهذا خط التمدد الايزنتروبي للبخار في العنفة. يحدد طول خط التقاطع $H_0 = h_0 - h_{cl}$ الذي حصلنا عليه العمل النظري لـ 1 kg من البخار المتمد في العنفة.

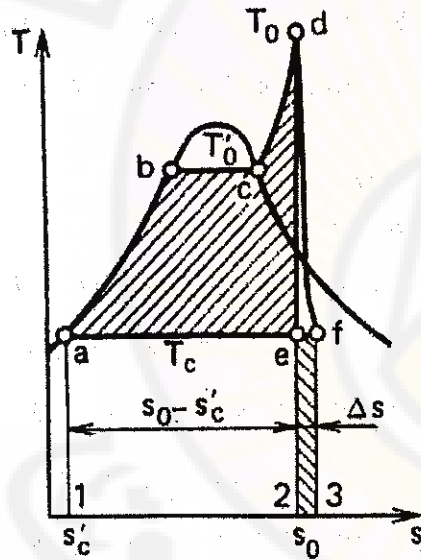
يمكن أيضاً تحديد H_0 بالحساب، وباعتبار أن التمدد في العنفة يتم في منطقة البخار المحمص، فإنه باستخدام معادلة الغازات المثالية:

$$H_0 = \frac{k}{k-1} P_0 g_0 \left[1 - \left(\frac{P_c}{P_0} \right)^{(k-1)/k} \right] \quad (4-2)$$

حيث $k=1.3$ الأس الايزنتروبي للبخار المحمص، P_c و P_0 هما الضغط البدائي والنهائي للبخار، و g_0 الحجم النوعي البدائي للبخار.

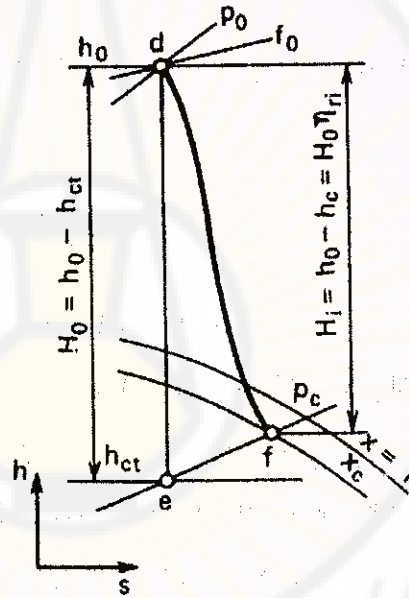
عملياً؛ إجراء تمدد البخار في العنفة غير عكوسي، وبالتالي فإنه يواكب الجريان في العنفة ضياع ملحوظ بالعمل. لهذا السبب فإن خط التمدد في مستوى $h-s$ (الشكل 7-2) ومخطط $T-S$ (الشكل 8-2) ينحرف عن الايزنتروب بنحو زيادة الانتروبي.

نتيجة لزيادة الانتروبي للبخار المتبدد عند ضغط ثابت تزداد الانتالبي، بينما ينخفض الفرق بين الانتالبي البدائية والنهائية والتي تمثل العمل الفعلي الناتج من تمدد 1 kg من البخار في العنفة ويصبح العمل الفعلي مساوياً إلى $H_i = h_0 - h_c = \tau_i$.
لعمل الفعلي الناتج من تمدد 1 kg من البخار في العنفة يدعى عادة هبوط الحرارة الفعلي H_i للعنفة.



الشكل (8-2)

مخطط T-S للدورة الحرارية الفعلية



الشكل (7-2)

مخطط h-s لتمدد البخار في العنفة

النسبة بين هبوط الحرارة الفعلي H_i إلى هبوط الحرارة المتاح H_0 تدعى بالمردود الداخلي النسبي η_{ri} للعنفة:

$$\eta_{ri} = \frac{H_i}{H_0} \quad (5-2)$$

النسبة بين هبوط الحرارة الفعلي H_i إلى كمية الحرارة q_1 المزودة إلى 1 kg من مائع التشغيل في المرجل تدعى المردود الداخلي المطلق للمنشأة العنفية η_i :

$$\eta_i = \frac{H_i}{q_i} = \frac{H_i}{h_0 - h'_e} = \frac{H_0 H_i}{(h_0 - h'_e) H_0} = \eta_i \eta_{ri} \quad (6-2)$$

المردود الداخلي المطلق يمكن تمثيله كالنسبة بين الاستطاعة الداخلية للعنفة N_i إلى معدل جريان الحرارة (بالثانية) Q المزودة إلى مائع التشغيل في المرجل:

$$\eta_i = \frac{WG}{q_i G} = \frac{N_i}{Q}$$

الاستطاعة الفعلية N_{ef} التي يمكن تحويلها إلى المحور المقاد للآلة هي أصغر من الاستطاعة الداخلية N_i بضياعات الطاقة الميكانيكية ΔN_m في العنفة:

$$N_{ef} = N_i - \Delta N_m$$

النسبة بين الاستطاعة الفعلية إلى تلك الداخلية تدعى بالمردود الميكانيكي للعنفة:

$$\eta_m = \frac{N_{ef}}{N_i} \quad (8-2)$$

الاستطاعة النظرية لعنفة مثالية أي تلك التي فيها هبوط الحرارة الفعلي يساوي إلى هبوط الحرارة المتاح، يحدد بالعلاقة:

$$N_0 = GH_0 \quad (9-2)$$

النسبة بين الاستطاعة الفعلية إلى تلك النظرية تدعى بالمردود الفعلي النسبي η_{ref} للعنفة:

$$\eta_{ref} = \frac{N_{ef}}{N_0} = \frac{N_i N_{ef}}{N_0 N_i} = \eta_{ri} \eta_m \quad (10-2)$$

النسبة بين الاستطاعة الفعلية للعنفة إلى كمية الحرارة المصروفة في المرجل تدعى بالمردود الفعلي المطلق η_{ef} للمنشأة العنفية:

$$\eta_{ef} = \frac{N_{ef}}{Q} = \frac{N_i N_{ef}}{Q N_i} = \eta_i \eta_m = \eta_i \eta_{ri} \eta_m = \eta_i \eta_{ref} \quad (11-2)$$

النسبة بين الاستطاعة عند نهاية المولد الكهربائي N_{el} إلى الاستطاعة الفعلية N_{ef} تدعى بمردود المولد الكهربائي η_{eg} :

$$\eta_{eg} = N_{el} / N_{ef} \quad (12-2)$$

النسبة بين الاستطاعة الكهربائية للمولد إلى الاستطاعة النظرية لعنفة مثالية تدعى بالمردود الكهربائي النسبي للمنشأة العنفية:

$$\eta_{rel} = \frac{N_{el}}{N_o} = \frac{N_{ef} N_{el}}{N_o N_{ef}} = \eta_{ref} \eta_{eg} = \eta_{ri} \eta_m \eta_{eg} \quad (13-2)$$

يدعى ناتج المردود الحراري الإجمالي في المردود الكهربائي النسبي بالمردود الكهربائي المطلق للمنشأة العنقية:

$$\eta_{el} = \eta_i \eta_{rel} = \eta_i \eta_{ri} \eta_m \eta_{eg} \quad (14-2)$$

نجد من المعادلة (14-2)، أن هناك طريقتين ممكنتين لزيادة مردود المنشأة العنقية. إحدى هاتين الطريقتين هي زيادة المردود الحراري للدورة بزيادة الفرق بين درجة الحرارة الوسطية للحرارة المزودة بواسطة المرجل وتلك الحرارة المزالة في المكثف. الطريق الآخر هو تحسين تصميم العنفة والمولد الكهربائي، ولا سيما بتخفيض ضياع القدرة في ممر البخار بالعنفة، الضياعات الميكانيكية، والضياعات في المولد الكهربائي.

يبين الجدول (1-2) تصنيف استطاعات ومراديد المنشأة العنقية. عند تقدير المردود الحراري للمنشأة البخارية، فإنه من الضروري اعتبار ضياعات الحرارة بالمرجل، الطاقة المستهلكة في قيادة مضخات التغذية، ضياعات الضغط والحرارة في أنابيب البخار... الخ.

الاستطاعة الداخلية لعنفة، z/s ، يمكن تحديدها بالعلاقة:

$$N_i = GH_i \quad (15-2)$$

الجدول (1-2): استطاعة ومراديد المنشآت العنقية

المردود	المردود النسبي	المردود المطلق لمنشأة عنقية	الاستطاعة
لعنفة مثالية	1	$\eta_i = \frac{H_0}{h_0 - h'_c}$	$N_0 = GH_0$
داخلي	$\eta_{ri} = \frac{H_i}{H_0}$	$\eta_i = \eta_i \eta_{ri}$	$N_i = GH_i = N_0 \eta_{ri}$
فعلي	$\eta_{ref} = \eta_{ri} \eta_m$	$\eta_{ef} = \eta_i \eta_{ref}$	$N_{ef} = GH_i \eta_m = N_0 \eta_{ref}$
كهربائي	$\eta_{rel} = \eta_{ri} \eta_m \eta_{eg}$	$\eta_{el} = \eta_i \eta_{rel}$	$N_{el} = GH_i \eta_m = N_0 \eta_{rel}$

معدل الجريان النوعي للبخار لإنتاج 1 kwh من الطاقة الكهربائية هو:

$$d_{el} = \frac{3600}{H_0 \eta_{rel}} \quad (16-2)$$

يقدر مردود عنفات التكاثف ، كقاعدة، بصيغة استهلاك الحرارة النوعي (kj/kwh)

$$q_{el} = d_{el} (h_0 - h'_c) = \frac{3600}{\eta_{el}} \quad \text{لإنتاج 1 kwh ويمكن حسابه بواسطة العلاقة:}$$

حيث h_0 أنثالي البخار الأساسي بالـ kj/kg و h'_c هو أنثالي البخار المتبدد المتكاثف بالـ kj/kg.

بما أن $1kw=1kj/s$ فإن نسبة الحرارة المستهلكة مبينة بالكيلو جول/ثانية، إلى 1 كيلوات هي ميزة لابعدية:

$$q_{el} = \frac{1}{\eta_{el}} \quad (17-2)$$

التي هي مقلوب المردود الكهربائي المطلق.

4.2 نمذجة نظام استرجاع حراري

ترتبط ضياعات الحرارة بمياه تبريد مكثف العنفة، مباشرة مع كمية البخار المتبدد الداخل إلى المكثف. يمكن فعلياً تقليل معدل جريان البخار الزاذهب إلى المكثف بـ (30~40%) باستنزاف جزء من هذا البخار من مأخذ متوسطة على مراحل العنفة واستخدامها لتسخين مياه التغذية.

درجة حرارة البخار المتبدد المتكاثف تساوي إلى درجة حرارة الإشباع t'_0 التي تعتمد على قيمة الضغط في المكثف.

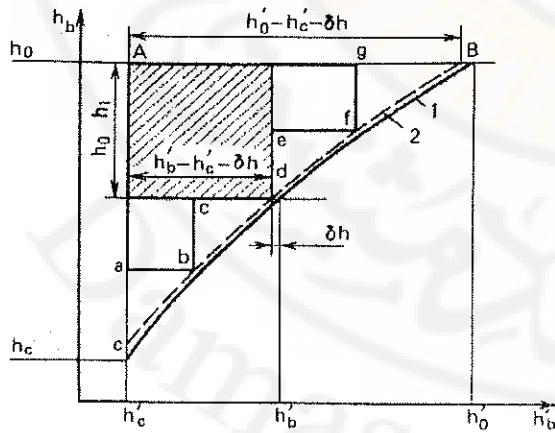
ضغط التكاثف	kpa	2.95	3.43	3.92	4.42	4.90
درجة حرارة الإشباع	$^{\circ}C$	23.8	26.4	28.6	30.7	32.6

بوجود فرق كبير بين درجة حرارة التبخر في المرجل ودرجة حرارة التكاثف في المكثف، يمكن تسخين مياه التغذية مبدئياً بواسطة البخار المستنزف من مراحل عنفية وسطية، باستخدام حرارة تكاثفها. تدعى هذه الطريقة بالاسترجاع الحراري لمياه التغذية.

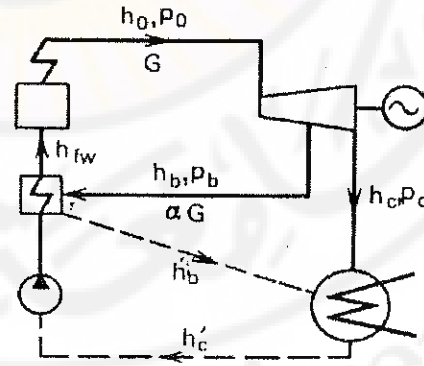
بالمقارنة مع الدورة العامة، تملك دورة الاسترجاع الحراري معدل درجة حرارة أعلى للحرارة المضافة للدورة، وذلك لنفس درجة الحرارة بالنسبة للحرارة المزالة من الدورة، أي أن مردودها الحراري أعلى.

تعتمد كمية الحرارة المنقولة إلى مياه التغذية في نظام الاسترجاع الحراري على الفرق بين درجة حرارة مياه التغذية والماء المتكاثف، وهي مستقلة عملياً عن عدد مآخذ الاستنزاف. بينما الطاقة الكهربائية للعنفة، والتي أنتجت بالاستهلاك الحراري نفسه لاسترجاع مياه التغذية وبمعدل جريان البخار الرئيس نفسه، تعتمد عملياً على عدد مآخذ الاستنزاف وعلى توزيع الحرارة لتسخين مياه التغذية في مسخنات الاسترجاع. كما أنه لنفس درجة الحرارة لمياه التغذية، تنتج الاستطاعة الأعظمية بعدد لانتهائي من مآخذ الاستنزاف والطاقة الأصغرية بمأخذ وحيد للاستنزاف.

ندرس دورة المنشأة العنفية بمرحلة واحدة لتسخين مياه التغذية بالاسترجاع الحراري (الشكل 9-2). يضخ ماء التغذية عبر نظام أنبوبي لتسخين الماء بحيث تسخن الأنابيب خارجياً بواسطة البخار المستنزف من العنفة. في هذه الحالة درجة حرارة ماء التغذية عند مخرج المسخن أخفض بقليل من درجة حرارة الإشباع لبخار التسخين. الفرق بين درجات الحرارة، يدعى بالماء تحت التسخين، يمكن أن يكون $1.5 - 6^\circ C$.



الشكل (10-2): إعتمادية إنتالبي البخار المستنزف على أنثالبي البخار



الشكل (9-2): المخطط الرئيس لمنشأة عنفية مع مرحلة واحدة لتسخين مياه التغذية

هناك نوع آخر من المسخنات يمكن استخدامه وهو النوع المزجي الذي يستخدم إذا كان ضغط البخار المستنزف منخفضاً. في هذا النوع من المسخنات، يمزج بخار التسخين مباشرة مع ماء التغذية وفي هذه الحالة لا يوجد ماء تحت التسخين.

مخطط المنشأة العنفيه التكاثفية مع مسخن سطحي مبين على الشكل (2-9). ماء التغذية المضخوخ عبر المسخن يتم تسخينه وترتفع أنثالي الماء من h'_c إلى h'_{fw} . بعدها تنخفض أنثالي البخار المستنزف من h_b حتى h'_b . البخار المتكاثف يملك أنثالي h'_b ويعود إلى المكثف.

افرض أن الماء تحت التسخين في المسخن هو:

$$h'_b - h_{fw} = \delta h$$

لنرمز بـ α لكمية البخار المستنزف كجزء من معدل الجريان للبخار الرئيس الذي يدخل العنفة، نستطيع كتابة معادلة الموازنة الحرارية للمسخن:

$$\alpha(h_b - h'_b) = h_{fw} - h'_c = h'_b - \delta h - h'_c$$

عندها حصة البخار المستنزف هي:

$$\alpha = \frac{h'_b - h'_c - \delta h}{h_b - h'_b} \quad (18-2)$$

العمل الناتج من هذا البخار سيطابق:

$$\tau_\alpha = \alpha(h_0 - h_b) = \frac{(h'_b - h'_c - \delta h)(h_0 - h_b)}{h_b - h'_b} \quad (19-2)$$

إذا مثلت أنثالي البخار المستنزف h_b على محور السينات، و أنثالي البخار المتكاثف على محور السينات، المنحني 1 يمثل العلاقة البيانية بين هذه البارامترات (الشكل 10-2). سجل قيمة ما تحت التسخين لماء التغذية $\delta h = h'_{fw} - h'_b$ وأزح المنحني 1 بهذه القيمة نحو اليسار، فتحصل على الخط 2 الذي يصف أنثالي بخار التسخين معتمداً على أنثالي ماء التغذية.

بما أن فرق أنثالي البخار المستنزف وذلك المتكاثف في بسط العلاقة (19-2) يعتمد بنحو ضئيل على ضغط البخار المستنزف، فإنه يمكن الفرض أن العمل τ_α الناتج من البخار المستنزف يتناسب مع مساحة السطح الرباعي الممشر ذو الضلعين $h'_b - h'_c - \delta h$ و $h_0 - h_b$ الشكل (10-2). مساحة هذا السطح F، وهكذا، باعتبار أنثالي البخار المستنزف h_b مساوياً إلى أنثالي البخار الرئيس (h_0) أو ذلك للبخار

المتبدد (h_c)، فإن العمل τ_a سيساوي إلى الصفر. سنصل إلى قيمة العمل الأعظمي τ_a في الحالة المعتبرة لمرحلة واحدة لتسخين مياه التغذية عند قيمة وسطية محددة لانتالبي البخار المستنزف قريبة من القيمة الوسطية لانتالبي البخار الرئيس والبخار المتبدد عندما يشكل تسخين مياه التغذية في المسخن تقريباً نصف تسخينه من درجة حرارة التكاثف إلى درجة حرارة الإشباع الموافقة إلى الضغط في المرجل.

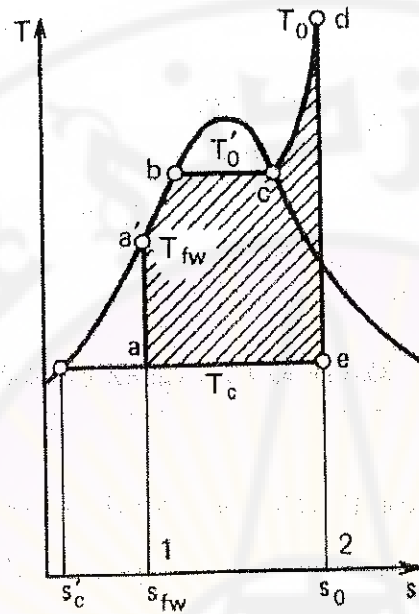
إذا استعضنا عن التسخين في مرحلة واحدة بثلاث مراحل من التسخين الاسترجاعي لماء التغذية، فإن الطاقة الكهربائية المنتجة بنفس الاستهلاك الحراري ستزداد قيمتها بما يتناسب مع المساحة المحددة بالسطح A.abcdefgA.

بزيادة نقاط الاستنزاف على نحو كبير ولا نهائي، فإن السعة المنتجة على سعة استهلاك الحرارة ستصل إلى قيمتها الأعظمية الممكنة والمكافئة للسطح ACBA. عملياً؛ يحدد عدد مأخذ الاستنزاف للاسترجاع الحراري (عادة بما لا يزيد عن تسعة) لدواعٍ تقنية - اقتصادية. ترتب نقاط الاستنزاف بحيث أن أنثالبي مياه التغذية يزداد في كل مسخن بالقيمة نفسها تقريباً، أي إن هبوط حرارة البخار بين مأخذي استنزاف متجاورين متساوي تقريباً. كما يبدو من الشكل (2-10) بترتيب كهذا لنقاط استنزاف البخار، فإن الطاقة الناتجة من استهلاك الحرارة ستؤدي إلى مردود اقتصادي أعظمي للاسترجاع.

بصفة عامة، فإن الاسترجاع الحراري يمكن أن يرفع درجة حرارة ماء التغذية إلى مستوى قريب من درجة حرارة الإشباع عند ضغط البخار الرئيس. ومع ذلك فإن هذا سيزيد على نحو عنيف ضياعات الحرارة مع غازات المرجل العادمة. لهذا السبب، فإن المعايير الدولية حول أنواع وأبعاد العنفات البخارية تتطلب درجة حرارة لماء التغذية عند ضغط المرجل بحيث يتم اختيارها مساوية إلى 0.75 ~ 0.65 من درجة حرارة الإشباع عند الضغط في المرجل. في بعض التطبيقات العملية للمنشآت البخارية باعتبار الضغط الرئيس للبخار عند مدخل العنفة $P_0 = 23.5 \text{ Mpa}$ فإن درجة حرارة ماء التغذية تساوي $265 - 275^\circ \text{C}$.

مردود دورة استرجاع الحرارة المثالي (مع عدد لا نهائي من مأخذ الاستنزاف) يمكن تقديرها بواسطة مخطط T-S الشكل (2-11) والذي يبين أن كمية الحرارة المزودة

إلى مائع التشغيل في المرجل $q_{1r}^{\infty} = h_0 - h_{fw}$ تعادل المساحة $la'bcd21$ وكمية الحرارة المزالة في المكثف هي $q_{2r}^{\infty} = T_c(S_0 - S_{fw})$ وتعادل المساحة $lae21$.



الشكل (11-2): دورة استرجاع حرارة مثالية
(مع عدد لا نهائي من مآخذ الاستنزاف)

وهكذا، فإن المردود الحراري لدورة استرجاع حراري مثالية دون إعادة تسخين للبخار ومع عدد كبير لا نهائي من مآخذ الاستنزاف سيكون:

$$\eta_r^{\infty} = \frac{q_{1r}^{\infty} - q_{2r}^{\infty}}{q_{1r}^{\infty}} = 1 - \frac{T_c(S_0 - S_{fw})}{h_0 - h_{fw}} \quad (20-2)$$

على نحو مشابه، فإن مردود الدورة المثالية مع إعادة تسخين للبخار سيكون:

$$\eta_r^{th \infty} = 1 - \frac{T_c(S_{rh} - S_{fw})}{(h_0 - h_{1t}) + (h_{rh} - h_{fw})} \quad (21-2)$$

مردود الدورة دون استرجاع حراري وإعادة تسخين البخار هو:

$$\eta_t = 1 - T_c \left(\frac{S_0 - S_c'}{h_0 - h_c'} \right) \quad (22-2)$$

على نحو مشابه، لدورة مع إعادة تسخين للبخار فإن:

$$\eta_i^{rh} = 1 - \frac{T_c (S_{rh} - S'_c)}{(h_0 - h_{1t}) + (h_{rh} - h'_c)} \quad (23-2)$$

وبالنتيجة، الربح في المردود الذي يمكن إحرازه في دورة استرجاع مثالية مع عدد لا نهائي من مآخذ الاستنزاف، مقارنة بالدورة دون استنزاف سيكون:

أ- لحالة عدم وجود استرجاع:

$$\xi_r^\infty = \frac{\eta_{ir}^\infty - \eta_i}{\eta_i} \quad (24-2)$$

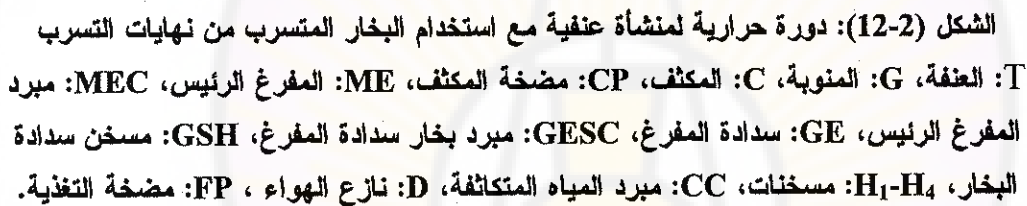
ب- للحالة مع استرجاع حراري:

$$\xi = \frac{\eta_{ir}^{rh\infty} - \eta_i^{rh}}{\eta_i^{rh}} \quad (25-2)$$

5.2 الدورات الحرارية للمنشآت العنفيه البخارية الحديثة

تملك المحطات العنفيه الحديثة ذات الاستطاعات المتوسطة والعالية مردوداً مرتفعاً بسبب استخدام نظام استرجاع حراري فعال مع عدد كبير من مآخذ الاستنزاف. يبين الشكل (12-2) أبسط دورة حرارية لاسطوانة واحدة من عنفة تكاثفية.

البخار الرئيس ذو البارامترات P_0 و t_0 يغذى من المرجل إلى العنفة عبر خط البخار الرئيس. خلال تمدده في وعاء العنفة إلى الضغط P_c ، يوجه البخار إلى المكثف حيث يلامس سطح أنابيب المياه الباردة ويتكاثف. خليط الماء والهواء يتم امتصاصه على نحو مستمر من مجال البخار للمكثف بواسطة مفرغ رئيس ME للمحافظة على تخلخل كبير (عادة من 3 إلى 5kpa). يجري البخار المتكاثف في مجمع المياه المتكاثفة وبعدها يدفع بمضخة المكثف CP ويغذى خلال مبرد المفرغ الرئيس MEC، فمبرد بخار سدادة المفرغ GESG، فمسخن سدادة البخار GSH، ومسترجع الضغط المنخفض لمسخنات الماء H_1 و H_2 إلى نازع الغازات D. مهمة نازع الغازات هي إزاحة الغازات المنحلة و العداونية كـ (CO_2 و O_2) من البخار المتكاثف والتي يمكن أن تسبب اهتراء السطوح المعدنية. الأوكسجين وثنائي أوكسيد الكربون الحر يدخلان إلى المائع المتكاثف بسبب تسرب الهواء عبر الأماكن غير المحكمة في نظام التخلخل للمنشأة العنفيه وبسبب تركيب محلول الماء.



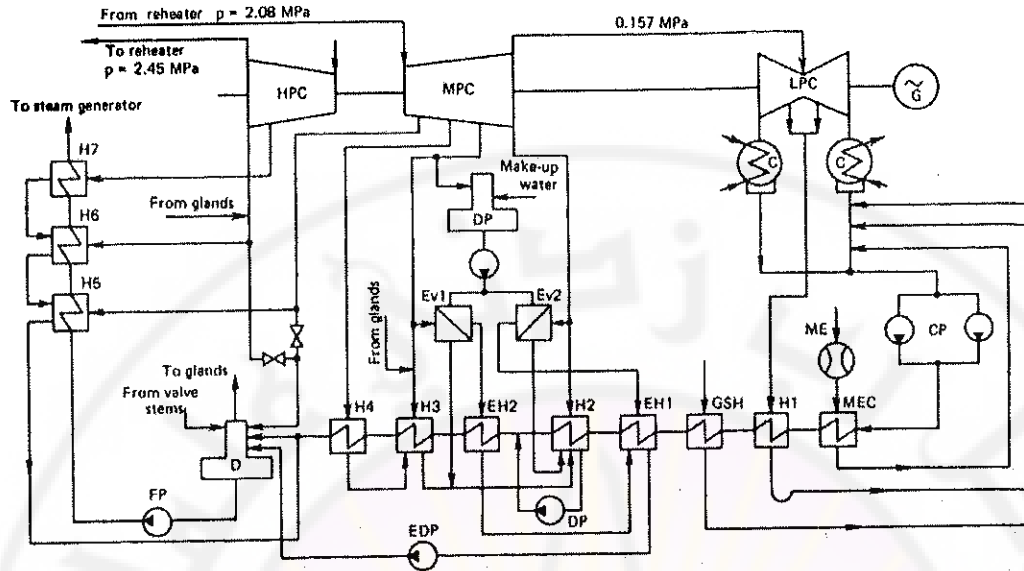
في المحطات العنقية الحديثة، والتي يزود فيها ماء التغذية للمرجل عند ضغط عال، بنازع غازات مصمم للعمل تحت ضغط مرتفع 0.6~0.7 Mpa ودرجة حرارة إشباع تساوي $158 - 165^{\circ}C$.

يؤخذ ماء التغذية من نازع الغازات بواسطة مضخة التغذية FP ويزود بضغط عال (حتى 35 Mpa في مجموعات وحيدة الكتلة لخواص فوق حرجة للبخار) عبر مسخنات الضغط العالي H_3 و H_4 إلى المرجل.

وبالتتابع لاستخدام حرارة البخار المحمص بأكثر فاعلية من نقاط استنزاف الضغط العالي، فإن مسخنات الماء ذات الضغط العالي تملك ثلاث مناطق: المنطقة الرئيسية حيث تعطى الحرارة لمياه التغذية بسبب تكاثف بخار التسخين، ومنطقة يكون فيها البخار المحمص مبرداً إلى حالة الإشباع، التي ترتب في الجزء العلوي من المسخن وتسمى بمبرد البخار. ومنطقة لتبريد المائع المتكاثف من البخار المسخن، مرتبة في الجزء السفلي من المسخن.

1.5.2 الدورة الحرارية لمنشأة عنفية نوع k-200-130 LMZ

الغرفة البخارية التكاثرية k-200-130 استطاعتها 200 MW صممت لشروط بخار أولية $t_0 = 565^\circ C$ و $P_0 = 12.75 Mpa$ و بارامترات إعادة تسخين $P_{rh} = 2.45 Mpa$ و $t_{rh} = 565^\circ C$. عند الحمل الوسطي للغرفة ودرجة حرارة مياه التبريد عند مدخل المكثف $t_{lw} = 10^\circ C$ ، فإن ضغط البخار في المكثف هو 3.33 kpa. معدل جريان البخار الرئيس عند الحمل الوسطي للغرفة هو 600 t/h، معدل جريان البخار المتكاثف هو 450 t/h. صمم الاستهلاك النوعي للحرارة مساوياً إلى $q = 8100 \text{ KJ/Kwh}$. تملك الغرفة سبعة مآخذ استنزاف للبخار لإعادة تسخين المائع المتكاثف ومياه التغذية إلى $239^\circ C$ (الشكل 2-13). يسخن المائع المتكاثف في ثلاثة مسخنات منخفضة الضغط هي مسخن سدادة البخار GSH، ومسخن المبخر EH، ونسازع الغازات D ويسخن ماء التغذية في ثلاثة مسخنات عالية الضغط.



الشكل (13-2): الدورة الحرارية لمنشأة علفية بخارية

تكاثفية نوع K-200-130 LMZ

المائع المتكاثف من بخار التسخين في المآخذ 4 و 5 و 6 من خطوط الاستنزاف يضخ خارجاً بواسطة مضخة تصريف في خط المائع المتكاثف الرئيس. ضغط ومعدل جريان البخار في مآخذ الاستنزاف هي التالي:

المآخذ	(H7)1	(H6)2	(D,H5)3	(H4)4	(H3)5	(H2)6	(H1)7
الضغط Mpa	3.37	2.77	1.04/0.59	0.548	0.238	0.11	0.023
التصريف t/h	26.0	28.8	17.0	23.7	16.0	23.6	21.4

تتضمن الدورة الحرارية للمنشأة أيضاً مبخرين بمرحلة واحدة ليعوضا عن ضياعات البخار والمائع المتكاثف بمقدار حوالي 3% من معدل الجريان الأعظمي للبخار في العنفة.

2.5.2 مثال لحساب الدورة الحرارية لمنشأة عنفية

لحسابات الحرارية لسريان البخار في العنفة، فإنه من الضروري معرفة معدلات جريان البخار عبر مراحل العنفة. أي قبل البدء بالحساب الحراري لسريان البخار في العنفة، من المطلوب حساب النظام الإرجاعي للعنفة حتى نحدد نقاط الاستنزاف لتسخين ماء التغذية، ومعدل جريان البخار عبر كل مقطع من سريان البخار، معدل جريان البخار الرئيس ومعدل جريان البخار المتبدد في المكثف.

كمثال عددي، دعنا نحسب الدورة الحرارية للعنفة LMZ k-200-130 (الشكل 14-2) لبارامترات البخار الرئيس التالية $P_0 = 12.75 \text{ Mpa}$ و $t_0 = 565^\circ \text{C}$ ، ضغط البخار عند مخرج اسطوانة الضغط العالي المأخوذ لإعادة التحميص $P'_{rh} = 2.28 \text{ Mpa}$ وذلك للبخار المعاد تحميصه عند المدخل لاسطوانة الضغط المتوسط $P''_{rh} = 2.06 \text{ Mpa}$ ، درجة حرارة البخار المعاد تحميصه $t''_{rh} = 565^\circ \text{C}$ وضغط المكثف $P_c = 3.33 \text{ Kpa}$.

مخطط h-s للإجراءات الحرارية في العنفة (وفق حسابات الصانع) مبين على الشكل (15-2). أنثالي البخار المستنزف للاسترجاع الحراري لمياه التغذية مبين في الدورة الحرارية (الشكل 14-2) وعلى مخطط H,S (الشكل 15-2).

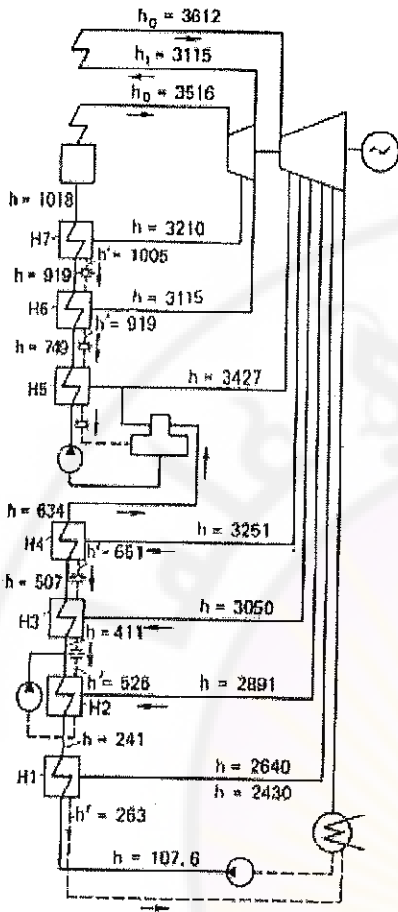
يبدأ حساب الدورة الحرارية بتحديد كمية البخار المستنزف انطلاقاً من الموازنة الحرارية لكل مسخن ماء، وذلك بدءاً من المسخن الذي يملك أعلى ضغط، وهذا يجعل من الممكن أن يكون في كل معادلة للموازنة الحرارية مجهول واحد فقط، هو حصة البخار المستنزف α من المأخذ المفروض.

كتطبيق، معادلة الموازنة الحرارية لمسخن الضغط العالي لمياه التغذية H7 يمكن كتابتها على النحو التالي:

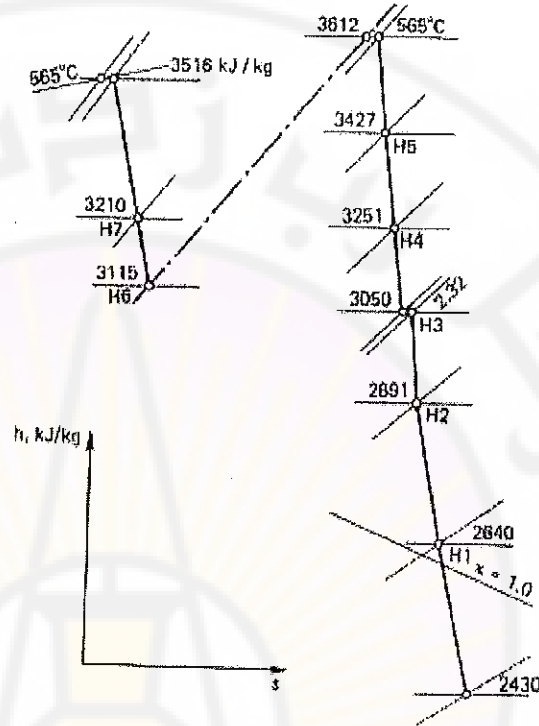
$$\alpha_7(h_1 - h'_1) = (h_7 - h_6) \quad (26-2)$$

حيث α_7 هي حصة البخار المستنزف في خط الاستنزاف رقم 1، KJ/kg ، h'_1 أنثالي البخار المتكاثف لخط الاستنزاف، KJ/kg ، و h_7 ، و h_6 أنثالي ماء التغذية بالتتابع عند مخرج ومدخل المسخن H7، KJ/kg ، وهكذا نجد α_7 من المعادلة (26-2):

$$\alpha_7 = (h_7 - h_6) / (h_1 - h'_1) \quad (27-2)$$



الشكل (2-14): دورة حرارية لمنشأة
عنقية نوع k-200-130 LMZ



الشكل (2-15): مخطط h,s للإجراءات
الحرارية في عنفة نوع k-200-130 LMZ

في الموازنة الحرارية لمسخنات الضغط المنخفض H_4 حتى H_2 ، أخذ في الحسبان أن كمية الماء التي ستسخن هي:

$$1 - \alpha_7 - \alpha_6 - \alpha_5 = 0,8508$$

لأن السائل المتكاثف من البخار المستنزف للمسخنات H_5 و H_7 يدفع إلى نازع الغازات ولا يجري في مسخنات الماء ذات الضغط المنخفض. كمية المياه المسخنة والتي تجري في مسخن الضغط المنخفض H_1 هي:

$$1 - \sum_2^Z \alpha = 0.7319$$

بما أن مسخن الضغط المنخفض H_2 مزود بمضخة تصريف، تتسلم حرارة البخار المتكاثف من مسخنات الضغط المنخفض H_3 و H_4 و H_2 المرتبطة مباشرة مع خط الماء الرئيس. تلخص الحسابات في الجدول (2-2) كمية البخار المستنزف وانخفاض الحرارة في المسخنات المختلفة. انخفاض الحرارة الفعلية لوادة الكتلة هو:

$$\bar{H}_i = \sum (1 - \sum \alpha) H_{iz} = 1323.5 \text{ KJ / kg}$$

العمود الأخير في الجدول (2-2) يعطي نتائج الهبوط الفعلي للحرارة في مقاطع العنفة مضروبة بمعدل جريان البخار في هذه المقاطع. مجموع هذه النتائج هو عمل 1kg من البخار المزود إلى العنفة، $\bar{H}_i$.

كمية الحرارة q_1 المصروفة في المرجل لتوليد 1kg من البخار. لاحظ أن 0.8794 kg فقط من البخار يجري عبر المسخنات، ويمكن إيجادها كما يلي:

$$q_1 = h_0 - h_7 + \left(1 - \sum_1^Z \alpha\right) (h_{rh} - h_1) = 3516 - 1018 + 0.8794(3612 - 3115) = 2935 \text{ KJ / kg}$$

نسبة العمل النوعي لـ 1kg من البخار على كمية الحرارة المستهلكة لإنتاج هذا البخار في المرجل تحدد المردود الداخلي المطلق، والذي في الحالة المفروضة هو:

$$\eta_{ir} = \frac{\bar{H}_i}{q_1} = \frac{1323.5}{2935} = 0.451$$

والاستهلاك النوعي للحرارة وهو:

$$q_i = \frac{1}{\eta_i} = \frac{1}{0.451} = 2.22 \text{ KJ / KJ} = 7992 \text{ KJ / kwh}$$

الجدول 2-2 حساب الدورة الحرارية لمنشأة عنفية

رقم المسخن	علاقة الحساب	كمية البخار المستنزف	انخفاض الحرارة $(1 - \sum \alpha) \times H_{iz}$ KJ / kg
—	هبوط الحرارة من حالة البخار الرئيسية إلى تلك في خط الاستنزاف الأول	0	306
7	$\alpha_7 = \frac{1018 - 919}{3210 - 1005}$	0.0449	90.7
6	$\alpha_6 = \frac{919 - 749 - 0.0449(1005 - 919)}{3115 - 919}$	0.0757	162.5
5	$\alpha_5 = \frac{749 - 634 - 0.1206(919 - 634)}{3427 - 634}$	0.0286	149.8
4	$\alpha_4 = 0.8508 \frac{634 - 507}{3251 - 651}$	0.0416	162.5
3	$\alpha_3 = \frac{0.8508(507 - 411) - 0.0416(651 - 526)}{3050 - 526}$	0.0304	124.0
2	$\alpha_2 = \frac{0.8508(411 - 241) - 0.072(526 - 241)}{2891 - 241}$	0.0469	183.0
1	$\alpha_1 = 0.7319 \frac{241 - 107}{2640 - 263}$	0.0413	145.0

6.2 الدورات الحرارية للمنشآت العنيفة لمحطات التوليد النووية

المحطة الذرية لتوليد الطاقة الكهربائية بتحول الطاقة النووية، أي باستخدام الحرارة في مفاعل نووي خلال سلسلة تفاعلات الانشطار النووي لبعض العناصر الثقيلة (لاسيما اليورانيوم — 233، واليورانيوم — 235، الخ).

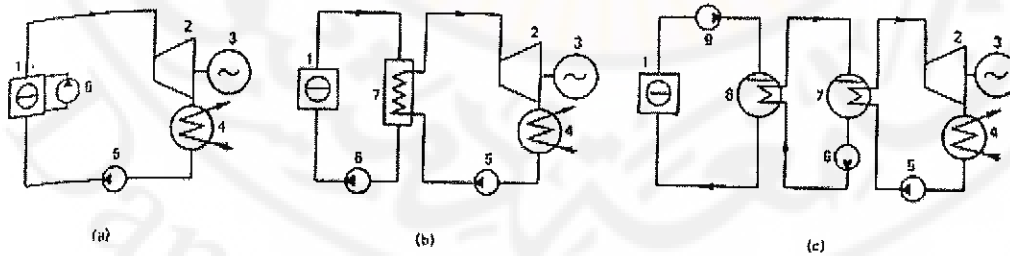
يمكن تقسيم التجهيزات التقنية لمحطة التوليد الذرية إلى منشأة المفاعل ومنشأة مولد البخار ومنشأة العنفة البخارية ومنشأة المكثف، والتي يرتبط بعضها مع بعض لتشكل الدورة الحرارية للمحطة.

1.6.2 الدورات الحرارية الرئيسية لمحطة توليد نووية

في الحالة العامة، تضم دورة محطة التوليد النووية مبرداً (حامل حرارة) ومائع تشغيل. مائع التشغيل عبارة عن مادة غازية أو سائلة تستخدم في الآلات الحرارية لتحويل الطاقة في محطات التوليد النووية مائع التشغيل هو البخار ذو بارامترات منخفضة نسبياً، مشبع أو محمص قليلاً. مائع التبريد سائل أو غاز يتحرك ضمن الوسط ويزيح الحرارة المتحررة من المفاعل النووي. في دورات محطات التوليد النووية يستخدم الماء العادي أو الثقيل وفي بعض الحالات سوائل عضوية وغازات خاملة كمائع تبريد.

تصنف محطات التوليد النووية بصفة رئيسة بعدد دارات المبرد ومائع التشغيل كدائرة وحيدة ودائرة مزدوجة أو جزئياً دائرة مزدوجة أو دائرة ثلاثية للمحطة (الشكل 16-2).

في الدارة الحرارية المفردة لمحطة توليد نووية (الشكل 16a-2)، تتطابق دارات التبريد ومائع التشغيل. يتولد البخار في المفاعل (1) ويغذي البخار العنفة البخارية (2) التي تنتج عملاً ميكانيكياً، يتحول إلى طاقة كهربائية في المولد (3). يتكاثف البخار المتبدد في المكثف (4) والبخار المتكاثف يعاد بواسطة مضخة التغذية (5) إلى المفاعل. وهكذا فإن دائرة مائع التشغيل هي في نفس الوقت دائرة التبريد وهي مغلقة. يمكن للمفاعل أن يعمل بجريان طبيعي أو قسري لمائع التبريد بالإضافة إلى دائرة داخلية تتضمن مضخة الجريان (6).



الشكل (16-2): الدورات الحرارية لمحطات التوليد النووية
(a) - دائرة وحيدة (b) - دائرة مزدوجة (c) - دائرة ثلاثية

الفائدة الرئيسية للدائرة الوحيدة لمحطات التوليد النووية بأنها بسيطة التصميم وأقل كلفة من المحطات ذات الدارات المعقدة، بينما العائق فيها أن مائع التبريد نشط إشعاعياً مما يستلزم بعض المتطلبات في التصميم وتشغيل منشأة العنف البخارية لمحطات التوليد النووية.

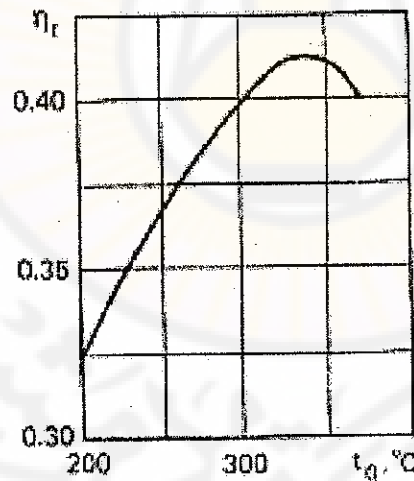
في دائرة التسخين الثنائية لمحطة التوليد النووية (الشكل 2-16b)، دارات مائع التبريد ومائع التشغيل منفصلة. حيث دائرة التبريد الذي يجري عبر المفاعل I ومولد البخار 7 بواسطة مضخة الجريان 6 تدعى بالدائرة الأولية، أو المفاعل، ودائرة مائع التشغيل تدعى بالدائرة الثانوية. كلتا الدارتين مغلفتين والتبادل الحراري بين مائعي التبريد والتشغيل يتم في مولد البخار. المنشأة العنفية 2 في الدائرة الثانوية تعمل في شروط غير إشعاعية ويمكن أن تكون ذات تصميم أبسط.

العنف البخارية في الدائرة المزدوجة لمحطات التوليد النووية تعمل عادة ببخار مشبع ولكن في بعض الترتيبات فإن البخار الذي يدخل العنف يكون محمضاً قليلاً. في شروط مقارنة، فإن مردود الدائرة – المزدوجة لمحطة التوليد النووية هو دائماً أقل من ذلك للدائرة – الوحيدة . يجب الملاحظة أن كلفة الدائرة الثانوية ومولد البخار في الدائرة المزدوجة متناسب مع ذلك للتدريج البيولوجي للدائرة – الوحيدة، حيث أن كلفة 1kw للاستطاعة التركيبية في الدائرة الوحيدة والمزدوجة لمحطات التوليد النووية تقريباً متساوية. يستخدم الصوديوم السائل كمائع تبريد في دارات محطات التوليد النووية مما يساهم في زيادة معامل الانتقال الحراري، ويقلل معدل جريان مائع التبريد ، ويعتبر هذا المعدن الأكثر استخداماً لهذه الغاية، حيث درجة انصهاره هي $98^{\circ}C$. يتضمن استخدام الصوديوم السائل بعض المصاعب في التشغيل، ولا سيما تماسه المباشر مع الماء الذي يمكن أن يسبب تفاعلاً كيميائياً نشيطاً يكون خطراً جداً من وجهة نظر حمله لمواد مشعة من الدائرة الأولية إلى المناطق المجاورة. وهذا يمكن تجنبه بإضافة دائرة وسطية بضغط أعلى من ذلك في الدائرة الأولية، أي بعمل دائرة ثلاثية لمحطة التوليد النووية (شكل 2-16C). المائع المبرد ذو النشاط الإشعاعي في الدائرة الأولية يدفع بواسطة المضخة 9 وعبر المفاعل 1 وبالمبادل الحراري الوسطي 8 حيث يعطي الحرارة إلى سائل تبريد معدني غير نشط إشعاعياً. يمر مائع التبريد الثاني في دائرة وسطية تضم المبادل 8 ومولد

البخار 7. دارة مائع التشغيل (الثالث) هي نفسها كما في الدارة الحرارية المزدوجة (شكل 2-16b).

جزئ التصنيف السابق بعدد الدارات، ويمكن لمحطات التوليد النووية أن تصنف على الهيئات التالية: بارامترات وأنواع العنفات البخارية (للعمل ببخار مشبع أو محمص)، طريقة تحميم البخار (باحتراق تقليدي للوقود أو نووي)، بارامترات ونوع مائع التبريد، صفات التصميم ونوع المفاعل، الخ.

كما هو معروف، فإن مردود المنشأة العنفيه – البخارية تزداد مع زيادة بارامترات البخار الرئيسية. يبين الشكل (2-17) تأثير درجة الحرارة الأساسية على المردود الحراري لدورة تعمل ببخار مشبع جاف، والمستخدم على نطاق واسع في محطات التوليد النووية. لعنفات البخار – المشبع، يزداد المردود الحراري للدورة مع زيادة المؤشرات الرئيسية للبخار وذلك حتى حد معين.



الشكل (2-17): تأثير درجة الحرارة على المردود الحراري لدورة تعمل ببخار مشبع جاف

يتم الوصول إلى المردود الحراري الأعظمي للدورة باستخدام بخار مشبع جاف عند درجة حرارة رئيسة للبخار قرب 350°C وضغط مقابل رئيس 17Mpa . في

المفاعلات الحديثة، ضغط مائع التبريد لا يزيد عن 17-12 Mpa، وهكذا فإن الضغط الرئيس للبخار قبل العنفة محدد أساساً بنوع المفاعل.

2.6.2 تطبيقات عملية لمنشآت واقعية

(A)

يوضح الشكل (2-18) دائرة تقليدية لعنفة بخارية ذات استطاعة متوسطة، تطابق مخطط موليه (H-S) الممثل في الشكل (2-19)، وقد سجلت القيم العددية على المخطط الأخير والمطابقة لجميع المقادير التي تدخل في حساب هذه الدارة. أما بالنسبة إلى العنفة البخارية فهي مصنوعة من ثلاثة أجسام: الأول ذو ضغط عالي (HP) والثاني ذو ضغط متوسط (MP) والأخير ذو ضغط منخفض (BP) بثلاثة جريانات. كما يتم تحميل البخار بعد تمده في مرحلة الضغط العالي (HP).

إن دراسة الدارات العملية توضح أن الضغط المثالي الذي يجب أن يتم عنده إعادة تحميل البخار بعد تمده في مرحلة الضغط العالي (HP) هو بحدود:

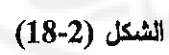
$$P_4 = (0,20 \dots 0,22) P_3$$

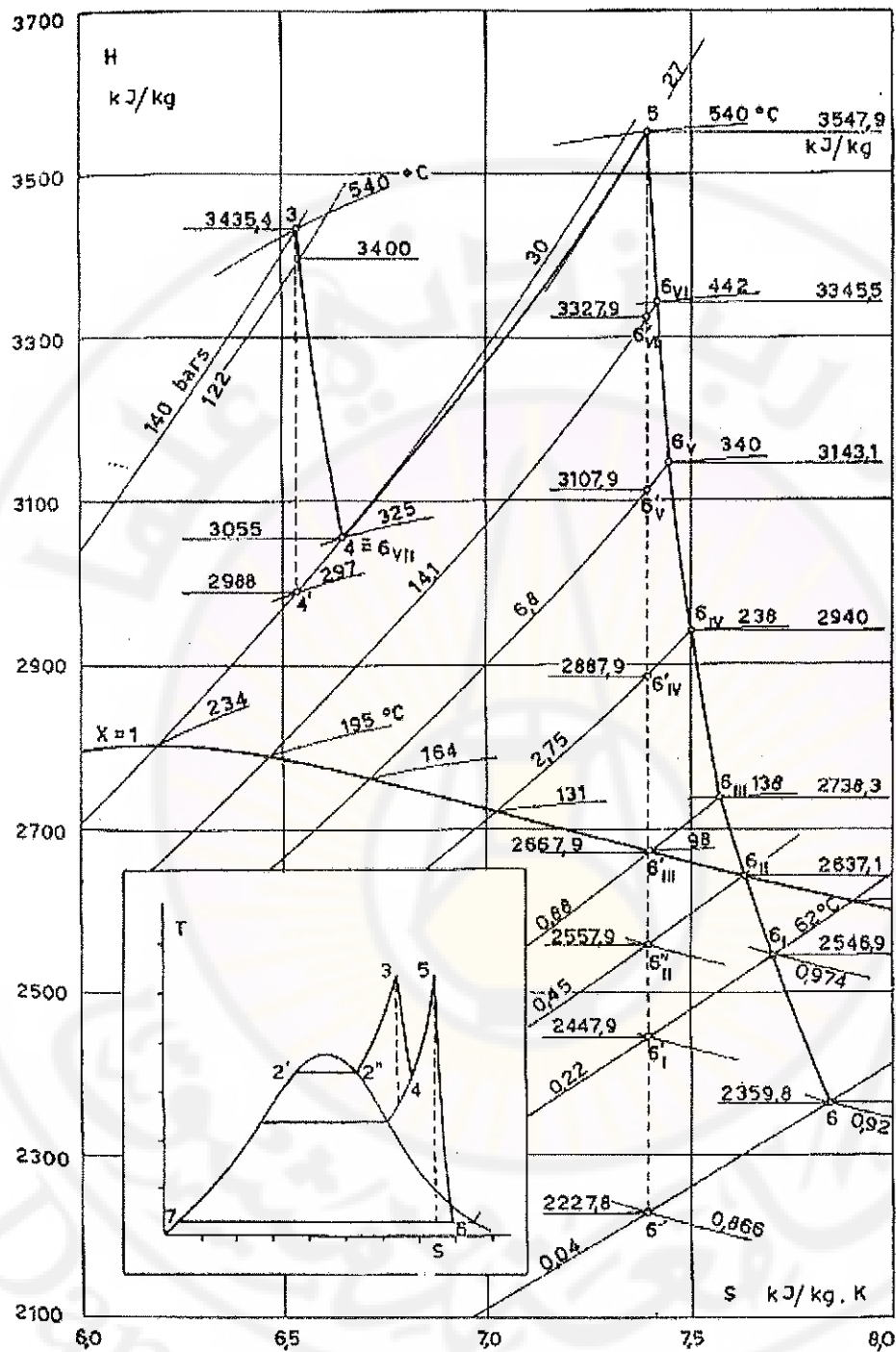
مما يحدد الضغط بين مرحلتين الضغط المتوسط والعالي.

بفرض أن المردود الداخلي النسبي للتمدد في مرحلة الضغط العالي يساوي تقريباً 0,85، ومردود التمدد الكلي (5,6) في أجسام الضغط المتوسط MP والضغط المنخفض BP بحدود 0,90. باعتبار أن الدورة تحوي سبعة مآخذ لاستنزاف البخار. وتأكيداً للقاعدة المتبعة لتحديد التوضع المثالي لمآخذ استنزاف البخار فإن المآخذ الخمسة VI, V, IV, III, I قد نفذت بحيث يكون الهبوط الايزنتروبي للثلاثي متساوي بين هذه النقاط على المنحني (5,6) أي:

$$\Delta H = \frac{H_5 - H_6}{6} = 220 \text{ KJ / kg}$$

نظراً لزيادة التصرف الحجمي للبخار في الجزء الأخير من العنفة، حيث يصبح الحجم النوعي لمائع التشغيل كبير جداً، فقد تم اختيار مأخذ إضافي II لاستنزاف البخار من مرحلة الضغط المنخفض BP يتوضع بين المأخذين I و III (على منتصف المسافة $0,5\Delta H = 110 \text{ KJ / kg}$).





الشكل (19-2)

بحسب معدل تصريف البخار المستنزف من العنفة لكل kg من المائع المار من العنفة إلى المكثف (النقطة 6) من العلاقة العامة:

$$\alpha_k = (1 + \alpha_I + \alpha_{II} + \dots + \alpha_{k-1}) \frac{H_{q,k} - H_{q,k-1}}{H_{6,k} - H_{q,k}}$$

$$\begin{aligned} \alpha_I &= 0.06573 & \alpha_{II} &= 0.03172 & \alpha_{III} &= 0.03447 \\ \alpha_{IV} &= 0.07077 & \alpha_V &= 0.06976 & \alpha_{VI} &= 0.06916 \\ \alpha_{VII} &= 0.11730 & \Rightarrow & 1 + \sum \alpha_k &= 1.4584 \end{aligned} \quad (28-2)$$

كما يمكن إيجاد العمل المبذول من البخار على الجزء المتحرك للآلة لكل كغ من البخار الذي يصل إلى المكثف من العلاقة:

$$\tau_m = H_3 - H_4 + H_5 - H_6 + \sum_I^VII \alpha_k (H_3 - H_4 + H_5 - H_{6,k}) + \alpha_{VII} (H_3 - H_4)$$

بحساب قيمة العمل للوضع الحالي نجد:

$$\tau_m = 1935.65 \text{ KJ / kg}$$

يقابل هذا العمل عمل مفيد عند الوصل مع المنوبة حيث إن الضياعات الميكانيكية التي تمثل 0.9%:

$$\tau_u = (1 - 0.009) \tau_m = 1918.23 \frac{\text{KJ}}{\text{kg}} \quad (29-2)$$

وبفرض أن N استطاعة الآلة 150MW فإن معدل تصريف البخار المار إلى المكثف في النقطة (6):

$$G_{m6} = \frac{N}{\tau_u} = \frac{150.000}{1918.23} = 78.2 \text{ kg / sec}$$

$$G_{HP} = (1 + \sum \alpha) G_{m6} = 114.05 \text{ kg / sec}$$

هذه النتائج التي حصلنا عليها بدراسة الدورة، تشكل بالواقع معطيات هامة لحساب الآلة.

(B)

يعود الشكلان (20-2) و (21-2) لعنفة بخارية تغذى بدءاً من مفاعل نووي، مما يفرض استطاعة على الآلة تصل إلى (500MW وأكثر). ينتج البخار في المولد G الذي يعبره من جهة أخرى ماء مضغوط بدارة أولية، بحيث أن الحرارة المنطلقة من المفاعل

(PWR) تنتقل إلى مائع التشغيل، درجات حرارة دخول وخروج المائع الأولي في G هي على التوالي $320...325^{\circ}C$ و $280...285^{\circ}C$. ضغط البخار الناتج يصل إلى 60 bars ، القيم الأخرى الداخلة في الحساب مسجلة على مخطط (H.S) في الشكل (2-21).

تضم العنفة مرحلة ضغط عالي HP ذات جريان بسيط، وجسم ضغط متوسط MP ذات جريان مضاعف وجسمين للضغط المنخفض BP كل منهما ذو جريان مضاعف. ضغط التمدد النهائي في جسم الضغط العالي HP محدد بحيث أنه عند مخرج هذا الجسم لا ينخفض كسر جفاف البخار أقل من 0,88. بين جسمي الضغط العالي HP والضغط المتوسط MP يجفف البخار في فاصل S، وبعدها يعاد تسخينه بواسطة البخار الحي المسحوب من مولد البخار.

هناك ستة مآخذ استنزاف على جسم العنفة. البخار المتكاثف في مسخنات إعادة التسخين R يعاد إدخاله في الدورة في المسخن R_{VI} .

حساب تصرفات البخار α_I حتى α_{VI} المأخوذة من العنفة لـ 1kg من البخار المار من أجسام الضغط المنخفض BP إلى المكثف (النقطة 6) وأيضاً تصرفات z,y لتنظيف الفاصل S و المسخن R، تعطي من الشكل (2-21) القيم الثابتة بـ kg لكل kg:

$$\begin{aligned}\alpha_I &= 0.803 & \alpha_{II} &= 0.0810 & \alpha_{III} &= 0.0905 \\ \alpha_{IV} &= 0.1421 & \alpha_{V} &= 0.1206 & \alpha_{VI} &= 0.1037 \\ y &= 0.1581 & z &= 0.1500\end{aligned}$$

ينتج أنه لكل 1kg بخار عند مخرج جسم الضغط المنخفض، فإن تصرف الدخول لجسم الضغط العالي HP من مولد البخار G هو على التوالي:

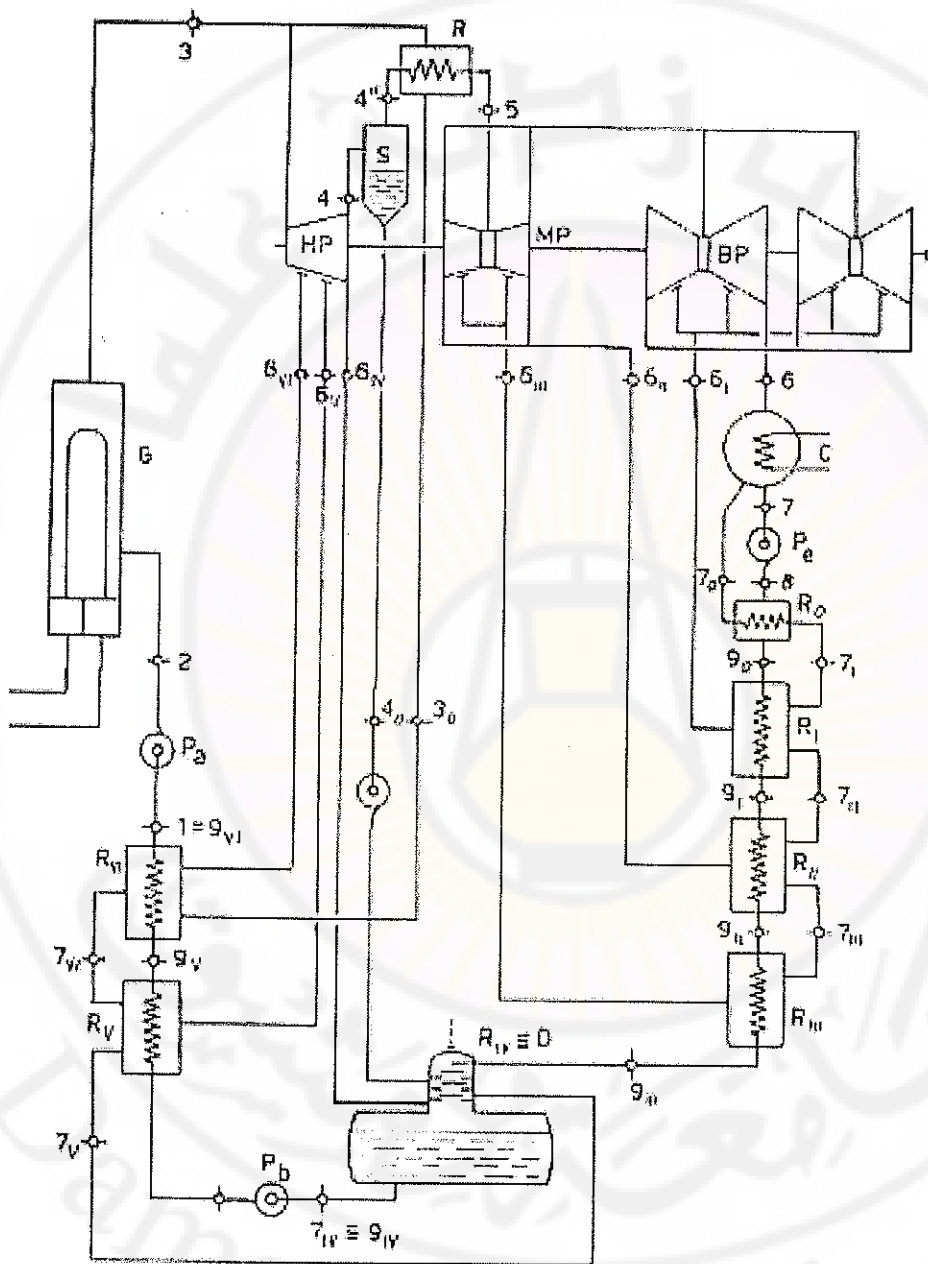
$$\begin{aligned}1 + \sum \alpha + y &= 1.7763 \\ 1 + \sum \alpha + y + z &= 1.9263\end{aligned}\quad (30-2)$$

لكل 1kg يصل إلى المكثف، كما أن العمل الناتج على محور الآلة يمكن الحصول عليه من العلاقة:

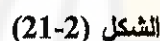
$$\tau_m = (1+y)(H_3 - H_4) + H_5 - H_6 + \sum_{IV}^{VI} \alpha_k (H_3 - H_{6,k}) + \sum_I^{III} \alpha_k (H_3 - H_4 + H_5 - H_{6,k})$$

مما يعطي:

$$\tau_m = 1261.0 \text{ KJ / kg}$$



الشكل: (20-2)


$$\tau_u = (1 - 0.009)\tau_m = 1249.7 \text{ KJ/kg} \quad (31-2)$$
$$G_6 = \frac{N}{\tau_v} = \frac{500.000}{1249,7} = 400 \text{ kg/s}$$
$$G_{HP} = (1 + \sum \alpha + y)G_6 = 710.5 \text{ kg/s}$$

103

متساوية هو تقريباً 1,5-1,6 مرة أعلى من ذلك الموجود في منشأة عادية والتي فيها درجة الحرارة لا تتجاوز $540^{\circ}C$.

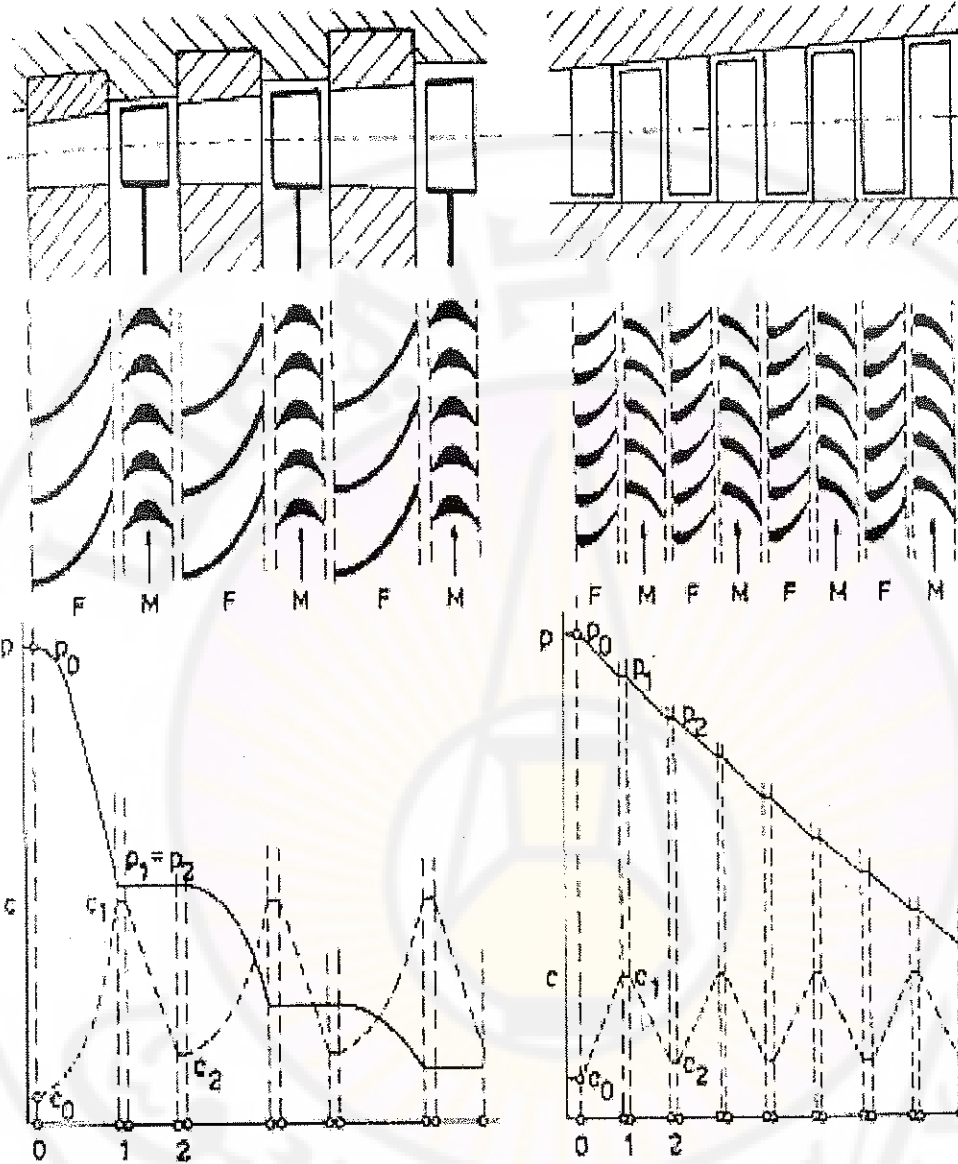
7.2 مبدأ عمل العنفات البخارية

تحتوي العنفة على عدد من المراحل، تضم كل مرحلة طوق من الفوهات الثابتة F تخص القسم الثابت من الآلة (Stator) والتي تحقق جريان المائع المحرك بشكل منحني، يمر بعدها المائع على طوق من الريش المتحركة يخص دوار الآلة (Rotor) الذي يدور بشكل منتظم ويمثل الجزء المتحرك من العنفة.

يمثل الشكل (2-22) عنفة نسميها ذات الفعل (Action)، يتم تمدد المائع من الضغط P_0 إلى الضغط (P_1) في الريش الثابتة والتي تدعى أيضاً الموجهة أو الموزعة، ونتيجة لتسارع المائع فإن السرعة C_0 عند مدخل الفوهة تزداد حتى تصل إلى C_1 عند مخرجها، كما أن الطاقة الحركية المطابقة لهذه السرعة تتحول إلى عمل في طوق الريش المتحركة للدوار في أفضل شروط ممكنة، وهكذا فإن فعل المائع هو حركي على نحو كامل كما أن الضغط يبقى ثابتاً تقريباً على الريش المتحركة.

يوضح الشكل (2-23) طريقة عمل العنفة التي نسميها بالارتدادية أو ذات رد الفعل (Reaction) حيث أن التمدد المستخدم لإنتاج الطاقة الحركية لا يستفاد منه إلا على نحو جزئي. وهكذا فإن السرعة C_1 عند مخرج الفوهات الثابتة أقل منها في الحالة السابقة، ولكن تمدد المائع يستمر خلال جريانه في طوق الريش المتحركة. وهكذا فإن شكل حقول الضغط الذي ينتظم نتيجة لهذا الجريان، ينتج نوعاً من رد الفعل والذي مركبته في اتجاه الدوران تزيد من العمل المحرك، إضافة إلى العمل الناتج من التأثير الحركي والذي يتوفر لوحده في حالة العنفة ذات الفعل.

إن جريان مائع التشغيل في هذه العنفات مواز لمحور الآلة ويسمى بالجريان المحوري.



الشكل (22-2): عتبة فعلية

الشكل (23-2): عتبة ارتدادية

يمكن تصنيف العنفات البخارية من وجهات نظر كثيرة نذكر منها:

1.8.2 حسب توزيع تمدد البخار

عندما نصنف العنفات حسب توزيع تمدد البخار بين الشفرات المتحركة والشفرات الثابتة نجد نوعين هامين: العنفات ذات الفعل و العنفات ذات رد الفعل أو الارتدادية.

a- العنفات ذات الفعل:

في هذه العنفات يحدث كل الانخفاض في الضغط في الفوهات الثابتة ويبقى الضغط ثابتاً أثناء انسياب البخار خلال الشفرات المتحركة، كما هو موضح بالشكل (2-22).

b- العنفات ذات رد الفعل:

في مرحلة رد الفعل الكامل يحدث كل انخفاض الضغط أثناء انسياب البخار خلال الشفرات المتحركة. وعلى ذلك تعمل الشفرات المتحركة كفوهات، ويجب أن يكون لممر هذه الشفرات، المحيط المناسب لفوهات (مقاربة) إذا كان ضغط الخروج أكبر من الضغط الحرج و(مقاربة – متباعدة) إذا كان ضغط الخروج أقل من الضغط الحرج.

في مرحلة رد الفعل الكامل يكون الغرض من الشفرات الثابتة هو فقط توجيه البخار إلى الشفرات المتحركة بالزاوية والسرعة المناسبين.

قليلاً ما تستخدم مرحلة رد فعل كامل، بل إن العنفات التي تصنف كعنفات رد فعل يحدث فيها انخفاض الانثاليبي في كلتا الشفرات الثابتة والمتحركة. وبتعبير آخر فإن تمدد البخار في عنفات رد الفعل – يتم جزءاً منه في الفوهات وجزءاً آخر في الشفرات المتحركة كما هو موضح في الشكل (2-23). فبمرور البخار في الفوهات يحدث هبوط صغير في الضغط وزيادة مقابلة في السرعة، ثم يدخل البخار في الشفرات المتحركة وفيه تنقص سرعته المطلقة وضغطه أما سرعته النسبية فتزداد مسببة زيادة في رد الفعل. لذلك فإن القوة التي تولد العزم المحرك تأتي من جهة بسبب انحراف خيوط التيار، ومن جهة ثانية بسبب تسارع البخار الناتج من هبوط الضغط داخل الشفرات المتحركة.

2.8.2 حسب سريان البخار

نميز هنا بين الآلات التالية:

a- العنفات المحورية: وفيها تكون خيوط التيار على سطوح دورانية اسطوانية أو بتعبير آخر تبقى خطوط التيار على مسافة ثابتة من محور الآلة.

b- العنفات القطرية: وفيها تكون خيوط التيار في مستوى عامودي على المحور.

والعنفات المحورية هي الأكثر استخداماً.

3.8.2 حسب طريقة الإنشاء

عندما تكون الشفرات مثبتة على محيط قرص أو دولا ب يقال عن العنف أنها ذات أقراص، أما إذا كانت مثبتة على محيط طبلة (Tambour-Drum) فتسمى بالعنف ذات الطبلة.

على وجه العموم تتكون عنفات الفعل من أقراص أو دواليب و عنفات رد الفعل من طبلة.

9.2 الاستطاعة التخطيطية والاستطاعة الفعلية للعنف

إن الاستطاعة التخطيطية أو الدليلية للعنف في حالة جريان مستمر هي الاستطاعة المحركة الناتجة من انسياب البخار داخل العنف. هذه الاستطاعة تساوي الاستطاعة المبذولة على الريش المتحركة مطروحاً منها الاستطاعة الضائعة داخل العنف نتيجة لاحتكاك الأجزاء المتحركة ضمن البخار والتهوية. يمكن حساب الاستطاعة التخطيطية من القانون الأول للديناميك الحراري:

$$\Delta h + \Delta k = \tau_i + q$$

حيث τ_i هو العمل المحرك التخطيطي عندما يمر واحد كغ من البخار من المقطع A_0 (عند مدخل العنف) إلى المقطع A_1 (عند مخرج العنف).

إذا أهملنا تغير الطاقة الحركية واعتبرنا أن العنفة معزولة حرارياً عن الوسط الخارجي ($q=0$) لحصلنا على العلاقة التالية:

$$\tau_i = h_0 - h_1$$

ومنه الاستطاعة التخطيطة:

$$N_i = G(h_0 - h_1)$$

أما الاستطاعة الفعلية N_{ef} فهي الاستطاعة التي تقاس على محور العنفة، لذلك تكون أصغر من الاستطاعة التخطيطة بسبب الضياعات العائدة للتحاك الميكانيكي.

10.2 المراتيد المختلفة لمنشأة عنفية بخارية

بالعودة إلى الأشكال (4-2) و (7-2) و (8-2) يمكن رصد المراتيد التالية:

(1) المردود الحراري للدورة المثالية دون اعتبار العمل المصروف في مضخة التغذية:

$$\eta_i = \frac{h_0 - h_{ci}}{h_0 - h'_c} = \frac{H_0}{h_0 - h'_c}$$

حيث: H_0 تمثل هبوط الحرارة المتاح للعنفة أي الانتروبي.

$h_0 - h'_c$ كمية الحرارة المضافة لـ 1kg من مائع التشغيل في المرجل.

(2) المردود الداخلي النسبي للعنفة:

$$\eta_{ri} = \frac{H_i}{H_0}$$

وهو النسبة بين هبوط الحرارة الفعلي H_i إلى هبوط الحرارة المتاح (النظري).

(3) المردود الداخلي المطلق للمنشأة العنفية η_i : وهو النسبة بين هبوط الحرارة الفعلي H_i

إلى كمية الحرارة q_1 المضافة إلى 1kg من مائع التشغيل في المرجل.

$$\eta_i = \frac{H_i}{q_1} = \frac{H_i}{h_0 - h'_c} = \frac{H_0 H_i}{(h_0 - h'_c) H_0} = \eta_i \eta_{ri}$$

ويمكن التعبير عن المردود الداخلي المطلق بالنسبة بين الاستطاعة الداخلية للعنفة

إلى معدل التدفق الحراري (Q) بالثانية المزود إلى مائع التشغيل في المرجل:

$$\eta_i = \frac{\tau G}{q_1 G} = \frac{N_i}{Q}$$

(4) المردود الميكانيكي: هو النسبة بين الاستطاعة الفعلية N_{ef} التي يمكن تحويلها إلى المحور المقاد للآلة إلى الاستطاعة الداخلية :

$$\eta_m = \frac{N_{ef}}{N_i} = \frac{N_i - \Delta N_m}{N_i} = 1 - \frac{\Delta N_m}{N_i}$$

حيث ΔN_m تمثل ضياعات الطاقة الميكانيكية في العنفة.

(5) المردود الفعلي النسبي للعنفة: وهو النسبة بين الاستطاعة الفعلية إلى تلك النظرية للعنفة.

$$\eta_{ref} = \frac{N_{ef}}{N_0} = \frac{N_i N_{ef}}{N_0 N_i} = \frac{GH \cdot N_{ef}}{GH_0 \cdot N_i} = \eta_{ri} \eta_m$$

(6) المردود الفعلي المطلق للمنشأة العنفية: هو النسبة بين الاستطاعة الفعلية للعنفة إلى كمية الحرارة المصروفة في المرجل.

$$\eta_{ef} = \frac{N_{ef}}{Q} = \frac{N_i N_{ef}}{Q N_i} = \eta_i \eta_m = \eta_i \eta_{ri} \eta_m = \eta_{ri} \eta_{ref}$$

(7) مردود المولد الكهربائي: هو النسبة بين الاستطاعة عند نهاية المولد الكهربائي N_{el} إلى الاستطاعة الفعلية N_{ef} .

$$\eta_{eg} = \frac{N_{el}}{N_{ef}}$$

(8) المردود الكهربائي النسبي للمنشأة العنفية: هو النسبة بين الاستطاعة الكهربائية للمولد إلى الاستطاعة النظرية لعنفة مثالية.

$$\eta_{reL} = \frac{N_{eL}}{N_0} = \frac{N_{ef} N_{eL}}{N_0 N_{ef}} = \eta_{ref} \eta_{eg} = \eta_{ri} \eta_m \eta_{eg}$$

(9) المردود الكهربائي المطلق للمنشأة العنفية: هو ناتج المردود الحراري الإجمالي في المردود الكهربائي النسبي.

$$\eta_{eL} = \eta_i \eta_{reL} = \eta_i \eta_{ri} \eta_m \eta_{eg}$$

11.2 الاستهلاك النوعي للبخار والحرارة والوقود

إذا كانت وحدات الانثالي معطاة بـ kcal/kg نجد أن الاستهلاك النوعي للبخار

$$C_v = \frac{860}{\eta_{rel} \cdot H_0} \quad \text{kg/kwh من الطاقة الكهربائية يساوي إلى: kg/kwh}$$

$$\text{حيث: } 1kw - h = 860 \quad \text{kcal}$$

وإذا كانت وحدات الانثالي معطاة بـ kJ/kg نجد:

$$C_v = \frac{3600}{\eta_{rel} \cdot H_0} \quad \text{kg/kwh}$$

$$\text{حيث: } 1kw - h = 3600 \quad \text{kJ}$$

أما الاستهلاك النوعي للحرارة فيحسب من العلاقة التالية:

$$C_q = C_v (h_0 - h'_c) = \frac{3600}{\eta_{el}} \quad \text{kJ/kwh}$$

يمكن حساب الاستهلاك النوعي للوقود لإنتاج 1kwh من الطاقة الكهربائية ويساوي إلى:

$$C_c = \frac{3600 \times 10^3}{\eta_{el} \times P'_c} \quad \text{gr/kwh}$$

حيث P'_c تمثل القيمة الحرارية الدنيا للوقود (kJ/kg).

السمات الترموديناميكية لجريان مائع بسرعة عالية

- 1.3 تعريفات
- 2.3 المعادلة الأساسية الديناميكية لجريان مستقر أحادي البعد
- 3.3 خواص الركود
- 4.3 سرعة الصوت وعدد ماخ
- 5.3 جريان ايزنتروبي أحادي البعد
- 6.3 تغير سرعة المائع مع مقطع الجريان
- 7.3 خاصية علاقات الجريان الايزنتروبي للغازات المثالية
- 8.3 الجريان الايزنتروبي عبر الفوهات
 - 1.8.3 الفوهات المتقاربة
 - 2.8.3 الفوهات المتقاربة — المتباعدة
- 9.3 الصدمات العمودية في الجريان ضمن الفوهة
- 10.3 جريان الموائع عبر الفوهات والنواشر الحقيقية
- 11.3 فوهات البخار
- 12.3 ملخص

السمات الترموديناميكية لجريان مائع بسرعة عالية

بالرغم من عدم وجود حدود واضحة تفصل بين علمي ميكانيك الموائع والترموديناميك بعضهما عن بعض، فقد خصص هذا الفصل لبعض وجهات نظر علم الترموديناميك بالنسبة لجريان الموائع. من أجل التعامل مع وجهات النظر هذه التي تعد من صلب علم ميكانيك الموائع يجب الاطلاع على بعض النقاط الأساسية لهذا العلم. يبين هذا الفصل كيف أن قانوني الترموديناميك الأول والثاني وأساسيات علم التحريك والعلاقات بين الخواص الفيزيائية تؤدي إلى الكثير من النتائج اللاحقة للنظر والتي تعد أساسية لجريانات الموائع.

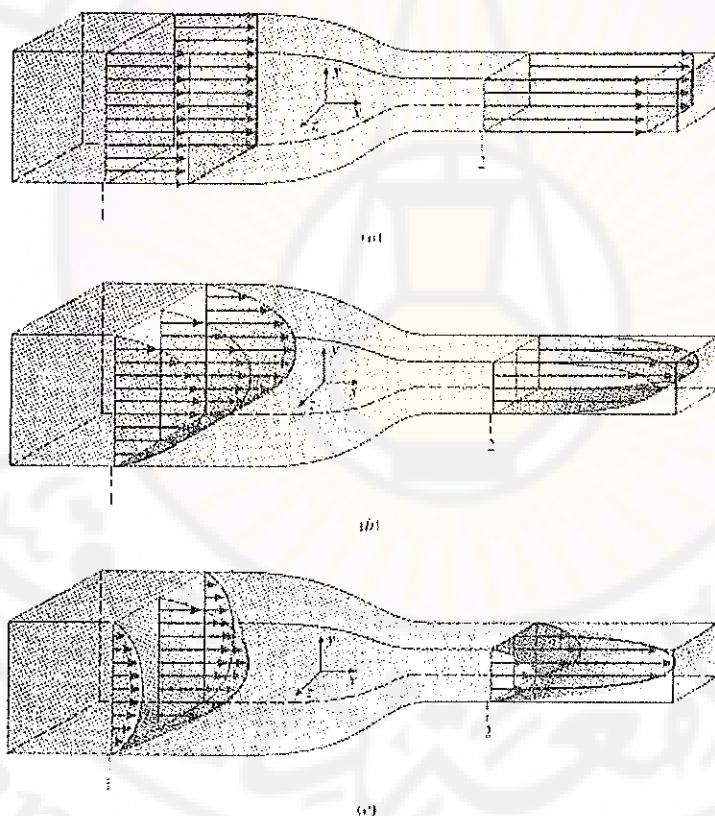
1.3 تعريفات

عند دراسة جريانات الموائع، فإنه من المهم معرفة نوع الجريان إن كان أحادي أو ثنائي أو ثلاثي البعد، وسنقوم فيما يلي بدراسة خواص هذه الجريانات. إذا قمنا بتركيز اهتمامنا على الجريانات المستقرة فإن جميع البارامترات مستقلة عن الزمن. لذلك فإنه لجريان مستقر أحادي البعد تعتمد جميع خواص المائع على حيز فضائي أحادي (أي إحداثي واحد). وكمثال على ذلك يمكن تمثيل السرعة على أنها $V(x)$ وذلك لأن V لا تتعلق بالمتحولات y و z أو t .

تظهر الجريانات أحادية البعد عندما تكون السرعة ودرجة الحرارة وخواص أخرى منتظمة على كافة المقطع. يمكن لهذه البارامترات أن تختلف من مقطع إلى آخر ولكن لكل قيمة للإحداثي هناك قيمة وحيدة للسرعة وقيمة وحيدة للكثافة... الخ، كما يمكن لجهة الجريان أن تتغير وبالتالي فإن جهة المحاور المعرفة له والمبينة لجهته ستتغير أيضاً.

في الجريان الحقيقي تؤثر قوى القص على المائع بحيث يختلف شكل البروفيل في نفس المقطع حيث نلاحظ تغير السرعة على طول المقطع. كما هو مبين في الشكل (1-3). إذا كان المقطع دائرياً والجريان فيه متناظراً بالنسبة إلى المحور (محور الأنبوب) فبالتالي يكون الجريان ثنائي البعد لأن جميع الخواص يمكن تمثيلها بإحداثيات ثنائية البعد حيث الأولى المسافة الأفقية على طول المجرى والثانية المسافة عن محور الأنبوب.

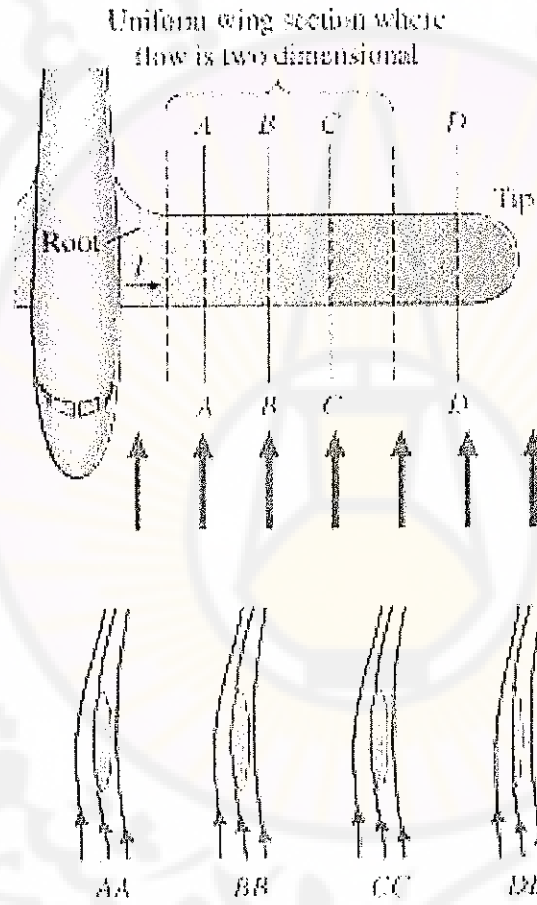
وإذا كان الجريان غير متناظر بالنسبة للمحور فهو ثلاثي البعد لذلك في الجريانات المستقرة ثنائية البعد تعتمد بارامترات المائع على فضاء ثنائي البعد. وفي الجريانات المستقرة ثلاثية البعد تعتمد البارامترات على فضاء ثلاثي البعد.



الشكل (1-3): بروفيلات السرعة لجريان في ممر
(a) جريان أحادي البعد، (b) جريان ثنائي البعد (c) جريان ثلاثي البعد

وكمثال توضيحي للاختلافات بين الجريانات الثنائية والثلاثية البعد، ندرس الجريان عبر جناح طويل لطائرة كما هو مبين بالشكل (2-3). نلاحظ من المقاطع

المأخوذة على طول مقاطع الجناح AA و BB و CC أن صور الجريان متماثلة فيما بينها وأنها مستقلة عن المسافة l على طول امتداد الجناح وذلك للجريان ثنائي البعد بالقرب من هيكل الطائرة (جذر الجناح)، بينما يكون الجريان ثلاثي البعد عند أطراف الجناح.



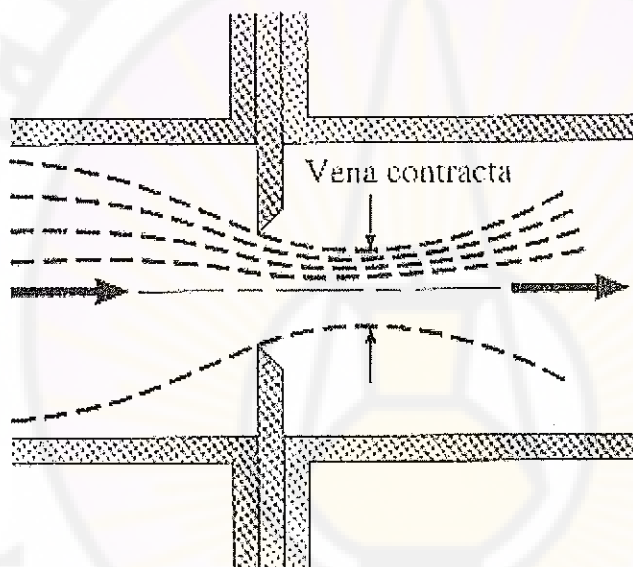
الشكل (2-3): جريان عبر جناح طويل لطائرة يوضح الفرق بين الجريانات الثنائية والثلاثية الأبعاد

في الفقرات القادمة سوف نعتبر الجريان أحادي البعد ولكن هذه الفرضية لا تكون دائماً صحيحة. على سبيل المثال إن الجريان عبر فتحة كما هو مبين بالشكل (3-3)، يستمر بالتقلص بعد أن يجتاز الفتحة حتى يصل إلى أصغر مقطع له، يدعى (vena Contracta)، وفي هذه النقطة فإن الضغط أصغر أيضاً. يظهر أبسط تحليل للمسألة المطروحة أن الضغط والسرعة غير منتظمين على المقاطع كافة، إن عملية قياس

وتحديد موقع العنق (vena Contracta) يعتمد على كتب ميكانيك الموائع وكتب تقييسها. نذكر هنا أنه لا يمكن نمذجة بعض الجريانات العامة للموائع بنجاح على أساس أنها جريانات أحادية البعد.

ومع ذلك لتبسيط الدراسة يمكن افتراض أن الجريانات الثنائية البعد هي جريانات أحادية البعد وذلك باعتبار السرعة ثابتة عبر المقطع كما تبين العلاقة التالية:

$$V = \frac{G}{\rho \cdot A}$$



الشكل (3-3): الجريان عبر فتحة

تدعى السرعة المذكورة أعلاه عادة بالسرعة الوسطية عبر المقطع. ونلاحظ أن الطاقة الحركية لجريان أحادي البعد ليست كالطاقة الحركية لجريان ثنائي البعد الذي يتمتع بنفس قيمة السرعة الوسطية. ولكن في كثير من الأحيان يهمل هذا الاختلاف، ويجب علينا معرفة أن هذه العملية تقريبية حيث هناك تغيرات طفيفة في الطاقة مقارنة مع الاختلاف بين دراسة جريان أحادي البعد وآخر ثنائي البعد وتؤدي تلك الاختلافات نتيجة لذلك إلى أخطاء فادحة.

2.3 المعادلة الأساسية الديناميكية لجريان مستقر أحادي البعد

إن الدراسة الفعالة لعلم الحراريات في جريانات الموائع يحتاج إلى فهم ديناميكية الجريان أو حركية الجريان. لمعرفة المعادلة الأساسية الديناميكية لجريان مستقر أحادي البعد. نبدأ بتطبيق قانون نيوتن الثاني للحركة:

$$F = \frac{d}{dt}(mv) \quad (1.3)$$

بفرض القوة F هي محصلة جميع القوى المؤثرة على الجسم في أية لحظة t ، ويتمتع هذا الجسم بكتلة m و سرعة V . المعادلة (1-3) هي علاقة شعاعية: حيث القوة F يجب أن تكون بنفس اتجاه تغير كمية الحركة $(d/dt)(mV)$. إذا طبقنا المعادلة أعلاه إلى أي جسم ذي كتلة ثابتة m ، سنجد:

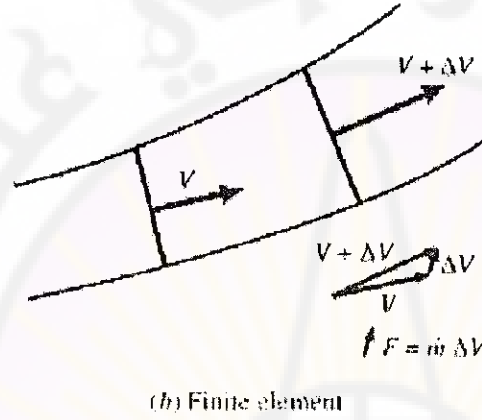
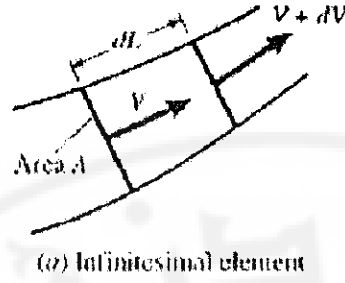
$$F = V \cdot \frac{dm}{dt} + m \cdot \frac{dV}{dt} = 0 + m \cdot \frac{dV}{dt}$$

إذا كانت dL المسافة التي انتقلها الجسم خلال الزمن dt عند ذلك:

$$\frac{dV}{dt} = \frac{dL}{dt} \cdot \frac{dV}{dL} = V \cdot \frac{dV}{dL}$$

$$F = m \cdot V \cdot \frac{dV}{dL} \quad \text{وهكذا يكون لدينا}$$

أي إن القوة المؤثرة على كتلة m في أي لحظة، تتناسب مع معدل تغير السرعة بالنسبة للمسافة. لندرس في هذه الحالة جريان مائع موجهين اهتمامنا إلى تغير الكتلة δm التي طولها dL باتجاه الجريان (انظر الشكل 3-4).



الشكل (3-4): عنصر من المائع يستخدم
لاستنباط معادلة الديناميك لجريان مستقر أحادي البعد

ترتبط الكتلة والطول ببعضهما بالعلاقة $\delta m = \rho \cdot A \cdot dL$ حيث A تمثل سطح مقطع العنصر الناضمي على اتجاه الجريان. تسبب القوة المتناهية بالصغر dF تغيراً بسرعة العنصر المتناهي بالصغر مقداره dv عندما يتحرك مسافة dL :

$$dF = (\delta m)V \left(\frac{dV}{dL} \right) = (\rho A \cdot dL) \cdot V \frac{dV}{dL} = \rho A \cdot V \cdot dV = G dV$$

حيث لجريان مستقر $G = \rho A V = \text{constant}$ ؛ وهكذا نستطيع بالمكاملة الحصول على القوة المؤثرة على الجريان الذي تتغير سرعته بمقدار ΔV :

$$F = G \cdot \Delta V \quad (2-3)$$

هذه هي المعادلة الديناميكية الأساسية لجريان مستقر (جريان أحادي البعد). تذكر أن هذه المعادلة (2.3) هي معادلة شعاعية: والقوة الناتجة بنفس اتجاه تغير السرعة ΔV كما هو مبين بالشكل (3-4).

هناك طريقة عملية أخرى لكتابة العلاقة (2-3) للقوة المؤثرة على المائع ذو الجريان المستقر من المقطع (1) إلى المقطع (2)، وهي:

$$F = G.V_2 - GV_1$$

تسمى الكمية الشعاعية GV **بالتدفق الكتلي** عبر المقطع. ولجريان مستقر في منظومة حيث يغذي هذه المنظومة أكثر من مصدر واحد، ويخرج منها بأكثر من مخرج، فإن القوة المحصلة F هي عبارة عن المجموع الشعاعي للتدفقات الكتلية لمغذيات المنظومة والمجموع الشعاعي للتدفقات الكتلية الخارجة من المنظومة.

عند تطبيق المعادلة (2-3) في حل مسائل الجريانات المستقرة فإنه من المفيد رسم جميع القوى المؤثرة على المائع في المنظومة. إن جمع هذه القوى أو تحصيلها يساوي إلى القيمة $G\Delta V$.

قوة جريان الهواء في الأنفية

مثال 3-1

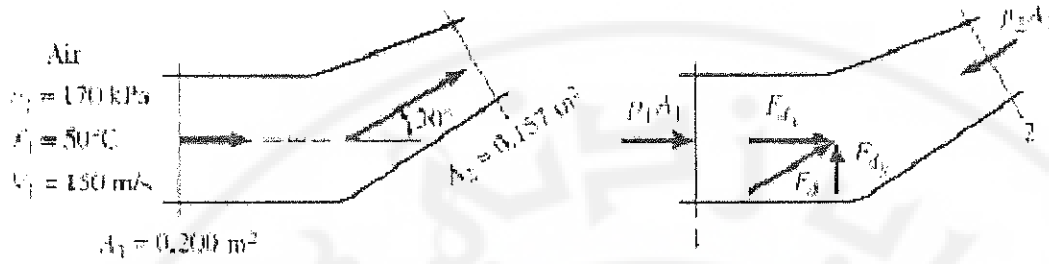
مسألة

هواء ضغطه 170 kpa ودرجة حرارته 50°C ، يدخل إلى مجرى بسرعة 150 m/s . مقطع الدخول إلى المجرى يساوي 0.200 m^2 . يترك الهواء المجرى عند ضغط 125 kpa وبسرعة مقدارها 250 m/s عبر مقطع يبلغ مقدار سطحه 0.157 m^2 ويميل بزاوية 30° على اتجاه الدخول إلى المجرى، كما هو موضح في الشكل التالي.

الحل

تحليل: يبين أولاً الرسم التخطيطي النظام المفتوح والقوى المؤثرة على المائع داخل المجرى. القوى الخارجية المؤثرة على المائع هي تلك المتاخمة لمقطع الدخول P_1A_1 ومقطع الخروج P_2A_2 وقوة المجرى المؤثرة على المائع F_d . يرجع الاتجاه الموجب للسرعة والقوة إلى الأعلى وعلى اليمين في الرسم التخطيطي. نحن لا نعرف أولاً اتجاه F_d ، وهكذا نبينها على المخطط بالاتجاه الموجب.

رسم تخطيطي للمثال



يتطلب تطبيق معادلة الديناميك (2-3) معرفة معدل الجريان الكتلي، وهكذا تستخدم معادلة الحالة للغاز المثالي لتحديد كثافة الهواء عند الدخول.

الحسابات:

$$\rho_1 = \frac{P_1}{RT_1} = \frac{170}{0.287(323)} = 1.83 \text{ kg/m}^3$$

وبعدها:

$$G = \rho_1 A_1 V_1 = 1.83(0.200)(150) = 55.0 \text{ kg/s}$$

بالموازنة بين مجموع مكونات القوى بالاتجاه x إلى مكونات $G\Delta V$ على الاتجاه x ، نجد:

$$\begin{aligned} P_1 A_1 + F_{dx} - P_2 A_2 \cos 30^\circ &= G(V_{2x} - V_{1x}) \\ F_{dx} &= G(V_2 \cos 30^\circ - V_1) - P_1 A_1 + P_2 A_2 \cos 30^\circ \\ &= 55.0(250 \cos 30^\circ - 150) - 170(1000)0.200 + 125(1000)0.157 \cos 30^\circ \\ &= -13,350 \text{ N} \end{aligned}$$

وهكذا فإن القوة المؤثرة من المجرى في المائع هي $13,350 \text{ N}$ نحو اليسار.

بتطبيق معادلة الديناميك الآن بالاتجاه y نجد:

$$\begin{aligned} F_{dy} - P_2 A_2 \sin 30^\circ &= G(V_{2y} - V_{1y}) \\ F_{dy} &= G(V_2 \sin 30^\circ - 0) + P_2 A_2 \sin 30^\circ \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
&= 55.0(250\sin 30^\circ - 0) + P_2 A_2 \sin 30^\circ \\
&= 55.0(250\sin 30^\circ) + 125(1000)0.157\sin 30^\circ \\
&= 16.690 N
\end{aligned}$$

يعطي الجمع الشعاعي لـ F_{dx} و F_{dy} القوة الناتجة من المجرى على المائع وتساوي $21,370 N$ باتجاه الأعلى نحو اليسار ، تميل بزاوية مقدارها 62° من الشاقول. أما القوة المؤثرة من المائع في المجرى فهي طبعاً معاكسة بالاتجاه.

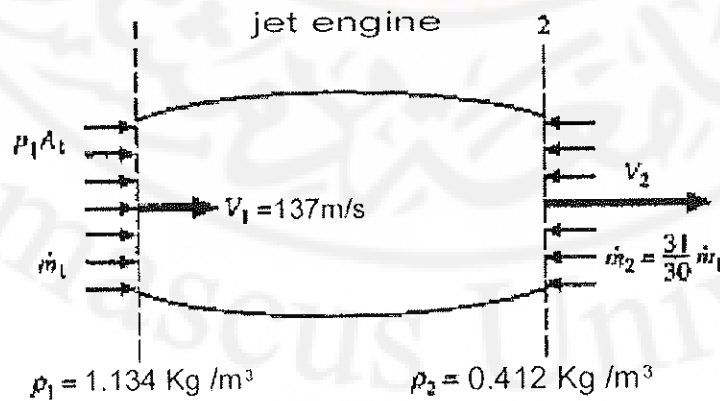
دفع النفث

مثال 2-3

المسألة

يدخل الهواء الذي كثافته 1.134 kg/m^3 إلى محرك نفث بسرعة 137 m/s بالنسبة إلى المحرك. يحرق الوقود بمعدل كتلي يكافئ $\frac{1}{30}$ من كتلة الهواء. تترك غازات الاحتراق المحرك بكثافة مقدارها 0.412 kg/m^3 . مقطعي الدخول والخروج للمحرك متساويان 0.2 m^2 والضغط جوي عند الدخول والخروج. حدد الدفع الناتج من المحرك.

رسم تخطيطي للمثال



الحل:

يرسم مخطط المحرك أولاً. ليس من الضروري إظهار أي من مكونات المحرك على المخطط أعلاه لأن تطبيق معادلة الديناميك يتضمن فقط القوى الناتجة من المائع وشروط الجو المحيط لنظام مفتوح. الدفع هو القوة الصافية للمائع في المحرك؛ وهكذا نجد المساواة في القيمة ولكن المعاكسة في الاتجاه هي قوة المحرك على المائع، بتطبيق معادلة الديناميك بالاتجاه المحوري نجد:

$$F = P_1 A_1 - P_2 A_2 + F_e = (G_2 V_2 - G_1 V_1 - G_f V_f)$$

حيث F القوة الناتجة من المحرك على المائع و F_e هي القوة الصافية من المحرك على المائع. وبما أن $P_1 A_1 = P_2 A_2$ ، فإن القوة الناتجة تساوي F_e . وبما أن الوقود محمول مع الطائرة فإن مركبة سرعته الأصلية بالاتجاه المحوري تساوي الصفر؛ وهكذا فإن الحد الأخير من الطرف اليميني للمعادلة أعلاه هو صفر أيضاً $G_2 = (G_1 + G_f) = (G_1 + G_1 / 30) = 31G_1 / 30$ وهكذا تصبح المعادلة الديناميكية:

$$F = F_e = \left(\frac{31}{30} G_1 V_2 - G_1 V_1 \right) = G_1 \left(\frac{31}{30} V_2 - V_1 \right)$$

نحسب G_1 و V_2 للاستخدام في هذه المعادلة:

$$G_1 = \rho_1 A_1 V_1 = 1.134 \times 0.2 \times 137 = 31.1 \text{ kg/s}$$

$$V_2 = \frac{G_2}{\rho_2 A_2} = \frac{\frac{31}{30} G_1}{\rho_2 A_2} = \left(\frac{31}{30} \right) \frac{31.1}{0.412(0.2)} = 390 \text{ m/s}$$

بتعويض هذه القيم بمعادلة الديناميك:

$$F_e = G_1 \left(\frac{31}{30} V_2 - V_1 \right) = 31.1 \left[\frac{31}{30} (390) - 137 \right] = 8272.6 \text{ N}$$
$$\equiv 843.3 \text{ kg}_f$$

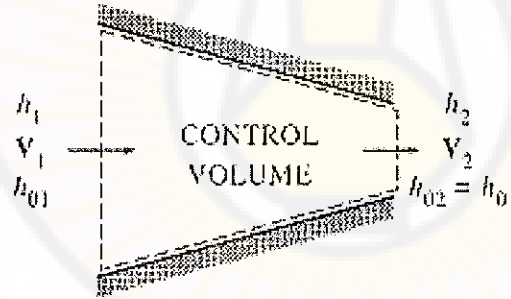
هذه هي قوة المحرك على المائع، وهي باتجاه اليمين على المخطط. قوة المائع على المحرك، الدفع، هي إذن نحو اليسار وقيمتها هي 843.3 kg_f .

3.3 خواص الركود

عند تحليل حجم متحكم به ، فإنه من المناسب الجمع بين الطاقة الداخلية وطاقة الجريان للمائع في حد واحد هو الانثالي ، والتي تعرف $h = u + p/g$. كلما فرضت الطاقة الحركية والطاقة الكامنة للمائع مهملة، كما هي الحال غالباً، فإن الانثالي تمثل الطاقة الكلية للمائع. للجريانات ذات السرعة العالية، تبقى الطاقة الكامنة مهملة، ولكن الطاقة الحركية ليست كذلك. في هذه الحالات، فإنه من المناسب الجمع بين الانثالي والطاقة الحركية للمائع في حد واحد يدعى انثالي الركود stagnation enthalpy (أو الكلي) $h_{(0)}$ ، يعرف كالتالي:

$$h_{(0)} = h + \frac{V^2}{2} \quad (\text{kJ/kg}) \quad (3-3)$$

حيث h هي الانثالي السكونية static enthalpy وهي تساوي انثالي الركود عندما تهمل الطاقة الحركية.



الشكل (3-5): جريان مستقر لمائع خلال ممر أديباتي

ندرس جرياناً مستقراً للمائع عبر مجرى كفوهة أو ناشر، أو أي ممر للجريان حيث يتم الجريان أديباتيكياً وبدون عمل على محور أو عمل كهربائي، كما هو مبين في الشكل (3-5). بفرض عدم وجود تغير في الارتفاع وبالتالي في طاقته الكامنة، فإنه من معادلة حفظ الطاقة لهذا الجريان الأحادي الاتجاه والمستقر نكتب:

$$q - w = \Delta h + \Delta ke + \Delta pe$$

$$0 = (h_2 - h_1) + \left(\frac{V_2^2}{2} - \frac{V_1^2}{2} \right)$$

أو:

$$h_1 + \frac{V_1^2}{2} = h_2 + \frac{V_2^2}{2} \quad (4-3)$$

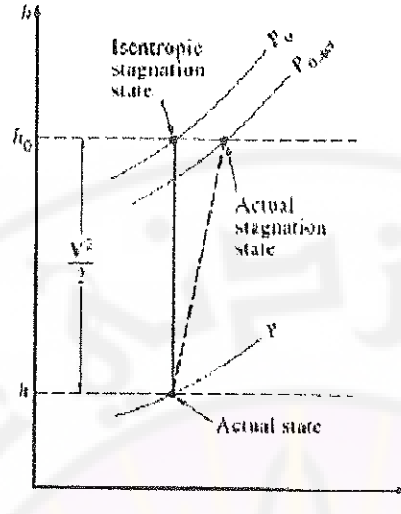
أو:

$$h_{(0)1} = h_{(0)2} \quad (5-3)$$

وهكذا فإن الانتالبي الكلية للمائع تبقى ثابتة خلال الجريان المستقر. عادة يلبي الجريان عبر الفوهات والنواشر هذه الشروط، وأي زيادة بسرعة المائع في هذه الأجهزة ستسبب انخفاضاً مكافئاً في الانتالبي السكونية لهذا المائع. إذا أجبر مائع الجريان على التوقف الكامل، أي أن السرعة في الحالة 2 هي الصفر، فإن المعادلة (4-3) ستصبح:

$$h_1 + \frac{V_1^2}{2} = h_2 = h_{(0)2}$$

وهكذا تمثل انتالبي الركود انتالبي المائع عندما يجبر على التوقف اديباتيكياً. عبر عملية الركود، تتحول الطاقة الحركية للمائع إلى انتالبي (طاقة داخلية + طاقة جريان)، والتي ينتج منها زيادة في درجة الحرارة والضغط. خواص المائع عند حالة الركود تدعى خواص الركود (درجة حرارة الركود، ضغط الركود، كثافة الركود... الخ). يشار إلى حالة الركود، وخواص الركود بالرمز (0). تدعى حالة الركود بحالة الركود الايزنتروبي عندما يكون إجراء الركود عكسي وأديباتي (أي ايزنتروبي). تبقى انتروبي المائع خلال تحول الركود الايزنتروبي ثابتة. يبين الشكل (3-6) تحولات الركود الفعلية (غير عكسية) والاييزنتروبية على مخطط h-s. لاحظ أن انتالبي الركود للمائع (ودرجة حرارة الركود إذا كان المائع غاز مثالي) هي نفسها في كلتا الحالتين. ولكن ضغط الركود الفعلي أقل من ضغط الركود الايزنتروبي نظراً لأن زيادة الانتروبي خلال عملية الركود الفعلي هي نتيجة لاحتكاك المائع. تقرب غالباً إجراءات الركود إلى الايزنتروب، وخواص الركود الايزنتروبي يرجع إليها كخواص ركود.



الشكل (3-6): الحالة الفعلية، حالة الركود الفعلية،
وحالة الركود الايزنتروبية لمائع على مخطط h-s

مثال (3-3)

يجري بخار مواصفاته $(400^\circ C, 1 \text{ Mpa})$ عبر جهاز بسرعة 300 m/s . حدد من أجل شروط الركود (الانتالبي - درجة الحرارة والضغط والكثافة) لهذا البخار.

الحل: تحدد انتالبي البخار عند شروط الجريان من الجدول (A-6) وهي 3263.9 kJ/kg . بعدها تحدد انتالبي الركود للبخار من المعادلة (3-3):

$$\begin{aligned} h_{(0)} &= h + \frac{V^2}{2} \\ &= 3263.9 \text{ kJ/kg} + \frac{(300 \text{ m/s})^2}{2} \left(\frac{1 \text{ kJ/kg}}{1000 \text{ m}^2/\text{s}^2} \right) \\ &= 3263.9 \text{ kJ/kg} + 45.0 \text{ kJ/kg} \\ &= 3308.9 \text{ kJ/kg} \end{aligned}$$

انتروبي البخار عند شروط الضغط ودرجة الحرارة هي $7.4561 \text{ kJ/(kg}^\circ\text{K)}$. بفرض تحول الركود ايزنتروبي، أي أن انتروبي البخار تبقى ثابتة. وهكذا تحدد حالة

الركود بخاصيتين مستقلتين، الانثاليبي والانتروبي. بعدها درجة الحرارة، الضغط والكثافة

$$\left(\rho_{(0)} = \frac{1}{g_{(0)}} \right) \text{ في حالة الركود تحدد كما في الشكل (3-7):}$$

$$T_{(0)} = 422.6^\circ C$$

$$P_{(0)} = 1.18 \text{ Mpa}$$

$$\rho_{(0)} = 3.719 \text{ kg/m}^3$$

$$\begin{aligned} T &= 400^\circ C \\ P &= 1 \text{ MPa} \\ V &= 300 \text{ m/s} \rightarrow ke = 45.0 \text{ kJ/kg} \end{aligned} \quad h = 3263.9 \text{ kJ/kg}$$

(a) Actual state

$$\begin{aligned} T_0 &= 422.6^\circ C \\ P_0 &= 1.18 \text{ MPa} \\ V_0 &= 0 \rightarrow ke = 0 \end{aligned} \quad h_0 = 3308.9 \text{ kJ/kg}$$

(b) Stagnation state

الشكل (3-7): تغير خواص المائع ذو السرعة العالية

على نحو ملحوظ خلال إجراء الركود الأديباتي (القيم من المثال 3-3)

عند فرض المائع غازاً مثالياً، فإنه يمكن تبديل الانثاليبي بـ $C_p T$. وهكذا نكتب العلاقة (3-3) كالتالي:

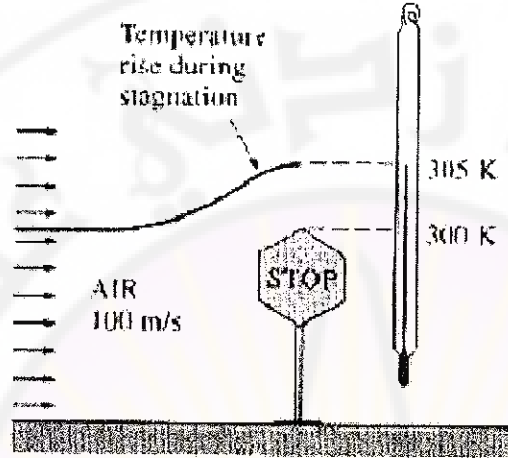
$$C_p T_{(0)} = C_p T + \frac{V^2}{2}$$

أو:

$$T_{(0)} = T + \frac{V^2}{2C_p} \quad (6-3)$$

تدعى $T_{(0)}$ هنا بدرجة حرارة الركود (أو الكلية)، وهي تمثل درجة حرارة غاز مثالي عندما يجبر على السكون أديباتيكياً. الحد $V^2/2c_p$ يمثل ارتفاع درجة الحرارة خلال إجراء كهذا ويدعى بدرجة الحرارة الديناميكية. كمثال، درجة الحرارة الديناميكية لهواء يجري بسرعة 100 m/sec هي 5.0 k $[2 \times 1003 \text{ J/(kgK)}] = 100^2 \text{ (m/s)}^2$. وهكذا،

عندما يجبر هواء درجة حرارته 300k وسرعته 100m/s على السكون أديباتيكياً (عند قمة مجس درجة الحرارة، مثلاً) ترتفع درجة حرارته إلى درجة حرارة الركود وهي 305k الشكل (8-3).



الشكل (8-3): درجة حرارة غاز مثالي يجري بسرعة v ، ترتفع بمقدار $V^2 / 2c_p$ عندما يجبر على التوقف على نحو كامل

الضغط الذي يصل إليه المائع عندما يجبر على السكون ايزنروبياً يدعى بضغط الركود $p_{(0)}$. للغازات المثالية ذات الحرارة النوعية الثابتة، يرتبط ضغط الركود $p_{(0)}$ مع الضغط الستاتيكي للمائع بالعلاقة:

$$\frac{p_{(0)}}{p} = \left(\frac{T_{(0)}}{T} \right)^{k/(k-1)} \quad (7-3)$$

باعتبار $\rho = 1/g$ فإن نسبة كثافة الركود إلى الكثافة الستاتيكية يمكن أن تكتب:

$$\frac{\rho_{(0)}}{\rho} = \left(\frac{T_{(0)}}{T} \right)^{1/(k-1)} \quad (8-3)$$

عند استخدام الانثالبي الكلية، ليس هناك من حاجة للإشارة على نحو واضح إلى الطاقة الحركية. وبعدها فإن معادلة حفظ الطاقة لجريان أحادي الاتجاه ومستقر تكتب كما يلي:

$$q - w = (h_{(0)2} - h_{(0)1}) + g(z_2 - z_1) \quad (9-3)$$

حيث $h_{(0)2}$ و $h_{(0)1}$ الانثالبي الكلية في الحالات 1 و 2 على التوالي. وعندما يكون المائع غاز مثالي مع حرارات نوعية ثابتة تصبح المعادلة (9-3).

$$q - w = c_p (T_{(0)2} - T_{(0)1}) + g(z_2 - z_1) \quad (10-3)$$

حيث $T_{(0)2}$ و $T_{(0)1}$ درجات الحرارة الكلية. لاحظ أن حدود الطاقة الحركية لا تظهر على نحو واضح في العلاقات أعلاه، ولكن حدود الانثالبي الكلية تحتويها ضمناً.

مثال (4-3)

مسألة

تطير طائرة بسرعة 250m/s على ارتفاع 5000m حيث الضغط الجوي يساوي 54.05kpa ودرجة الحرارة 255.7k. يتباطئ الهواء الجوي ضمن الناشر قبل الدخول إلى الضاغط الشكل (9-3). بفرض أن كلاً من الناشر والضاغط ايزنتروبيين، حدد (a) ضغط الركود عند مدخل الضاغط و (b) العمل المطلوب للضاغط لواحدة الكتلة بفرض أن نسبة ضغط الركود في الضاغط هي 8.

الحل:

بفرض أن الهواء غاز مثالي مع حرارة نوعية ثابتة عند درجة حرارة الغرفة. الحرارة النوعية بثبوت الضغط C_p ونسبة الحرارة النوعية k للهواء تحدد من الجدول A-2a:

$$C_p = 1.005 \text{ kJ} / (\text{kg} \cdot \text{K}) \quad \& \quad k = 1.4$$

(a) تحت شروط الايزنتروب، ضغط الركود عند مدخل الضاغط (مخرج الناشر) يمكن تحديده من المعادلة (7-3). ولكن نحتاج أولاً أن نوجد درجة حرارة الركود عند مدخل الضاغط $T_{(0)1}$. باعتبار هذه الفرضيات يمكن تحديد $T_{(0)1}$ من المعادلة (6-3):

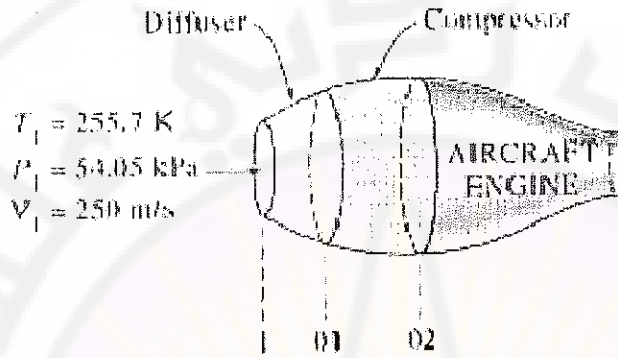
$$T_{(0)1} = T_1 + \frac{V_1^2}{2C_p} = 255.7 + \frac{(250 \text{ m/s})^2}{(2)[1.005 \text{ kJ} / (\text{kg} \cdot \text{K})]} \left(\frac{1 \text{ kJ} / \text{kg}}{1000 \text{ m}^2 / \text{s}^2} \right)$$

$$= 286.8 \text{ K}$$

بعدها من العلاقة (7-3)

$$P_{(0)1} = P_1 \left(\frac{T_{(0)1}}{T_1} \right)^{k/(k-1)} = (54.05 \text{ kPa}) \left(\frac{286.8 \text{ K}}{255.7 \text{ K}} \right)^{1.4/(1.4-1)}$$

$$= 80.77 \text{ kPa}$$



الشكل (9-3): رسم تخطيطي للمثال

وهكذا ، تزداد درجة حرارة الهواء بمقدار 31.1°C والضغط بـ 26.72 KPa عند تباطؤ الهواء من السرعة 250 m/s إلى السرعة صفر. هذه الزيادة في درجة حرارة الهواء وضغطه ناتجة من تحول الطاقة الحركية إلى انثاليبي.

(b) لتحديد عمل الضاغط، نحتاج إلى معرفة درجة حرارة الركود عند مخرج الضاغط $T_{(0)2}$. حددت نسبة ضغط الركود عبر الضاغط بـ $P_{(0)2} / P_{(0)1} = 8$ ، وبما أن عملية الانضغاط ايزنتروبية ، فإن درجة الحرارة $T_{(0)2}$ يمكن تحديدها من علاقة الايزنتروب للغاز المثالي (العلاقة 7-3):

$$T_{(0)2} = T_{(0)1} \left(\frac{P_{(0)2}}{P_{(0)1}} \right)^{(k-1)/k} = (286.8)(8)^{(1.4-1)/1.4} = 519.5 \text{ K}$$

بإهمال التغير في الطاقة الكامنة، فإن عمل الضاغط بوحدة الكتلة من الهواء يمكن تحديده من العلاقة (10-3):

$$\tau_c = C_p (T_{(0)1} - T_{(0)2})$$

$$= 1.005(286.8 - 519.5)$$

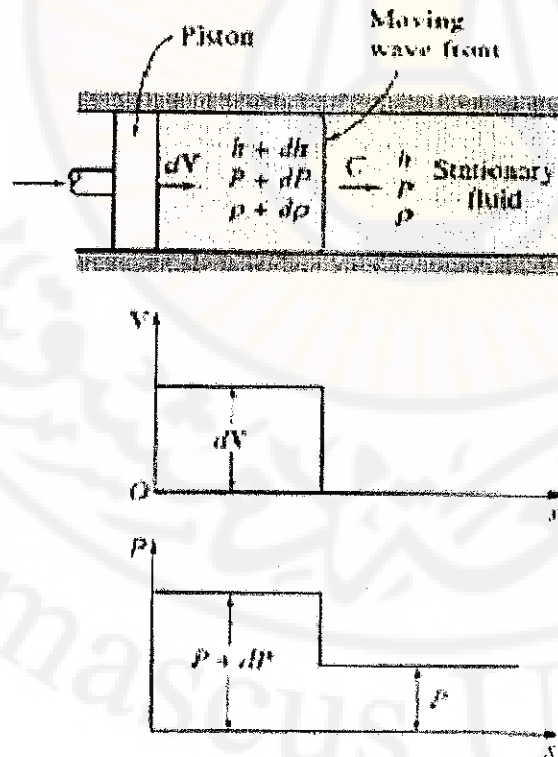
$$= -233.9 \text{ kJ/kg}$$

وهكذا فإن العمل المزود للضاغط هو 233.9 kJ/kg . لاحظ أنه باستخدام خواص الركود فإن الحساب يتضمن آلياً تغيرات الطاقة الحركية لمائع التشغيل.

4.3 سرعة الصوت وعدد ماخ

لدى دراسة الجريان القابل للانضغاط هناك معامل هام هو سرعة الصوت، وهذه السرعة هي التي تعبر عندها موجة ضغط متناهية بالصغر خلال الوسط المحيط. يمكن لموجة الضغط هذه أن تنشأ بسبب اضطراب صغير، يؤدي إلى ارتفاع قليل في الضغط المحلي.

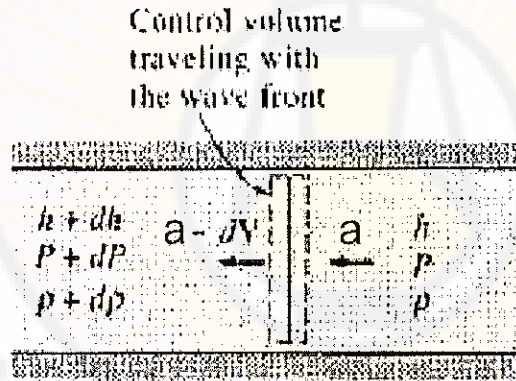
للحصول على علاقة سرعة الصوت في وسط، نعتبر أنبوباً مملوءاً بمائع في حالة سكون، كما هو مبين في الشكل (10-3).



الشكل (10-3): انتشار موجة ضغط صغيرة على طول مجرى

بفرض مكبس في الأنبوب يتحرك نحو اليمين بسرعة ثابتة dv ، محدثاً موجة صوتية تتحرك مقدمة الموجة نحو اليمين عبر المائع بسرعة الصوت a وتفصل المائع المجاور للمكبس عن المائع المتبقي بحالة سكون. يخضع المائع على يسار مقدمة الموجة إلى تغير طفيف في خواصه الترموديناميكية بينما يحافظ المائع على يمين مقدمة الموجة على خواصه الترموديناميكية، كما هو موضح في الشكل.

لتبسيط التحليل، نعتبر حجماً متحكماً به يتضمن مقدمة الموجة ويتحرك معها، وكما هو موضح في الشكل (11-3). بالنسبة لمراقب يتحرك مع مقدمة الموجة، فإن المائع الموجود على اليمين سيظهر أنه يتحرك نحو مقدمة جبهة الموجة بسرعة مقدارها a والمائع الموجود على اليسار يتحرك مبتعداً عن مقدمة الموجة بسرعة مقدارها $a-dv$. من الطبيعي، فإن المراقب سيعتقد أن الحجم المتحكم به والذي يتضمن مقدمة الموجة بأنه ثابت، وبالتالي سيشهد عملية جريان — مستقر.



الشكل (11-3): حجم متحكم به يتحرك مع موجة الضغط الصغيرة على طول المجرى

إن مبدأ الحفاظ على الكتلة لهذا الجريان المستقر يمكن أن توضح كالتالي:

$$G_{right} = G_{left}$$

$$\rho A a = (\rho + d\rho) A (a - dv)$$

بالغاء سطح المقطع A وبإهمال الحدود الصغيرة تكتب هذه العلاقة:

$$a d\rho - \rho dv = 0 \quad (a)$$

لا يوجد هناك تبادل حرارة أو عمل عبر حدود الحجم المتحكم به خلال عملية الجريان المستقر هذه، والتغير في الطاقة الكامنة يمكن إهماله. بعدها فإن معادلة الحفاظ على الطاقة تصبح:

$$h + \frac{a^2}{2} = h + dh + \frac{(a - dV)^2}{2}$$

مما يؤدي إلى:

$$dh - a dV = 0 \quad (b)$$

سعة موجة الصوت العادية صغيرة جداً ولن تسبب أي تغير ملحوظ في ضغط ودرجة حرارة المائع. وهكذا، فإن انتشار موجة الصوت ليس فقط أديباتياً ولكنه قريب جداً من الايزنتروب. وهكذا فإن علاقة Tds للمائع المفروض تكتب:

$$Tds = dh - \frac{dp}{\rho}$$

$$dh = \frac{dp}{\rho} \quad (c)$$

من العلاقات (c, b, a) نجد علاقة سرعة الصوت كما يلي:

$$a^2 = \frac{dp}{d\rho} \quad \text{at } S = \text{constant}$$

$$a^2 = \left(\frac{\partial p}{\partial \rho} \right)_s \quad (11-3)$$

يمكن كتابة هذه العلاقة على النحو التالي أيضاً:

$$a^2 = k \left(\frac{dp}{d\rho} \right)_T \quad (12-3)$$

حيث k هي نسبة الحرارة النوعية للمائع. لاحظ أن سرعة الصوت للمائع هي تابع للخواص الترموديناميكية لهذا المائع.

عندما يكون المائع غازاً مثالياً ($P = \rho RT$)، تؤدي مفاضلة العلاقة (12-3) إلى

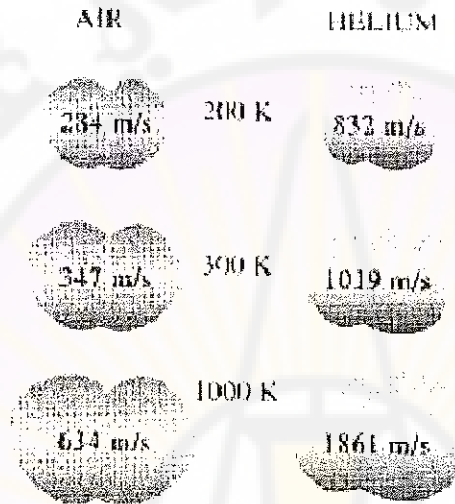
العلاقة التالية:

$$a^2 = k \left(\frac{\partial p}{\partial \rho} \right)_T = K \left[\frac{\partial(\rho RT)}{\partial \rho} \right]_T = KRT$$

أو:

$$a = \sqrt{KRT} \quad (13-3)$$

لاحظ أن الثابت المميز للغاز R له قيمة ثابتة لغاز مثالي ونسبة الحرارة النوعية للغاز المثالي k ، غالباً، هو تابع لدرجة الحرارة، وهكذا نجد أن سرعة الصوت لغاز مثالي هي تابع لدرجة الحرارة فقط (الشكل 3-12).
معامل آخر هام في تحليل جريان المائع القابل للانضغاط هو عدد ماخ M ، نسبة للعالم النمساوي آرنست ماخ (1838-1916).



الشكل (3-12): تغيرات سرعة الصوت مع درجة الحرارة

وهو النسبة بين السرعة الحقيقية للمائع إلى سرعة الصوت للمائع نفسه عند الحالة نفسها.

$$M = \frac{V}{a} \quad (12-2)$$

لاحظ أن عدد ماخ يعتمد على سرعة الصوت، الذي يعتمد على حالة المائع. وهكذا، فإن عدد ماخ لجسم طائر بسرعة ثابتة ضمن الهواء الجوي يمكن أن يختلف حسب الموقع أو الارتفاع الذي يسير به هذا الجسم (الشكل 3-13).

توصف أنظمة جريان المائع وفق عدد ماخ. حيث يدعى الجريان صوتي عندما $M = 1$ ، وتحت صوتي عندما $M < 1$ ، وفوق صوتي عندما $M > 1$ ، وفرط صوتي عندما $M \gg 1$ ، وقريب من الصوتي عندما $M \approx 1$.



الشكل (3-13): يمكن نعدد ماخ أن يختلف حسب اختلاف درجة الحرارة حتى لو كانت السرعة ثابتة

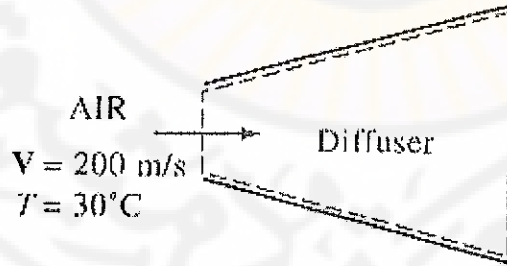
مثال 5-3

مسألة

يدخل الهواء إلى ناشر مبين في الشكل التالي بسرعة 200 m/s . حدد:
(a) سرعة الصوت و (b) عدد ماخ للجريان عند مدخل الناشر عندما تكون درجة الحرارة 30°C .

الحل:

ضمن الشروط المعتبرة يمكن أن نفترض أن الهواء غاز مثالي. الثابت المميز للهواء هو $R = 0.287 \text{ KJ/Kg.K}$ ، ونسبة حرارته النوعية عند 30°C تحدد من الجدول A-2a وهي $k = 1.4$



(a) سرعة الصوت في الهواء عند (30°C) تحدد من العلاقة (2-11):

$$a = \sqrt{KRT} = \sqrt{1.4 \times 0.287 \times 303 \times 10^3} = 349 \text{ m/s}$$

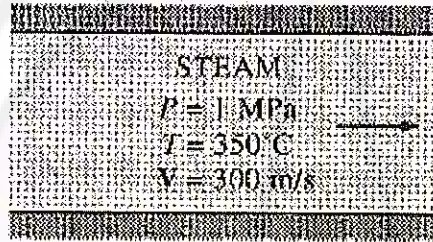
(b) يمكن تحديد عدد ماخ من العلاقة:

$$M = \frac{V}{a} = \frac{200}{349} = 0.573$$

وهكذا فإن جريان الهواء عند مدخل الناشر تحت صوتي (subsonic).

مسألة

بخار عند 1Mpa و 350°C يجري داخل أنبوب كما هو موضح على الشكل،
 بسرعة 300 m/s . حدد:
 (a) سرعة الصوت و (b) عدد ماخ لجريان البخار. قارن النتائج مع تلك المتحصل عليها
 باعتبار البخار المحمص كغاز مثالي مع $k=1.3$.



رسم تخطيطي للمثال 3-6

الحل:

(a) يمكن تحديد سرعة الصوت في البخار عند الشروط المعطاة من المعادلة (3-11)،
 ولكن نحتاج إلى علاقة بين الضغط p والكتلة الحجمية ρ . بغياب هذه العلاقة، فإنه يمكن
 الحصول على قيمة منطقية ودقيقة لسرعة الصوت بتبديل التفاضل في هذه المعادلة بفرق
 الضغوط:

$$a^2 = \left(\frac{\partial p}{\partial \rho} \right)_s = \left[\frac{\Delta p}{\Delta(1/\rho)} \right]_s$$

انتروبي البخار عند الشروط المعطاة ($1\text{Mpa}, 350\text{C}$) تحدد من الجدول A-6 وهي
 $S=7.3011\text{KJ/KgK}$. بالاستيفاء، الحجم النوعية للبخار عند هذه الانتروبي وللضغوط
 المعتبرة مباشرة أسفل وأعلى الضغط المعطى ($0.8, 1.2\text{Mpa}$) هما 0.3359
 و $0.2454\text{ m}^3/\text{kg}$ على التوالي. بالتعويض نجد:

$$a = \sqrt{\frac{(1200 - 800)\text{kpa}}{(1/0.2454 - 1/0.3359)\text{kg} / \text{m}^3} \left(\frac{1000\text{m}^2 / \text{s}^2}{1\text{kpa} \cdot \text{m}^3 / \text{kg}} \right)} = 603.6\text{ m/s}$$

(b) يمكن تحديد عدد ماخ من العلاقة :

$$M = \frac{V}{a} = \frac{300 \text{ m/s}}{663.6 \text{ m/s}} = 0.497$$

أي أن جريان البخار عبر الأنبوب هو تحت صوتي.

بفرض أن سلوك البخار هو كغاز مثالي، فإن سرعة الصوت يمكن تحديدها من العلاقة

(13-3):

$$a = \sqrt{KRT} = \sqrt{(1.3)[0.4615 \text{ kJ/(kgK)}](623 \text{ K}) \left(\frac{1000 \text{ m}^2/\text{s}^2}{1 \text{ kJ/kg}} \right)} = 611.4 \text{ m/s}$$

$$M = \frac{V}{a} = \frac{300}{611.4} = 0.491$$

و:

وهكذا فإن فرض الغاز مثالياً هو منطقي للبخار عند الشروط المعطاة.

5.3 جريان ايزنتروبي أحادي البعد

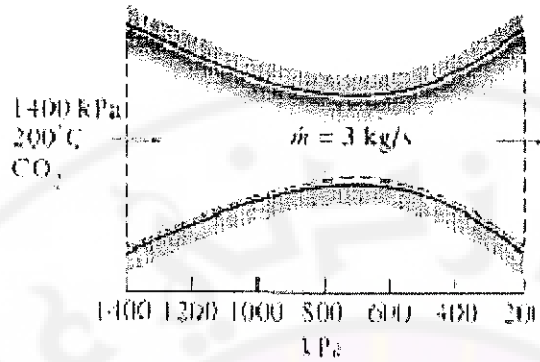
يمكن أن نفترض أن جريان المائع عبر الأجهزة الترموديناميكية كالفوهات والنواشر وممرات ريش العنف هو جريان ايزنتروبي أحادي - البعد بتقريب جيد؛ وهكذا، يستحق دراسة خاصة. قبل تقديم مناقشة منهجية للجريان الايزنتروبي الأحادي - الاتجاه، سنوضح بعض السمات الهامة لهذا الجريان مع أمثلة.

مثال 7-3

مسألة

يجري غاز ثاني أكسيد الكربون على نحو مستقر عبر مقطع متغير لمجرى الجريان كالفوهة الموضحة بالشكل التالي بمعدل جريان كتلي قدره 3 kg/s . يدخل ثاني أكسيد الكربون إلى المجرى بضغط 1400 kPa وبدرجة حرارة 200°C بسرعة منخفضة، ويتمدد في الفوهة حتى ضغط 200 kPa . صمم المجرى بحيث يمكن تقريب الجريان إلى ايزنتروبي.

حدد الكثافة، والسرعة، ومقطع الجريان وعدد ماخ في كل مقطع على طول الفوهة والذي يوافق انخفاضاً في الضغط كل 200 kPa .



رسم تخطيطي للمثال 7-3

الحل:

نفترض أن ثاني أكسيد الكربون غاز مثالي ذو حرارات نوعية ثابتة، ونقرب الجريان عبر الفوهة كجريان أحادي — البعد وايزنتروبي. يتبع ذلك من المعادلة (5-3) أن انتالبي الركود $h_{(o)}$ (درجة حرارة الركود $T_{(o)}$) ستبقيان ثابتتين على طول الفوهة. في هذه الحالة درجة حرارة الدخول تعادل درجة حرارة الركود وذلك بسبب إهمال سرعة ثاني أكسيد الكربون. ضغط الركود $P_{(o)}$ سيبقى أيضاً ثابتاً في كل مكان من المجرى لأن الجريان ايزنتروبي. أي:

$$T_{(o)} = T_1 = 200^\circ C = 473k$$

$$P_{(o)} = P_1 = 1400kpa$$

و

لتوضيح طريقة الحل، نحسب الخواص المطلوبة في الموقع الذي فيه الضغط هو 1200kpa. للتبسيط نستخدم $C_p = 0.846kj / kg.k$ ، $k=1.289$ على طول الحسابات.

من المعادلة (7-3)

$$T = T_{(o)} \left(\frac{P}{P_{(o)}} \right)^{(k-1)/k} = (473) \left(\frac{1200}{1400} \right)^{(1.289-1)/1.289} = 457k$$

من المعادلة (6-3)

$$\begin{aligned} V &= \sqrt{2C_p(T_{(o)} - T)} \\ &= \sqrt{2[0.846kj / (kg.k)](473k - 457k) \left(\frac{1000m^2 / s^2}{1kj / kg} \right)} \\ &= 164.5m / s \end{aligned}$$

من معادلة الحالة:

$$\rho = \frac{P}{RT} = \frac{1200 \text{ kpa}}{[0.1889 \text{ kpa.m}^3 / (\text{kg.k})](457 \text{ k})} = 13.9 \text{ kg / m}^3$$

من معادلة الاستمرار:

$$A = \frac{G}{\rho V} = \frac{3 \text{ kg / s}}{(13.9 \text{ kg / m}^3)(164.5 \text{ m / s})} = 13.1 \times 10^{-4} \text{ m}^2 = 13.1 \text{ cm}^2$$

من معادلة سرعة الصوت:

$$a = \sqrt{KRT} = \sqrt{(1.289)[0.1889 \text{ kj / (kg.k)}](457 \text{ k}) \left(\frac{1000 \text{ m}^2 / \text{s}^2}{1 \text{ kj / kg}} \right)}$$

$$= 333.6 \text{ m / s}$$

من المعادلة (3-14):

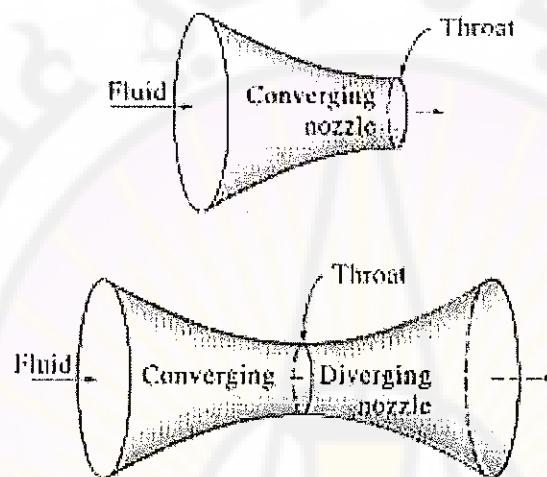
$$M = \frac{V}{a} = \frac{164.5 \text{ m / s}}{333.6 \text{ m / s}} = 0.493$$

يلخص الجدول التالي نتائج مراحل الضغط الأخرى في الفوهة:

P kpa	T k	V m / s	ρ kg / m ³	a m / s	A cm ²	M
1400	473	0	15.7	339.4	∞	0
1200	457	164.5	13.9	333.6	13.1	0.493
1000	439	240.7	12.1	326.9	10.3	0.736
800	417	306.6	10.1	318.8	9.64	0.962
*767	414	317.2	9.82	317.2	9.63	1.000
600	391	371.4	8.12	308.7	10.0	1.203
400	357	441.9	5.93	295.0	11.5	1.498
200	306	530.9	3.46	272.9	16.3	1.946

* 767 kpa: الضغط الحرج حيث عدد ماخ يساوي الواحد

نلاحظ من المثال أنه كلما انخفض الضغط انخفضت درجة الحرارة وسرعة الصوت بينما تزداد سرعة الجريان وعدد ماخ مع اتجاه الجريان. تتناقص الكثافة ببطء أولاً وبعدها بسرعة بينما تزداد السرعة. ينخفض مقطع الجريان مع انخفاض الضغط وذلك حتى قيمة الضغط الحرج حيث قيمة عدد ماخ تساوي الواحد، وبعدها يبدأ بالزيادة مع انخفاض الضغط. عدد ماخ يساوي الواحد في موقع أصغر مقطع للجريان، ويدعى **بالحلق** (الشكل 3-14).



الشكل (3-14) : مقطع فوهة في أصغر مقطع للجريان ويدعى بالحلق

لاحظ أن سرعة المائع تحافظ على الزيادة بعد عبور الحلق، كما أن مقطع الجريان يزداد بسرعة في هذه المنطقة. هذه الزيادة بالسرعة بعد الحلق هي بسبب الانخفاض السريع في كثافة المائع. مقطع الجريان في المجرى المعتبر بهذا المثال يتناقص أولاً ثم يزداد. يدعى هذا النوع من الأقنية **بالفوهات المتقاربة – المتباعدة**.

6.3 تغير سرعة المائع مع مقطع الجريان

يتضح من المثال السابق أن الربط بين السرعة والكثافة ومساحة مقطع الجريان لجريان ايزنتروبي يزداد تعقيداً. في الجزء المتبقي من هذه الفقرة سنواجه عملية الربط على نحو كامل، وسنطور علاقات للتغيرات السكونية إلى خاصية الركود بدلالة عدد ماخ لكل من الضغط ودرجة الحرارة والكثافة.

نبدأ بحثنا بإيجاد علاقات بين الضغط ودرجة الحرارة والكثافة والسرعة ومقطع الجريان وعدد ماخ لجريان ايزنتروبي أحادي الاتجاه. ندرس معادلة حفظ الكتلة لجريان مستقر:

$$G = \rho AV = \text{const}$$

بمفاضلة هذه العلاقة وتقسيم الناتج على معدل جريان الكتلة نجد:

$$\frac{d\rho}{\rho} + \frac{dA}{A} + \frac{dV}{V} = 0 \quad (15-3)$$

بإهمال الطاقة الكامنة، فإن معادلة حفظ الطاقة للجريان الايزنتروبي دون تدخل العمل ($\Delta Pe = 0$ و $q = 0$ و $W = 0$ للجريان المستقر) فإن:

$$h_i + \frac{V_i^2}{2} = h_e + \frac{V_e^2}{2}$$

أو:

$$h + \frac{V^2}{2} = \text{const}$$

بالتفاضل نجد:

$$dh + VdV = 0$$

وبما أنه من القانون الأول للترموديناميك لدينا:

$$Tds = dh - \rho dP$$

وباعتبار الجريان ايزنتروبي أي $ds = 0$ نجد:

$$dh = \rho dP = \frac{1}{\rho} dP$$

بالتعويض أعلاه فإن:

$$\frac{dP}{\rho} + VdV = 0 \quad (16-3)$$

هذه العلاقة هي أيضاً التعبير التفاضلي لمعادلة برنولي، التي هي أحد أشكال مبدأ حفظ كمية الحركة لجريان مستقر. إن الجمع بين العلاقتين (15-3) و (16-3) يعطي:

$$\frac{dA}{A} = \frac{dP}{\rho} \left(\frac{1}{V^2} - \frac{d\rho}{dP} \right) \quad (17-3)$$

بإعادة ترتيب المعادلة (11-3) أي $(\partial\rho/\partial P)_s = 1/c^2$ وبالتعويض في المعادلة (17-3)

$$\frac{dA}{A} = \frac{dp}{\rho V^2} (1 - M^2) \quad (18-3)$$

هذه علاقة هامة للجريان الايزنتروبي المستقر في الأقفية حيث تصف العلاقة بين الضغط ومقطع الجريان. نلاحظ أن قيم A و ρ و V كميات موجبة. لجريان تحت صوتي ($M < 1$)، فإن الحد $(1 - M^2)$ موجب، أي إن dA و dp يجب أن يكون لهما الإشارة نفسها. وهكذا، فإن ضغط المائع يجب أن يزداد كلما زاد مقطع جريان القناة، ويجب أن يقل كلما قل مقطع جريان القناة. أي أنه في السرعات تحت الصوتية يقل الضغط في الأقفية المتقاربة (فوهات تحت صوتية) ويزداد في الأقفية المتباعدة (نواشر تحت صوتية). في الجريان فوق الصوتي ($M > 1$)، الحد $(1 - M^2)$ سالب، وهكذا فإن dA و dp يجب أن يكونا من إشارتين متعاكستين. أي أن ضغط المائع يجب أن يزيد كلما قل مقطع الجريان في القناة، ويجب أن يقل كلما زاد مقطع جريان القناة. وهكذا فإنه في السرعات فوق الصوتية ينخفض الضغط في الأقفية المتباعدة (فوهات فوق صوتية) ويزداد في الأقفية المتقاربة (نواشر فوق صوتية).

يمكن الحصول على علاقة أخرى هامة للجريان الايزنتروبي لمائع، وذلك بتعويض $\rho V = -dP/dV$ من المعادلة (16-3) في المعادلة (18-3):

$$\frac{dA}{A} = -\frac{dV}{V} (1 - M^2) \quad (19-3)$$

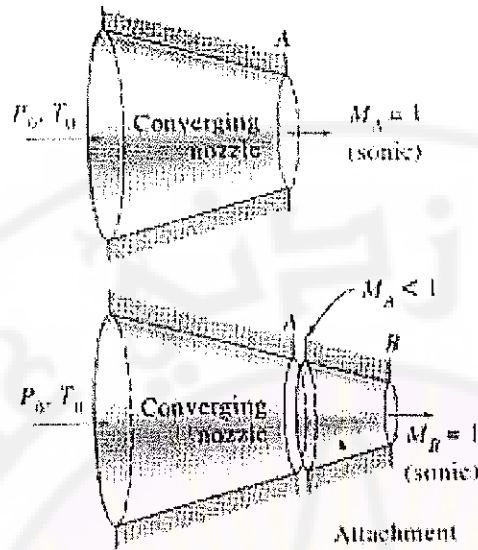
تحكم هذه العلاقة شكل الفوهة أو الناصر الذي يملكه في الجريان الايزنتروبي الصوتي أو فوق الصوتي. لاحظ أن A و V هي قيم موجبة، وهكذا نستنتج التالي:

$$\frac{dA}{dV} < 0 \quad \text{لجريان تحت صوتي } (M < 1) \text{ فإن}$$

$$\frac{dA}{dV} > 0 \quad \text{لجريان فوق صوتي } (M > 1) \text{ فإن}$$

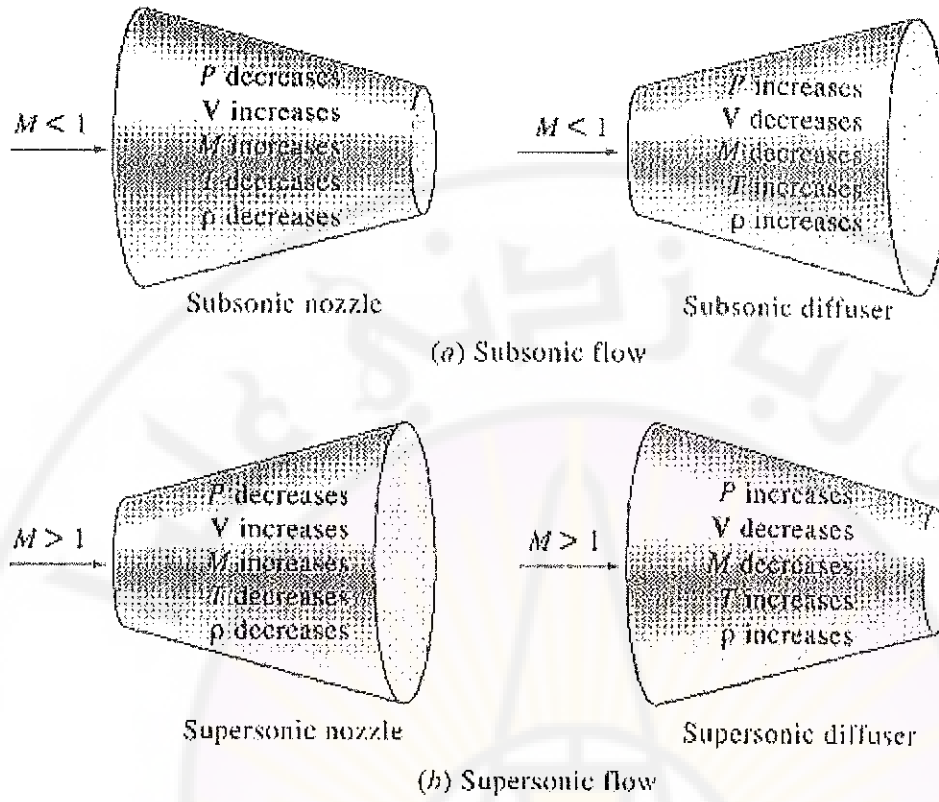
$$\frac{dA}{dV} = 0 \quad \text{لجريان صوتي } (M = 1) \text{ فإن}$$

وهكذا فإن الشكل المناسب للفوهة يعتمد على أعلى سرعة مطلوبة بالنسبة لسرعة الصوت. لتسريع مائع، يجب علينا استخدام فوهة متقاربة لسرعة تحت صوتية، وفوهة متباعدة لسرعة فوق صوتية. ولكن أقصى سرعة يمكن الوصول إليها بفوهة متقاربة هي سرعة الصوت، التي يمكن أن تحدث عند مخرج الفوهة.



الشكل (3-15): لا يمكن الحصول على سرعة فوق صوتية
يربط مقطع متقارب إلى فوهة متقاربة

بالاعتماد على المعادلة (3-18) التي هي تعبير لمبدأي حفظ الكتلة والطاقة، فإننا يجب أن نضيف مقطع متباعد إلى الفوهة المتقاربة لتسريع المائع إلى سرعات فوق صوتية. والنتيجة هي فوهة متقاربة - متباعدة. لاحظ أن $G = \rho AV$ لجريان مستقر، نرى أن انخفاض كبير في الكثافة يجعل التسارع في مقطع متباعد ممكناً. مثال عن هذا النوع من الجريان هو جريان الغازات الساخنة عبر فوهة في عنفة غازية. تحدث عملية معاكسة في مدخل محرك طائرة فوق صوتية. المائع يتباطأ عند مروره أولاً عبر ناشر فوق صوتي الذي مقطعه يتناقص باتجاه الجريان. عند عنق الناشر تصل سرعة الجريان إلى عدد ماخ يساوي الواحد. بعدها يتباطأ الجريان في ناشر تحت صوتي الذي يزداد مقطعه باتجاه الجريان كما هو موضح في الشكل (3-16).



الشكل (3-16): تغير خواص الجريان في فوهات ونواشر تحت صوتية وفوق صوتية

7.3 خاصية علاقات الجريان الايزنتروبي للغازات المثالية

سنطور لاحقاً علاقات بين الخواص السكونية وخواص الركود لغاز مثالي بدلالة نسبة الحرارة النوعية k وعدد ماخ M . نفترض أن الجريان ايزنتروبي وأن الحرارة النوعية للغاز ثابتة.

ترتبط درجة الحرارة T لغاز مثالي بأي مكان في الجريان مع درجة حرارة الركود $T_{(0)}$ بالعلاقة (3-6):

$$T_{(0)} = T + \frac{V^2}{2C_p}$$

أو

$$\frac{T_{(0)}}{T} = 1 + \frac{V^2}{2C_p T}$$

بملاحظة أن $C_p = kR/(k-1)$ و $a^2 = kRT$ و $M = V/a$ نجد:

$$\frac{V^2}{2C_p T} = \frac{V^2}{2[kR/(k-1)]T} = \left(\frac{k-1}{2}\right) \frac{V^2}{a^2} = \left(\frac{k-1}{2}\right) M^2$$

بالتعويض نجد:

$$\frac{T_{(0)}}{T} = 1 + \left(\frac{k-1}{2}\right) M^2 \quad (20-3)$$

وهي العلاقة المطلوبة بين T و $T_{(0)}$.

النسبة بين ضغط الركود والضغط السكوني يمكن الحصول عليها بتعويض المعادلة (20-3) أعلاه في العلاقة (7-3):

$$\frac{P_{(0)}}{P} = \left[1 + \left(\frac{k-1}{2}\right) M^2\right]^{k/(k-1)} \quad (21-3)$$

النسبة بين كثافة الركود والكثافة السكونية يمكن الحصول عليها بتعويض المعادلة (20-3) في العلاقة (8-3):

$$\frac{\rho_{(0)}}{\rho} = \left[1 + \left(\frac{k-1}{2}\right) M^2\right]^{1/(k-1)} \quad (22-3)$$

القيم العددية لـ $T/T_{(0)}$ و $P/P_{(0)}$ و $\rho/\rho_{(0)}$ مبينة حسب عدد ماخ في الملحق (1) الجدول (A-34) من أجل $k = 1.4$.

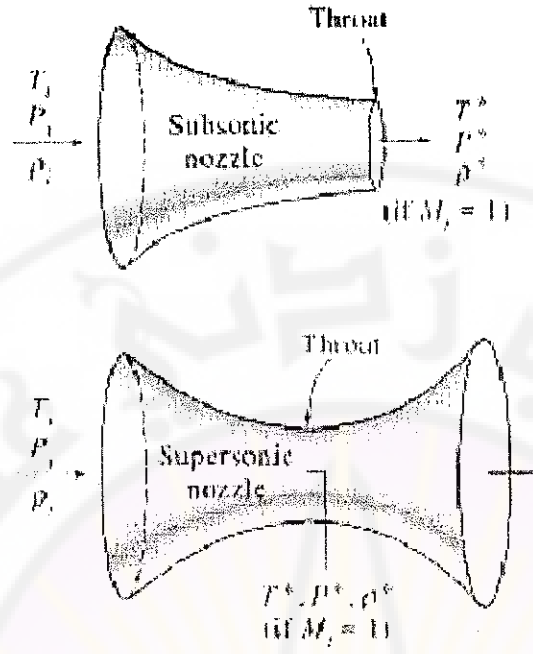
خواص المائع في الموقع الذي يصل فيه عدد ماخ إلى الواحد (الحلق) تدعى **بالخواص الحرجة**، والنسب السابقة تدعى **بالنسب الحرجة** (الشكل 3-17). لندع الرمز (*) يشير إلى القيم الحرجة. بوضع $M = 1$ في المعادلة (20-3) وتبديلها بالمعادلات (20-3) و (21-3) و (22-3) نجد:

$$\frac{T^*}{T_{(0)}} = \frac{2}{k+1} \quad (23-3)$$

$$\frac{P^*}{P_{(0)}} = \left(\frac{2}{k+1}\right)^{k/(k-1)} \quad (24-3)$$

$$\frac{\rho^*}{\rho_{(0)}} = \left(\frac{2}{k+1}\right)^{1/(k-1)} \quad (25-3)$$

حسبت هذه النسب لقيم مختلفة لـ k وأدرجت في الجدول (2-3).



الشكل (3-17): عندما تصبح $M_1 = 1$ تصبح خواص الفوهة عند الحلق خواص حرجة

غازات	هواء	منتجات	بخار	S
أحادية	$k = 1.4$	ساخنة	محمص	
الذرة		للاحتراق	$k = 1.3$	
$k = 1.667$		$k = 1.33$		
0.4871	0.5283	0.5404	0.5457	P^*/P_0
0.7499	0.8333	0.8584	0.8696	T^*/T_0
0.6495	0.6340	0.6295	0.6276	ρ^*/ρ_0

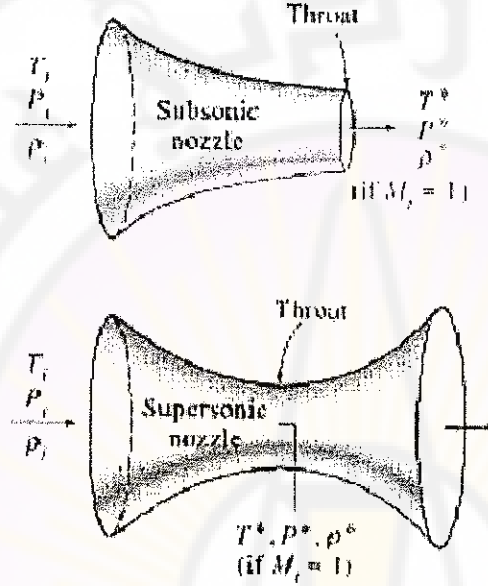
الجدول (3-2)

الضغط الحرج ودرجة الحرارة الحرجة ونسب الكثافة الحرجة لجريان ايزنتروبي لبعض الغازات الكاملة

مثال (8-3)

مسألة

احسب الضغط ودرجة الحرارة لثاني أكسيد الكربون لشروط الجريان المعتمدة في المثال (7-3).



رسم تخطيطي للمثال (8-3)

الحل

باستخدام نسبة الحرارة النوعية لثاني أكسيد الكربون عند درجة حرارة الغرفة $(k=1.289)$ ، نجد النسب الحرجة لدرجة حرارة وضغط الركود، على التوالي من المعادلات (23-3) و (24-3) حيث:

$$\frac{T^*}{T_{(0)}} = \frac{2}{k+1} = \frac{2}{1.289+1} = 0.874$$

$$\frac{P^*}{P_{(0)}} = \left(\frac{2}{k+1} \right)^{k/(k-1)} = \left(\frac{2}{1.289+1} \right)^{1.289/(1.289-1)} = 0.548$$

لاحظ أن درجة حرارة وضغط الركود، من المثال (7.3)، $T_{(0)} = 473k$

و $P_{(0)} = 1400kpa$ ، نرى أن درجة الحرارة والضغط الحرج في هذه الحالة هما:

$$T^* = 0.874T_{(0)} = (0.874)(473k) = 413.4k$$

$$P^* = 0.548P_{(0)} = (0.548)(1400kpa) = 767.2kpa$$

8.3 الجريان الايزنتروبي عبر الفوهات

تستخدم الفوهات المتقاربة والمتقاربة- المتباعدة في تطبيقات هندسية متعددة تتضمن العنفات البخارية والعنفات الغازية، أنظمة الدفع في الطائرات والصواريخ، وحتى خرطوم سقاية الحدائق وتطبيقات أخرى. سندرس في هذا الجزء تأثيرات **الضغط الخلفي** (أي الضغط المطبق في منطقة الخروج من الفوهة) على سرعة الخروج ومعدل الجريان الكتلي وتوزع الضغط على طول الفوهة.

1.8.3 الفوهات المتقاربة

ندرس جرياناً تحت صوتي عبر فوهة متقاربة مبينة في الشكل (3-18). يرتبط مدخل الفوهة بخزان ضغطه P_r ودرجة حرارته T_r . الخزان واسع على نحو كافٍ بحيث أن سرعة الدخول إلى الفوهة مهملة. وهكذا، بما أن سرعة المائع في الخزان تساوي الصفر والجريان عبر الفوهة ايزنتروبي، فإن ضغط الركود ودرجة حرارة الركود للمائع في أي مقطع عبر الفوهة يساوي إلى ضغط ودرجة حرارة الخزان، بالتتابع.

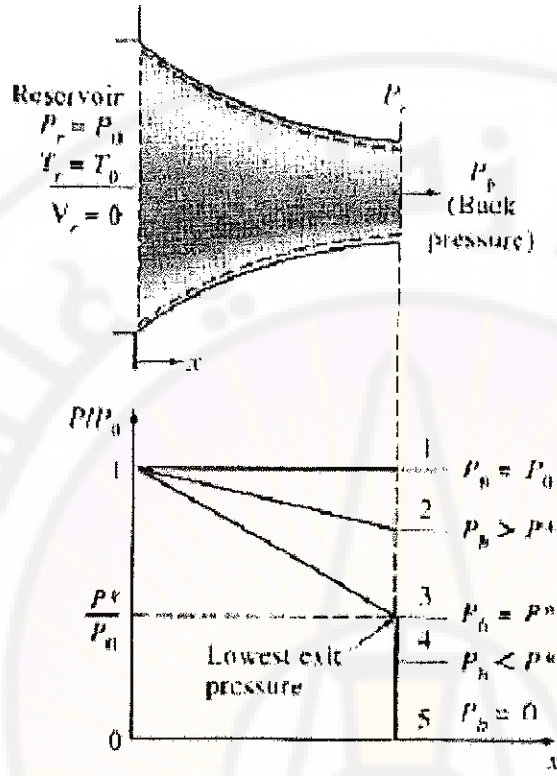
نبدأ الآن بتقليل الضغط الخلفي ونراقب الظواهر الناشئة عن توزيع الضغط على طول الفوهة، كما هو مبين في الشكل (3-18). إذا كان الضغط الخلفي P_r مساوياً إلى P_1 ، والذي يساوي إلى P_r ، فإنه لن يكون هناك جريان وتوزيع الضغط سيكون منتظماً على طول الفوهة. عندما ينخفض الضغط الخلفي إلى P_2 ، فإن مستوى ضغط الخروج P_e يهبط إلى P_2 . هذا يؤدي إلى انخفاض الضغط على طول الفوهة باتجاه الجريان.

عندما ينخفض الضغط الخلفي إلى $P^* = P_3$ الذي يحتاجه الضغط لزيادة سرعة المائع إلى سرعة الصوت عند المخرج أو (العنق)، فإن معدل الجريان الكتلي يصل إلى قيمته الأعظمية ويقال عن الجريان أنه **مختنق**. التقليل الإضافي للضغط الخلفي إلى المستوى P_4 أو أقل لن يسبب تغيرات إضافية في توزيع الضغط على مدى طول الفوهة. تحت ظروف جريان مستقر، فإن معدل الجريان الكتلي عبر الفوهة ثابت ويعبر عنه:

$$G = \rho AV = \left(\frac{P}{RT} \right) A (M \sqrt{kRT}) = PAM \sqrt{\frac{k}{RT}}$$

بتعويض قيم T من المعادلة (3-20) و P من المعادلة (3-21) نجد:

$$G = \frac{AMP_{(0)} \sqrt{k / RT_{(0)}}}{[1 + (k-1)M^2 / 2]^{(k+1)/2(k-1)}} \quad (26-3)$$



الشكل (18-3): تأثير الضغط الخلفي على توزيع الضغط على طول فوهة متقاربة

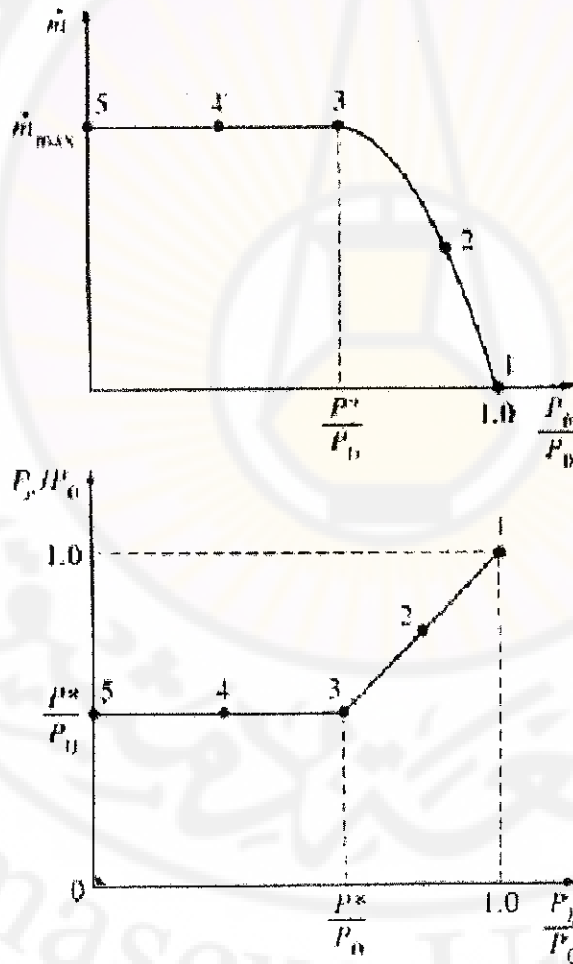
وهكذا فإن معدل الجريان الكتلي لمائع خاص عبر فوهة هو تابع لخواص ركود المائع، ومقطع الجريان، وعدد ماخ. هذه العلاقة أعلاه صحيحة في أي مقطع، وهكذا يمكن تقدير قيمة G في أي موضع على مدى طول الفوهة.

لمقطع جريان محدد A وخواص ركود $T_{(0)}$ و $P_{(0)}$ ، يمكن تحديد معدل الجريان الكتلي الأعظمي بتفاضل العلاقة (26-3) مع احترام قيمة M ومساواة النتيجة بالصفر. تؤدي إلى $M = 1$. بما أن الموقع الوحيد في الفوهة حيث يمكن لعدد ماخ أن يساوي الواحد هو الموقع الأصغر للجريان (الحلق)، معدل الجريان الكتلي عبر الفوهة سيكون أعظمياً عندما $M = 1$ عند الحلق. بالإشارة إلى هذا المقطع بـ A^* ، نحصل على علاقة معدل الجريان الكتلي الأعظمي بتبديل $M = 1$ في المعادلة (26-3).

$$G_{\max} = A^* P_{(0)} \sqrt{\frac{k}{RT_{(0)}} \left(\frac{2}{k+1} \right)^{(k+1)/[2(k-1)]}} \quad (27-3)$$

وهكذا لغاز مثالي، فإن معدل الجريان الكتلي الأعظمي عبر فوهة مع مقطع اختناق معلوم يحدد بضغط ودرجة حرارة الركود عند مدخل الجريان. يمكن التحكم بمعدل الجريان بتغيير ضغط الركود أو درجة حرارة الركود، وبالتالي فإن فوهة متقاربة يمكن استخدامها كمقياس تصرف. يمكن التحكم أيضاً بمعدل الجريان بتغيير مقطع الحلق.

يبين الشكل (19-3) العلاقة بين G و $P_b / P_{(0)}$ لفوهة متقاربة. لاحظ الازدياد بمعدل التصريف الكتلي مع انخفاض $P_b / P_{(0)}$ ، ويصل هذا المعدل إلى قيمة أعظمية عندما $P_b = P^*$ ، ويبقى بعدها ثابتاً لقيم $P_b / P_{(0)}$ التي هي أقل من النسبة الحرجة.



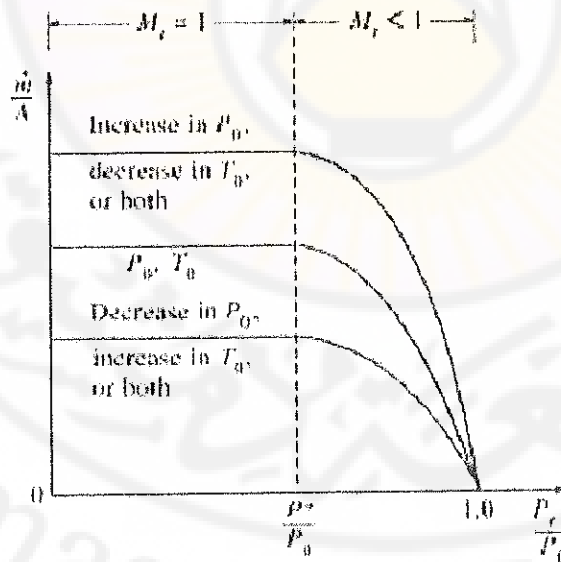
الشكل (19-3): تأثير الضغط الخلفي P_b على معدل الجريان الكتلي G وضغط الخروج P_e لفوهة متقاربة.

كما يبين هذا الشكل تأثير الضغط الخلفي على ضغط الخروج من الفوهة P_e . نلاحظ أيضاً أن:

$$\left. \begin{array}{l} \text{من أجل } P_b \leq P^* \\ \text{من أجل } P_b > P^* \end{array} \right\} P_e = P^*$$

خلاصة؛ فإنه لجميع الضغوط الخلفية التي هي أخفض من الضغط الحرج P^* ، الضغط عند مقطع الخروج لفوهة متقاربة P_e يساوي إلى P^* ، عدد ماخ عند مقطع الخروج يساوي الواحد، ومعدل الجريان الكتلي أعظمي (مخفوق). بما أن سرعة الجريان صوتية عند الحلق لمعدل جريان أعظمي، فإن انخفاض الضغط الخلفي أقل من الضغط الحرج لا يتحسس به في مقدمة الجريان بالفوهة ولا يؤثر على معدل الجريان.

تأثير درجة حرارة الركود $T_{(0)}$ وضغط الركود $P_{(0)}$ في معدل التصريف الكتلي خلال فوهة متقاربة موضح على الشكل (20-3) حيث التدفق الكتلي (معدل الجريان الكتلي لواحدة السطح) رسم بيانياً مقابل نسبة الضغط السكوني إلى ضغط الركود عند الحلق $P_t / P_{(0)}$.



الشكل (20-3): تغيرات معدل الجريان الكتلي عبر فوهة مع خواص الركود عند المدخل

إن زيادة $P_{(0)}$ (أو انخفاض $T_{(0)}$) سوف يزيد من معدل الجريان الكتلي عبر الفوهة المتقاربة؛ بينما انخفاض $P_{(0)}$ (أو زيادة $T_{(0)}$) سوف يخفضه. يمكن أن نستنتج ذلك بملاحظة دقيقة للمعادلات (26-3) و (27-3).

يمكن الحصول على علاقة لتغير مقطع الجريان A خلال الفوهة بالنسبة إلى سطح مقطع العنق A^* ، بالجمع بين العلاقتين (26-3) و (27-3) لنفس معدل التصريف الكتلي وخواص الركود لمائع خاص. ويؤدي ذلك إلى:

$$\frac{A}{A^*} = \frac{1}{M} \left[\left(\frac{2}{k+1} \right) \left(1 + \frac{k-1}{2} M^2 \right) \right]^{\frac{(k+1)/2}{(k-1)}} \quad (28-3)$$

يعطي الجدول (A-34) في الملحق (1) قيم A/A^* كتابع لعدد ماخ من أجل $k = 1.4$. هناك قيمة وحيدة لـ $\frac{A}{A^*}$ لكل قيمة لعدد ماخ، ولكن هناك قيمتان ممكنتان لعدد ماخ لكل قيمة من A/A^* واحدة لجريان تحت صوتي والأخرى لجريان فوق صوتي.

يستخدم في بعض الأحيان بارامتر آخر في تحليل الجريان الايزنتروبي الأحادي — البعد لغاز مثالي هو M^* ، الذي يعبر عن النسبة بين السرعة المحلية إلى سرعة الصوت في الحلق:

$$M^* = \frac{V}{a^*} \quad (29-3)$$

يمكن التعبير عن هذا البارامتر بـ:

$$M^* = \frac{Ma}{a^*} = \frac{M \sqrt{kRT}}{\sqrt{kRT^*}} = M \sqrt{\frac{T}{T^*}}$$

حيث M عدد ماخ المحلي، T درجة الحرارة المحلية و T^* هي درجة الحرارة الحرجة. بالحل من أجل T ، من العلاقة (20-3) و T^* من العلاقة (23-3) وبالتعويض، نجد:

$$M^* = M \sqrt{\frac{k+1}{2+(k-1)M^2}} \quad (30-3)$$

جدولت قيم M^* في الجدول (A-34) مقابل عدد ماخ لـ $k = 1.4$ (الشكل 3-21)

M	A/A^*	$\frac{A}{A^*}$	$\frac{P}{P_0}$	$\frac{\rho}{\rho_0}$	$\frac{T}{T_0}$
0.90	0.9136	1.0087	0.5913		
1.00	1.0000	1.0000	0.5283		
1.10	1.0812	1.0079	0.4684		

الشكل (3-21): نسب الخواص المختلفة لجريان ايزنتروبي

عبر الفوهات والتواشر وهي مذكورة في الجدول (A-34) لـ $k=1.4$

لاحظ أن البارامتر M^* يختلف عن عدد ماخ M حيث أن M^* هو السرعة المحلية اللابعدية بالأخذ في الحسبان سرعة الصوت عند الحلق، بينما M فهي السرعة المحلية اللابعدية بالأخذ بعين الاعتبار سرعة الصوت المحلية. (لنتذكر أن سرعة الصوت في الفوهة تختلف مع درجة الحرارة وبالتالي مع الموقع).

مثال 3-9

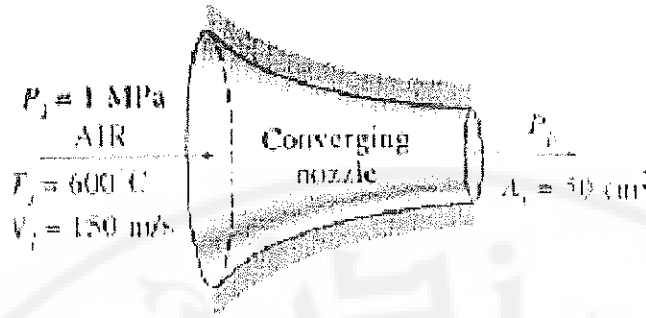
مسألة

شروط دخول الهواء إلى فوهة متقاربة هي 1Mpa و 600°C وبسرعة 150m/s . حدد معدل الجريان الكتلي عبر الفوهة لمقطع حلق الفوهة الذي يساوي 50cm^2 عندما يساوي الضغط الخلفي (a) 0.7Mpa و (b) 0.4Mpa .

الحل

نفترض أن الهواء غاز مثالي له خواص يمكن إيجادها من الجدول A-2a وبخضع لإجراء ايزنتروبي. تستخدم المؤشرات (i) و (t) لتمثل خواص السدخول إلى الفوهة والحلق على التتابع.

تحدد درجة حرارة وضغط الركود عند مدخل الفوهة من العلاقات (3-6) و (3-7)



رسم تخطيطي للمثال (9-3)

$$T_{(0)i} = T_i + \frac{V_i^2}{2C_p} = 873k + \frac{(150m/s)^2}{2[1.005kJ/kgK]} \left(\frac{1kJ/kg}{1000m^2/s^2} \right) = 884k$$

$$P_{(0)i} = P_i \left(\frac{T_{(0)i}}{T_i} \right)^{k/(k-1)} = 1Mpa \left(\frac{884k}{872k} \right)^{1.4/(1.4-1)} = 1.045Mpa$$

تبقى قيم درجة حرارة الركود وضغط الركود ثابتة خلال الفوهة إذا ما بقي الجريان ايزنتروبي، أي:

$$T_{(0)} = T_{(0)i} = 884k \quad \& \quad P_{(0)} = P_{(0)i} = 1.045Mpa$$

تحدد نسبة الضغط الحرج من الجدول (2-3) (أو المعادلة 2-24) وهي

$$P_* / P_{(0)} = 0.5283 \quad (a) \text{ نسبة الضغط الخلفي في هذه الحالة هي:}$$

$$\frac{P_b}{P_{(0)}} = \frac{0.7Mpa}{1.045Mpa} = 0.670$$

وهي أكبر من نسبة الضغط الحرج، 0.5283. وبالتالي فإن مقطع الضغط عند المخرج (أو ضغط الحلق، P_t) يساوي إلى الضغط الخلفي في هذه الحالة. أي إن $P_t = P_b = 0.7Mpa$ و $P_t / P_{(0)} = 0.670$. وهكذا فإن الجريان غير مخنوق. من الجدول (A.34) عندما $P_t / P_{(0)} = 0.670$ نقرأ $M_t = 0.778$ و $t_t / t_{(0)} = 0.892$. يمكن حساب معدل الجريان الكتلي من المعادلة (26-3). ولكن يمكن تحديده

خطوة - خطوة كما يلي:

$$T_t = 0.892T_{(0)} = 0.892(884) = 788.5k$$

$$\rho_t = \frac{P_t}{RT_t} = \frac{700kpa}{(0.287kpa.m^3/(kg.k))(788.5k)} = 3.093kg/m^3$$

$$\begin{aligned}
 V_t &= M_t a_t = M_t \sqrt{kRT_t} \\
 &= (0.778) \sqrt{(1.4)[0.287 \text{ kJ} / (\text{kg} \cdot \text{K})](788.5 \text{ K}) \left(\frac{1000 \text{ m}^2 / \text{s}^2}{1 \text{ kJ} / \text{kg}} \right)} \\
 &= 437.9 \text{ m/s}
 \end{aligned}$$

وهكذا:

$$G = \rho_t A_t V_t = (3.093 \text{ kg} / \text{m}^3) (50 \times 10^{-4} \text{ m}^2) (437.9 \text{ m/s}) = 6.766 \text{ kg/s}$$

(b) الضغط الخلفي لهذه الحالة هو:

$$\frac{P_b}{P_{(0)}} = \frac{0.4 \text{ Mpa}}{1.045 \text{ Mpa}} = 0.383$$

وهي أقل من نسبة الضغط الحرج، 0.5283. وهكذا، هناك شروط عند صوتية عند مقطع الخروج (الحلق) للفوهة و $M = 1$. يخنق الجريان في هذه الحالة، ومعدل جريان الكتلة عبر الفوهة يمكن حسابه من المعادلة (3-27):

$$\begin{aligned}
 G &= A^* P_0 \sqrt{\frac{k}{RT_0} \left(\frac{2}{k+1} \right)^{(k+1)/[2(k-1)]}} \\
 &= (50 \times 10^{-4} \text{ m}^2) (1045 \text{ kpa}) \times \sqrt{\frac{1.4}{[0.287 \text{ kJ} / (\text{kg} \cdot \text{K})](884 \text{ K})} \left(\frac{2}{1.4+1} \right)^{2.4/0.8}} \\
 &= 7.103 \text{ kg/s}
 \end{aligned}$$

بما أن $\sqrt{1000 \text{ kg/s}} = \sqrt{\text{kJ/kg}} / \sqrt{\text{kg/m}^2 \cdot \text{kpa}}$. فهذا معدل جريان الكتلة الأعظمي عبر الفوهة لشروط الدخول و سطح مقطع الحلق.

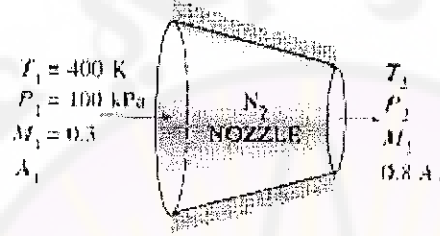
مثال 10-3

مسألة

يدخل الآزوت في مجرى ذو مقطع جريان متغير عند $T_1 = 400 \text{ K}$ و $P_1 = 100 \text{ kpa}$ و $M_1 = 0.3$. بفرض جريان ايزنتروبي مستقر، حدد T_2 و P_2 و M_2 في موقع ينقص فيه مقطع الجريان بمقدار 20%.

الحل

يوضح الشكل أدناه رسماً تخطيطياً للمجرى. نفرض أن الآزوت غاز مثالي مع $k=1.4$. لجريان ايزنتروبي عبر المجرى، نسبة السطح A/A^* (مقطع الجريان على مقطع الجريان في الحلق حيث $M=1$) موضحة على الجدول A-34. عند عدد ماخ الأساسي $M=0.3$ نقرأ:



رسم تخطيطي للمثال (10-3)

$$\frac{A_1}{A^*} = 2.0351 \quad \frac{T_1}{T_{(0)}} = 0.98232 \quad \frac{P_1}{P_{(0)}} = 0.93947$$

ومع تخفيض مقطع الجريان بنسبة 20%، أي $A_2 = 0.8A_1$ و:

$$\frac{A_2}{A^*} = \frac{A_2}{A_1} \frac{A_1}{A^*} = (0.8)(2.0351) = 1.6281$$

لهذه القيمة لـ A_2/A^* نجد من الجدول A-34 أن:

$$\frac{T_2}{T_{(0)}} = 0.97033$$

$$\frac{P_2}{P_{(0)}} = 0.89995$$

$$M = 0.391$$

نختار هنا عدد ماخ تحت صوتي لحساب A_2/A^* عوضاً عن فوق صوتي لأن المجرى متقارب باتجاه الجريان وبالتالي فإن الجريان الأساسي هو تحت صوتي. وهكذا فإن خواص الركود ثابتة لجريان ايزنتروبي، ويمكن أن نكتب:

$$\frac{T_2}{T_1} = \frac{T_2/T_{(0)}}{T_1/T_{(0)}} \rightarrow T_2 = T_1 \left(\frac{T_2/T_{(0)}}{T_1/T_{(0)}} \right) = (400k) \left(\frac{0.97033}{0.98232} \right) = 395.1k$$

$$\frac{P_2}{P_1} = \frac{P_2/P_{(0)}}{P_1/P_{(0)}} \rightarrow P_2 = P_1 \left(\frac{P_2/P_{(0)}}{P_1/P_{(0)}} \right) = (100kpa) \left(\frac{0.89995}{0.93947} \right) = 95.8kpa$$

وهكذا نجد درجة الحرارة والضغط في الموقع المرغوب.

2.8.3 الفوهات المتقاربة – المتباعدة

عندما نفكر بالفوهات، من الطبيعي أن نفكر بممرات الجريان التي يقل سطح مقطعها باتجاه الجريان. ومع ذلك، فإن أعلى سرعة يمكن للمائع أن يتسارع إليها في فوهة متقاربة هي محددة بسرعة الصوت ($M = 1$)، والتي تحدث عند مقطع الخروج (العنق) من الفوهة. تسريع المائع إلى سرعات فوق صوتية ($M < 1$)، يمكن أن يتم فقط بربط مقطع جريان متباعد إلى فوهة الجريان تحت الصوتي عند العنق. مقطع الجريان الناتج من الجمع يؤدي إلى فوهة متقاربة متباعدة، والتي تعتبر عنصراً أساسياً في الطائرات فوق الصوتية.

ليس من المضمون لمائع يجري في فوهة متقاربة – متباعدة أن يتسارع إلى سرعة فوق صوتية. في الحقيقة، سيد المائع نفسه متباطئاً في الجزء المتباعد عوضاً عن التسارع إذا لم يكن الضغط الخلفي في المجال الصحيح. لشروط دخول معطاة، نتحكم بالجريان عبر فوهة متقاربة – متباعدة بواسطة الضغط الخلفي P_b ، كما هو موضح أدناه.

ندرس الفوهة المتقاربة المتباعدة المبينة في الشكل (3-22). يدخل المائع إلى الفوهة بسرعة منخفضة بضغط ركود $P_{(0)}$. عندما $P_{(0)} = P_b$ (الحالة A) لن يكون هناك جريان في الفوهة. وهذا متوقع لأن الجريان ضمن الفوهة مقاد بفرق الضغط بين الدخول والخروج، دعنا نتفحص ماذا سيحدث إذا كان الضغط الخلفي أقل من ضغط الدخول.

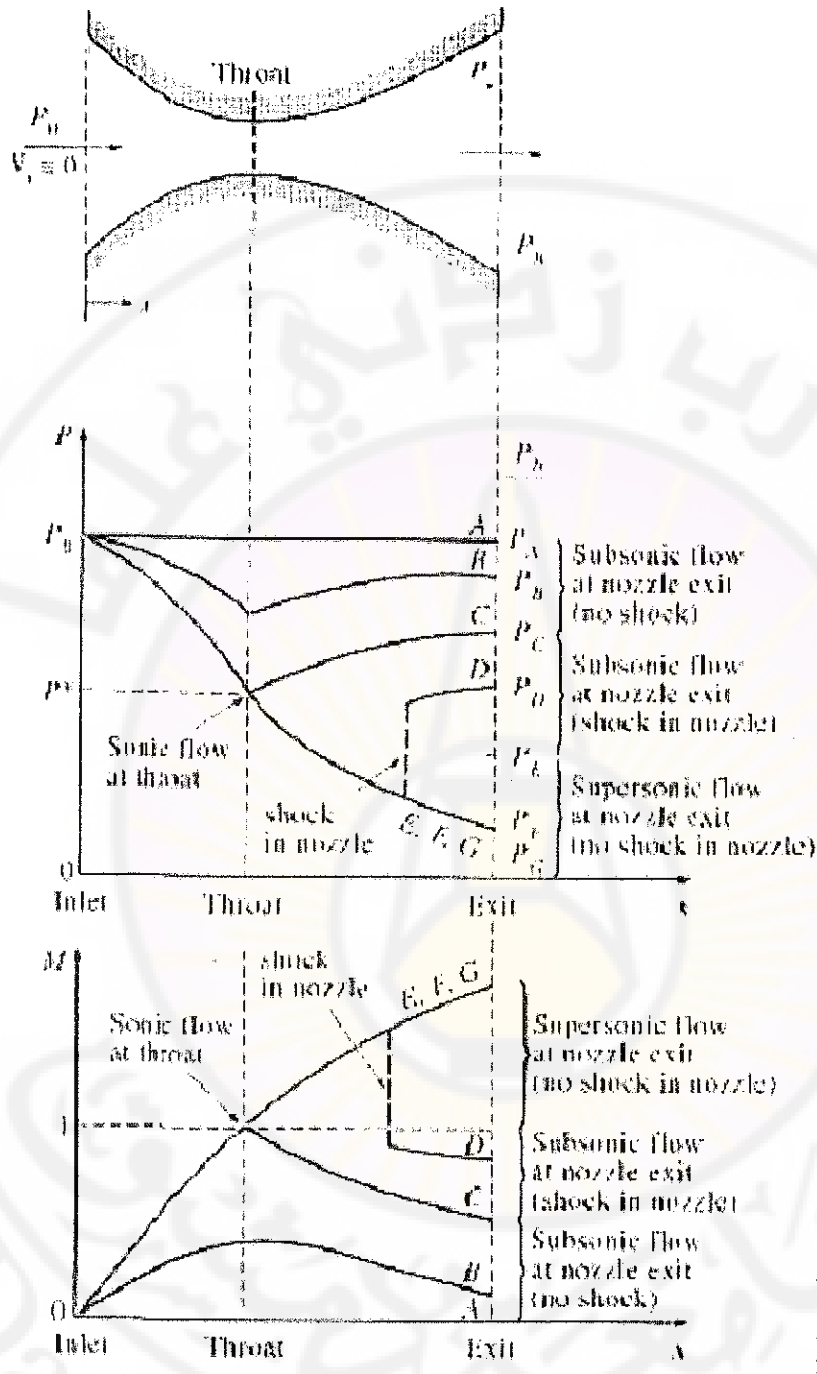
1. عندما $P_c < P_b < P_{(0)}$ يبقى الجريان تحت صوتي عبر الفوهة، ومعدل التدفق الكتلي أقل من ذلك للجريان المخنوق. تزداد سرعة المائع في الجزء الأول (المتقارب) وتصل إلى قيمتها الأعظمية عند الحلق (لكن $M > 1$). ومع ذلك، فإن

معظم الريح في السرعة نخسره في الجزء الثاني (المتباعد) من الفوهة والذي يعمل ناشراً. ينخفض الضغط في المقطع المتقارب، ويصل إلى قيمة أصغرية عند الحلق، بعدها يزداد على حساب انخفاض السرعة في المقطع المتباعد.

2. عندما $P_c = P_{(0)}$ ، يصبح ضغط العنق P^* ويصل المائع إلى سرعة الصوت في العنق. ولكن الجزء المتباعد من الفوهة يستمر بالتأثير بوصفه ناشراً ويبطئ الجريان إلى سرعات تحت صوتية. معدل الجريان الكتلي الذي ازداد مع انخفاض P_b يصل إلى قيمته الأعظمية.

تذكر أن P^* هو أقل ضغط يمكن الحصول عليه في العنق، وأن سرعة الصوت هي أعلى سرعة يمكن الوصول إليها بفوهة متقاربة. وهكذا فإن تخفيض P_b أكثر لن يكون له تأثير في جريان المائع في الجزء المتباعد من الفوهة أو في معدل التدفق الكتلي عبر الفوهة، ولكنه سيؤثر في خاصية الجريان في الجزء المتباعد.

3. عندما $P_E < P_b < P_c$ ، فإن المائع الذي يصل إلى سرعة الصوت في الحلق يستمر بالتسارع إلى سرعات فوق صوتية في المقطع المتباعد مادام الضغط ينخفض. هذا التسارع يصل إلى توقف مفاجئ، ومع ذلك، بينما تتطور **صدمة عمودية** في مقطع بين الحلق ومستوى الخروج، والذي يسبب هبوطاً مفاجئاً في السرعة إلى مستويات تحت صوتية وزيادة مفاجئة في الضغط. يستمر بعدها المائع بالتباطؤ أكثر في الجزء المتبقي من الفوهة المتقاربة – المتباعدة. الجريان خلال الصدمة هو غير عكوسي على نحو كبير، وهكذا لا يمكن تقريبه إلى الإيزنتروب. تتحرك الصدمة العمودية باتجاه الجريان بعيداً عن الحلق كلما قلت P_b ، وتصل إلى مخرج الفوهة عندما يقترب الضغط P_b من P_E .



الشكل (3-22): تأثيرات الضغط الخلفي على الجريان عبر فوهة متقاربة - متباعدة.

عندما $P_E = P_b$ تتشكل الصدمة العمودية عند مستوى الخروج من الفوهة. ففي هذه الحالة، الجريان فوق صوتي خلال المقطع المتباعد بكامله ويمكن تقريبه إلى

الإيزنتروب. ومع ذلك، فإن سرعة المائع تهبط إلى مستويات تحت صوتية قبل أن يترك الفوهة مباشرة خلال عبوره للصدمة العمودية. سناقش هذه الصدمة العمودية في الفقرة التالية.

4. عندما $0 < P_b < P_E$ ، الجريان في الجزء المتباعد فوق صوتي، ويتمدد المائع إلى P_F عند مخرج الفوهة بدون تشكل صدمة عمودية داخل الفوهة. وهكذا يمكن تقريب الجريان خلال الفوهة إلى جريان إيزنتروبي. عندما $P_F = P_b$ ، لا يحدث صدمات داخل أو خارج الفوهة. عندما $P_F > P_b$ ، يحدث خلط غير عكوسي وموجات تمدد في نهاية الجريان عند مستوى الخروج من الفوهة. عندما $P_F < P_b$ ، يزداد ضغط المائع من P_F إلى P_b لاعتكوسياً بعد مخرج الفوهة، مشكلاً ما يدعى بالصدمات غير المباشرة.

مثال 11-3

مسألة

يدخل الهواء إلى فوهة متقاربة - متباعدة موضحة في الشكل أدناه، بضغط 1.0Mpa ودرجة حرارة 800k بسرعة مهمة. الجريان مستقر، وحيد الاتجاه، وإيزنتروبي مع $k=1.4$. من أجل عدد ماخ عند الخروج $M=2$ و سطح مقطع الحلق (20cm^2) ، حدد: (a) شروط عنق الفوهة، (b) شروط مستوى الخروج من الفوهة متضمناً سطح مقطع الخروج، و (c) معدل التصريف الكتلي عبر الفوهة.

الحل

بما أن عدد ماخ عند المخرج يساوي $M=2$ ، فإن الجريان يجب أن يكون صوتياً في الحلق وفوق صوتي في المقطع المتباعد من الفوهة. وبما أن سرعة الدخول إلى الفوهة مهمة فإن ضغط الركود ودرجة حرارة الركود هما للضغط ودرجة حرارة الدخول نفسيهما، $P_{(0)} = 1.0\text{Mpa}$ و $T_{(0)} = 800\text{k}$. افترض أن سلوك الغاز مثالي، وهكذا كثافة الركود هي:

$$\rho_{(0)} = \frac{P_{(0)}}{RT_{(0)}} = \frac{1000\text{kpa}}{[0.287\text{kpa.m}^3 / (\text{kg.k})](800\text{k})} = 4.355\text{kg / m}^3$$

(a) في عنق الفوهة $M=1$ ، ومن الجدول A-34 نقرأ:

$$\frac{P^*}{P_{(0)}} = 0.5283 \quad \frac{T^*}{T_{(0)}} = 0.8333 \quad \frac{\rho^*}{\rho_{(0)}} = 0.6339$$

وهكذا:

$$P^* = 0.5283 \quad P_{(0)} = (0.5283)(1.0 \text{ Mpa}) = 0.5283 \text{ Mpa}$$

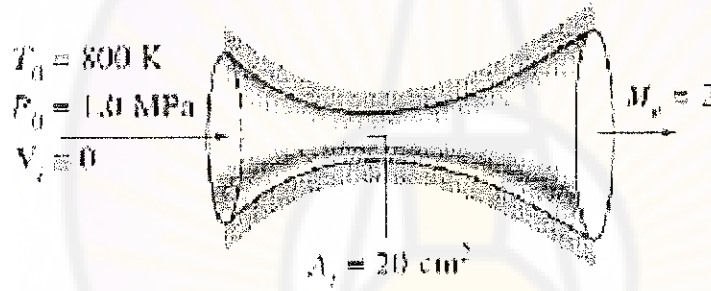
$$T^* = 0.8333 \quad T_{(0)} = (0.8333)(800 \text{ K}) = 666.6 \text{ K}$$

$$\rho^* = 0.6339 \quad \rho_{(0)} = (0.6339)(4.355 \text{ kg/m}^3) = 2.761 \text{ kg/m}^3$$

أيضاً:

$$V^* = a^* = \sqrt{kRT^*} = \sqrt{(1.4)[0.287 \text{ kJ/(kg.k)}](666.6 \text{ K}) \left(\frac{1000 \text{ m}^2/\text{s}^2}{1 \text{ kJ/kg}} \right)}$$

$$= 517.5 \text{ m/s}$$



رسم تخطيطي للمثال (11-3)

(b) بما أن الجريان ايزنتروبي، يمكن حساب خواص مقطع باستخدام معلومات الجدول (A-34) من أجل $M = 2$ نقرأ:

$$\frac{P_e}{P_{(0)}} = 0.1278 \quad \frac{T_e}{T_{(0)}} = 0.5556 \quad \frac{\rho_e}{\rho_{(0)}} = 0.2301 \quad M_e^* = 1.6330 \quad \frac{A_e}{A^*} = 1.6875$$

وهكذا نجد:

$$P_e = 0.1278 P_{(0)} = (0.1278)(1.0 \text{ Mpa}) = 0.1278 \text{ Mpa}$$

$$T_e = 0.5556 T_{(0)} = (0.5556)(800 \text{ K}) = 444.5 \text{ K}$$

$$\rho_e = 0.2301 \rho_{(0)} = (0.2301)(4.355 \text{ kg/m}^3) = 1.002 \text{ kg/m}^3$$

$$A_e = 1.6875 A^* = (1.6875)(20 \text{ cm}^2) = 33.75 \text{ cm}^2$$

$$V_e = M^* a^* = (1.6330)(517.5 \text{ m/s}) = 845.1 \text{ m/s}$$

يمكن تحديد سرعة الخروج من الفوهة من العلاقة $V_e = M_e a_e$ حيث a_e هي سرعة الصوت عند شروط المخرج:

$$V_e = M_e a_e = M_e \sqrt{kRT_e} = 2 \sqrt{(1.4)[0.287 \text{ kJ/(kg.k)}](444.5 \text{ K}) \left(\frac{1000 \text{ m}^2/\text{s}^2}{1 \text{ kJ/kg}} \right)}$$

$$= 845.2 \text{ m/s}$$

(c) بما أن الجريان مستقر، فإن معدل التصريف الكتلي للمائع هو نفسه في جميع مقاطع الفوهة. وهكذا يمكن حسابه باستخدام خواص المائع في أي مقطع من الفوهة. باستخدام الخواص عند العنق، نجد أن معدل التدفق الكتلي هو:

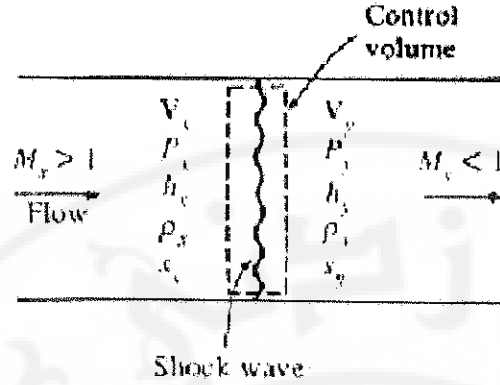
$$G = \rho^* A^* V^* = (2.761 \text{ kg/m}^3)(20 \times 10^{-4} \text{ m}^2)(517.5 \text{ m/s}) = 2.858 \text{ kg/s}$$

لاحظ أن هذا التدفق هو الأكبر الذي يمكن أن يعبر الفوهة لشروط الدخول المعطاة.

9.3 الصدمات العمودية في الجريان ضمن فوهة

رأينا سابقاً أن موجات الصوت تنشأ نتيجة لاضطراب بالضغط متناهي في الصغر، وتتحرك عبر المجال المحيط بها بسرعة الصوت. كما رأينا أيضاً أنه بالنسبة لبعض قيم الضغط الخلفي أن أي تغير مفاجئ بخواص المائع يحدث في مقطع رقيق جداً لفوهة متقاربة — متباعدة تحت ظروف جريان فوق صوتي، ينتج منه **موجة صدمية**. من المهم دراسة الشروط التي تتطور فيها هذه الموجات الصدمية وكيف تؤثر على الجريان. نحدد مناقشتنا على موجات الصدم التي تحدث في مستوى عمودي على اتجاه الجريان، والتي تدعى **بموجات الصدم العمودية**. تحول الجريان خلال موجة الصدم غير عكوسي على نحو كبير ولا يمكن تقريبه من الجريان الايزنتروبي.

نطور بعد ذلك بعض العلاقات التي تربط خواص الجريان قبل الصدم إلى تلك الخواص بعده. نقوم بذلك بتطبيق مبدأ حفظ الكتلة وتغير كمية الحركة وعلاقات الطاقة بالإضافة إلى علاقات بعض الخواص بالنسبة إلى حجم متحكم به ومتوقف يحتوي على الموجة الصدمية، كما هو موضح في الشكل (3-23). تعد سطوح الدخول والخروج لجريان الحجم المتحكم به متساوية، لأن موجات الصدم العمودية صغيرة جداً.



الشكل (3-23): حجم متحكم به لجريان عبر موجة صدمية

نفترض جرياناً مستقراً دون تبادل حرارة وعمل، وبإهمال التغير في الطاقة الكامنة. نرمز إلى خواص أعلى الجريان للصدمة بـ x وتلك أسفل الجريان بـ y ، لدينا ما يلي:

معادلة حفظ الكتلة:

$$\rho_x AV_x = \rho_y AV_y$$

أو:

$$\rho_x V_x = \rho_y V_y \quad (31-3)$$

معادلة حفظ الطاقة:

$$h_x + \frac{V_x^2}{2} = h_y + \frac{V_y^2}{2} \quad (32-3)$$

أو:

$$h_{(0)x} = h_{(0)y} \quad (33-3)$$

معادلة كمية الحركة:

بإعادة ترتيب المعادلة (3-16) ومجال التكامل نجد:

$$A(P_x - P_y) = G(V_y - V_x) \quad (34-3)$$

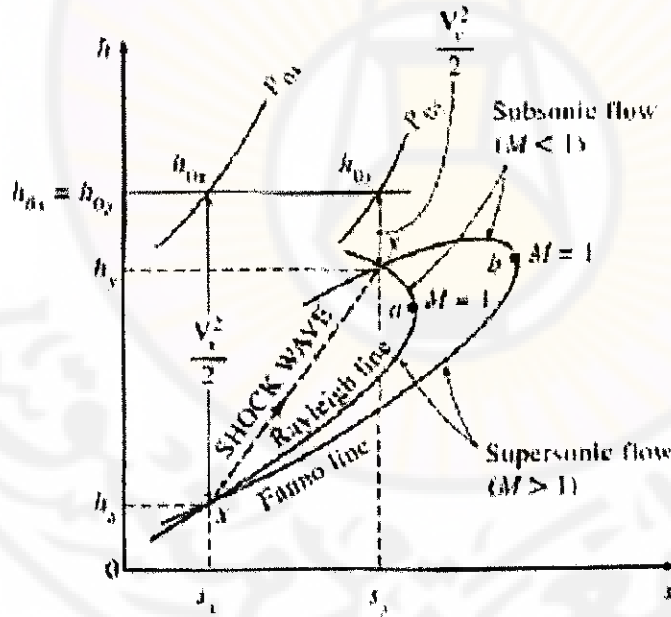
القانون الثاني:

$$S_y - S_x \geq 0 \quad (35-3)$$

يمكن أن نجمع بين معادلتنا الاستمرار وحفظ الطاقة في معادلة واحدة نرسمها على مخطط $h-s$ ، باستخدام علاقات الخواص. يدعى المنحني الناتج بمنحني فانو (fanno)،

وهو الموضع الهندسي للحالات التي لها قيمة انتالبي الركود نفسه والتدفق الكتلي (معدل جريان الكتلة في واحدة مقطع الجريان) نفسه. بطريقة مماثلة ، بالجمع بين معادلتَي الاستمرار وحفظ كمية الحركة في معادلة واحدة ورسمها على مخطط $h-s$ يقود إلى منحنى يدعى بمنحنى (Rayleigh). كلا المنحنيين مبينان على مخطط $h-s$ في الشكل (24-3). كما هو مثبت لاحقاً في المثال (3-12)، نقاط الانتروبي الأعظمية على هذه المنحنيات (النقاط a و b) تطابق الحالة التي فيها $M = 1$. الحالة في الجزء العلوي من كلا المنحنيين هي تحت صوتية (subsonic) وفي الجزء السفلي فوق صوتية (supersonic).

يتقاطع منحنيا (Rayleigh و fanno) في نقطتين (x, y) تمثلان الحالتين التي يمكن فيهما تطبيق معادلات الحفظ الثلاث السابقة. أحدهما (الحالة x) تطابق الحالة قبل الصدمة، والثانية (الحالة y) تطابق الحالة بعد الصدمة.



الشكل (24-3): مخطط $h-s$ لجريان عبر صدمة عامودية

لاحظ أن الجريان فوق صوتي قبل الصدمة وتحت صوتي بعد الصدمة. أي إن الجريان يجب أن يتحول من فوق صوتي إلى تحت صوتي حتى تحدث الصدمة. كلما زاد عدد ماخ قبل الصدمة، كلما كانت الصدمة التي ستحدث أقوى. في الحالة الحدية عندما

$M = 1$ ، فإن موجة الصدم تصبح ببساطة موجة صوتية. لاحظ من الشكل (3-24) أن $S_x < S_y$. وهذا متوقع لأن الجريان عبر الصدمة هو أديباتي وغير عكوسي.

يتطلب مبدأ حفظ الطاقة (المعادلة 3-33) أن تبقى انتالبي الركود عبر الصدمة ثابتة:

$$h_{(o)x} = h_{(o)y} \text{ للغازات المثالية } h = h(T), \text{ أي:}$$

$$T_{(o)x} = T_{(o)y} \quad (36-3)$$

وهكذا، تبقى درجة حرارة الركود لغاز مثالي ثابتة عبر الصدمة. لاحظ مع ذلك،

أن ضغط الركود ينخفض عبر الصدمة بسبب عدم العكسية.

سنقوم الآن بتطوير علاقات لبعض الخواص قبل وبعد الصدمة لغاز مثالي مع

حرارات نوعية ثابتة. يمكن الحصول على علاقة لنسبة درجتي الحرارة السكونية T_y/T_x

بتطبيق العلاقة (3-20) مرتين:

$$\frac{T_{(o)x}}{T_x} = 1 + \left(\frac{k-1}{2} \right) M_x^2 \quad \& \quad \frac{T_{(o)y}}{T_y} = 1 + \left(\frac{k-1}{2} \right) M_y^2$$

بتقسيم المعادلة الأولى على الثانية وباعتبار أن $T_{(o)x} = T_{(o)y}$ ، نجد:

$$\frac{T_y}{T_x} = \frac{1 + M_x^2(k-1)/2}{1 + M_y^2(k-1)/2} \quad (37-3)$$

من معادلة الحالة للغاز المثالي

$$\rho_x = \frac{P_x}{RT_x} \quad \& \quad \rho_y = \frac{P_y}{RT_y}$$

بالتعويض في معادلة حفظ الكتلة $\rho_x V_x = \rho_y V_y$ ولاحظ أن $M = V/a$ و $a = \sqrt{kRT}$ ،

نجد:

$$\frac{T_y}{T_x} = \frac{P_y V_y}{P_x V_x} = \frac{P_y M_y a_y}{P_x M_x a_x} = \frac{P_y M_y \sqrt{T_y}}{P_x M_x \sqrt{T_x}} = \left(\frac{P_y}{P_x} \right)^2 \left(\frac{M_y}{M_x} \right)^2 \quad (38-3)$$

يعطي الجمع بين العلاقتين (37-3) و (38-3) نسبة الضغط عبر الصدمة:

$$\frac{P_y}{P_x} = \frac{M_x \sqrt{1 + M_x^2(k-1)/2}}{M_y \sqrt{1 + M_y^2(k-1)/2}} \quad (39-3)$$

المعادلة الأخيرة (39-3) هي للجمع بين معادلات حفظ الكتلة وحفظ الطاقة؛ أي إنها

معادلة منحنى (fanno) لغاز مثالي مع حرارات نوعية ثابتة. يمكن الحصول على معادلة

مشابهة لمنحني (Rayleigh) بالجمع بين معادلات حفظ الكتلة وحفظ كمية الحركة. من العلاقة (3-34)،

$$P_x - P_y = \frac{\dot{m}}{A}(V_y - V_x) = \rho_y V_y^2 - \rho_x V_x^2$$

$$\rho V^2 = \left(\frac{P}{RT}\right)(Ma)^2 = \left(\frac{P}{RT}\right)(M\sqrt{kRT})^2 = PkM^2 \quad \text{ولكن:}$$

$$P_x(1 + kM_x^2) = P_y(1 + kM_y^2) \quad \text{أي:}$$

أو:

$$\frac{P_y}{P_x} = \frac{1 + kM_x^2}{1 + kM_y^2} \quad (40-3)$$

بالجمع بين العلاقتين (39-3) و (40-3) نجد:

$$M_y^2 = \frac{M_x^2 + 2/(k-1)}{2M_x^2 k/(k-1) - 1} \quad (41-3)$$

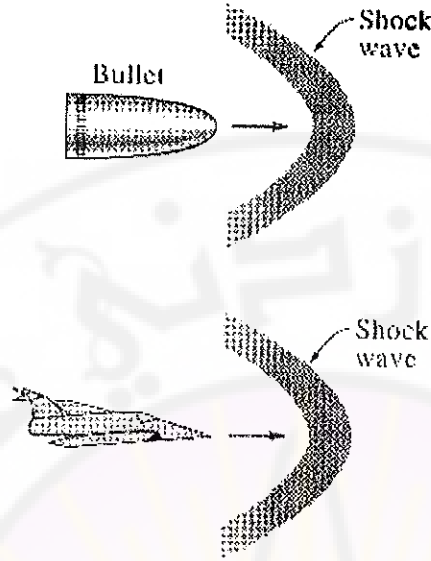
وهذا يمثل التقاطع بين منحنيي (fanno) و (Rayleigh) ويربط بين عددي ماخ أعلى الصدمة وأسفلها.

لا يقتصر حدوث موجات الصدم على الفوهات فوق الصوتية فقط. ولكن تحدث هذه الموجات أيضاً في مقدمة طائفة أو رصاصة منطلقة بسرعة فوق صوتية، كما هو مبين في الشكل (3-25). حيث يمكن فهم موجات الصدم على نحو أفضل.

إذا فرضنا أن الطائفة ثابتة وأن الهواء يتحرك نحوها بسرعة تساوي إلى سرعة الطائفة نفسها. من الواضح أن الهواء سيخضع إلى عملية ركود مقابل مقدمة الطائفة وأنه سيتوقف عندما يصل إلى هذه المقدمة. وسيحصل الصدم في الموقع الذي يتباطأ فيه الهواء فجأة إلى سرعة تحت صوتية. ينتج من ذلك صوت انفجار معظمنا معتاد عليه. يمكن ملاحظة هذه الظاهرة عند مدخل محرك الطائفة فوق الصوتية، حيث يعبر الهواء خلال الصدمة ويتباطأ إلى سرعات تحت صوتية قبل الدخول في ناشر المحرك.

بعض نسب خواص المائع عبر الصدمة مبينة في الجدول (A-35) لغاز مثالي

حيث $k = 1.2$.



الشكل (3-25): موجة الصدم في مقدمة رصاصة وطائرة فوق صوتية

يظهر تفحص هذا الجدول أن M_y (عدد ماخ بعد الصدمة) هو دائماً أقل من الواحد وأن عدد ماخ قبل الصدمة هو فوق - صوتي، وأن عدد ماخ بعد الصدمة هو تحت - صوتي. نرى أيضاً أن الضغط السكوني ودرجة الحرارة والكثافة جميعها تزداد بعد الصدمة بينما يقل ضغط الركود.

نحصل على التغير في الانتروبي عبر الصدمة بتطبيق معادلة تغير - الانتروبي

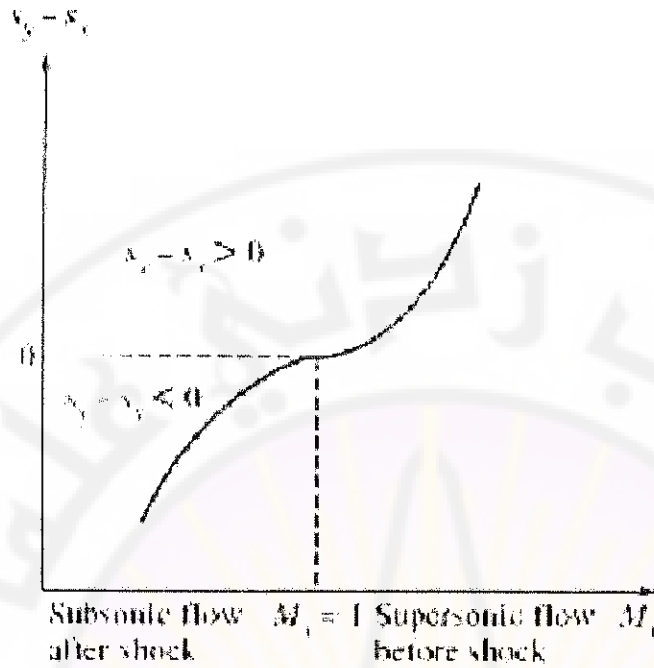
لغاز مثالي:

$$S_y - S_x = C_p \ln \frac{T_y}{T_x} - R \ln \frac{P_y}{P_x} \quad (42-3)$$

برسم العلاقة اللابعدية لتغير الانتروبي عبر الموجة العمودية $(S_y - S_x)/R$ مقابل

M_x على الشكل (3-26). نلاحظ أنه مادام المائع عبر الصدمة أديباتي وغير عكوسي،

فإن القانون الثاني يتطلب زيادة الانتروبي عبر موجة الصدم.



الشكل (3-26): تغير الانتروبي عبر صدمة عمودية

وهكذا، لا يمكن وجود موجة صدمية لقيم M_x أقل من الواحد، حيث تغير الانتروبي سيكون سالباً لجريان أدبياتي. توجد موجات الصدم فقط لجريان فوق صوتي $M_x > 1$.

مثال 3-12

مسألة

بين أن نقطة الانتروبي الأعظمية على منحنى fanno (النقطة a) لجريان أدبياتي مستقر لمائع في قناة، تطابق إلى سرعة الصوت $M = 1$.

الحل

بغياض أي تبادل للحرارة والعمل ولتغير الطاقة الكامنة، تكتب معادلة الطاقة للجريان المستقر.

$$h + \frac{V^2}{2} = \text{Constant}$$

بمفاضلة هذه العلاقة:

$$dh + VdV = 0$$

لمقطع جريان ثابت، تكتب معادلة الاستمرار لجريان مستقر (حفظ الكتلة):

$$\rho V = \text{constant}$$

بالتفاضل نجد:

$$\rho dV + Vd\rho = 0$$

بالحل بالنسبة إلى dV تعطي:

$$dV = -V \frac{d\rho}{\rho}$$

بالجمع مع معادلة الطاقة أعلاه، نجد:

$$dh - V^2 \frac{d\rho}{\rho} = 0$$

وهذه هي معادلة منحنى (fanno) بصيغة تفاضلية. في النقطة a (أي نقطة الانتروبي الأعظمية) $ds = 0$. ثم من علاقة $Tds = dh - \rho dp$ الثانية لدينا $dh = \rho dp = dp / \rho$ بالتعويض أعلاه:

$$\frac{dp}{\rho} - V^2 \frac{d\rho}{\rho} = 0 \quad \text{at } s = \text{const}$$

بالحل بالنسبة إلى V ، نجد:

$$V = \left(\frac{\partial p}{\partial \rho} \right)_s^{1/2}$$

والتي هي علاقة سرعة الصوت، المعادلة (11-3). أي أن البرهان كامل.

مثال 3-13

مسألة

بفرض أن الهواء الذي يجري في فوهة متقاربة — متباعدة في المثال (3-11) يطبق صدمة عمودية عند مخرج الفوهة كما هو مبين في الشكل أدناه، حدد ما يلي بعد الصدمة:

(a) ضغط الركود، الضغط السكوني، درجة الحرارة السكونية، والكثافة

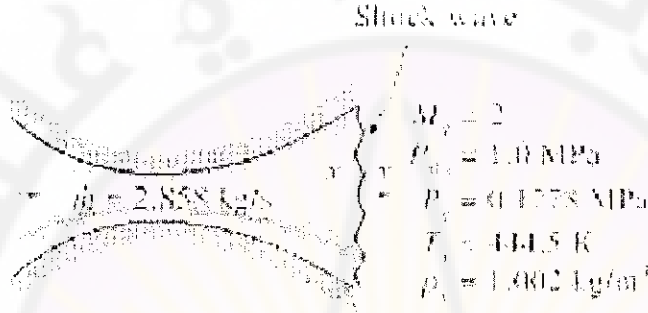
السكونية.

(b) تغير الانتروبي خلال الصدمة.

(c) سرعة الخروج.

(d) معدل الجريان الكتلي عبر الفوهة.

نفرض أن الجريان مستقر وأحادي البعد وايزنتروبي وأن $k=1.4$ من مدخل الفوهة حتى موقع الصدمة.



مخطط تمثيلي للمثال (3-13)

الحل

(a) خواص المائع عند مخرج الفوهة مباشرة قبل الصدمة (مشار إليها بـ x)، وقيمها المحسوبة في المثال (3-11) عند مخرج الفوهة:

$$P_{(o)x} = 1.0 \text{ Mpa} \quad P_x = 0.1278 \text{ Mpa} \quad T_x = 444.5 \text{ K} \quad \rho_x = 1.002 \text{ kg/m}^3$$

خواص المائع بعد الصدمة (مشار إليها بـ y) مرتبطة بتلك الخواص قبل الصدمة من خلال قيم التوابع المبينة في الجدول (A-35). نقرأ من أجل $M_x = 2.0$

$$M_y = 0.5774 \quad \frac{P_{(o)y}}{P_{(o)x}} = 0.7209 \quad \frac{P_y}{P_x} = 4.5000 \quad \frac{T_y}{T_x} = 1.6875 \quad \frac{\rho_y}{\rho_x} = 2.6666$$

بعدها ضغط الركود $P_{(o)y}$ ، ضغط السكون P_y ، درجة الحرارة السكونية T_y والكثافة السكونية ρ_y ، بعد حدوث الصدمة

$$P_{(o)y} = 0.7209 \quad P_{(o)x} = (0.7209)(1.0 \text{ Mpa}) = 0.7209 \text{ Mpa}$$

$$P_y = 4.5000 \quad P_x = (4.5000)(1.278 \text{ Mpa}) = 0.5751 \text{ Mpa}$$

$$T_y = 1.6875 \quad T_x = (1.6875)(444.5 \text{ K}) = 570.1 \text{ K}$$

$$\rho_y = 2.6666 \quad \rho_x = (2.6666)(1.002 \text{ kg/m}^3) = 2.672 \text{ kg/m}^3$$

(b) بفرض ثبوت الحرارة النوعية وباستخدام قيم من الجدول A-2a، تغير الانتروبي عبر الصدمة يصبح:

$$\begin{aligned} S_y - S_x &= C_p \ln \frac{T_y}{T_x} - R \ln \frac{P_y}{P_x} \\ &= [1.005 \text{ kg/(kgK)}] \ln(1.6875) - [0.287 \text{ kJ/(kgK)}] \ln(4.5000) \\ &= 0.0942 \text{ kJ/(kgK)} \end{aligned}$$

وهكذا تزداد انتروبي الهواء عندما تطبق صدمة عمودية، والتي هي لاعكسية على نحو كبير.

(c) يمكن تحديد سرعة الهواء بعد الصدمة من العلاقة $V_y = M_y a_y$ حيث a_y هي سرعة الصوت عند شروط الخروج بعد الصدمة:

$$\begin{aligned} V_y &= M_y a_y = M_y \sqrt{kRT_y} \\ V_y &= (0.5774) \sqrt{(1.4)[0.287 \text{ kJ/kgK}](750.1 \text{ K}) \left(\frac{1000 \text{ m}^2/\text{s}^2}{1 \text{ kJ/kg}} \right)} \\ V_y &= 317.5 \text{ m/s} \end{aligned}$$

(d) معدل الجريان الكتلي خلال فوهة متقاربة — متباعدة مع شروط صوتية عند مدخل العنق لا تتأثر بوجود موجات صدم في الفوهة. وهكذا، معدل الجريان الكتلي في هذه الحالة هو نفسه المحدد بالمثال (3-11):

$$G = 2.858 \text{ kg/s}$$

يمكن مراجعة هذه النتيجة بسهولة وذلك باستخدام خواص مستخدمة عند مخرج الفوهة بعد الصدمة.

يوضح هذا المثال بأن ضغط الركود والسرعة ينقصان بينما يزداد الضغط السكوني ودرجة الحرارة والكثافة والانتروبي عبر الصدمة. إن ارتفاع درجة حرارة

المائع في أسفل الجريان لموجة الصدم ذو اهتمام كبير لمهندس الطيران لأنه يسبب مشاكل في انتقال الحرارة عند مقدمة حروف الأجنحة ومخاريط المقدمة للكبسولات الفضائية العائدة إلى الأرض.

10.3 جريان الموائع عبر الفوهات والنواشر الحقيقية

الجزء الأعظم من دراستنا في هذا الفصل لجريان الموائع في الفوهات والنواشر تم تقريبه إلى الإجراء الايزنتروبي. يمكن بسهولة أن نرضي فضولنا بقياس بسيط للكميات ذات الاهتمام عند مخرج الجهاز ومقارنتهم بتلك الكميات المحسوبة تحت الظروف الايزنتروبية المفروضة لنفس شروط الدخول. وبالأخذ في الحسبان الفوهة فإن مردودها:

$$\eta_N = \frac{V_2^2 / 2}{V_{2s}^2 / 2} = \frac{\text{الطاقة الحركية الفعلية عند مخرج الفوهة}}{\text{الطاقة الحركية الايزنتروبية عند مخرج الفوهة لشروط الدخول وضغط الخروج نفسها}} \quad (43-3)$$

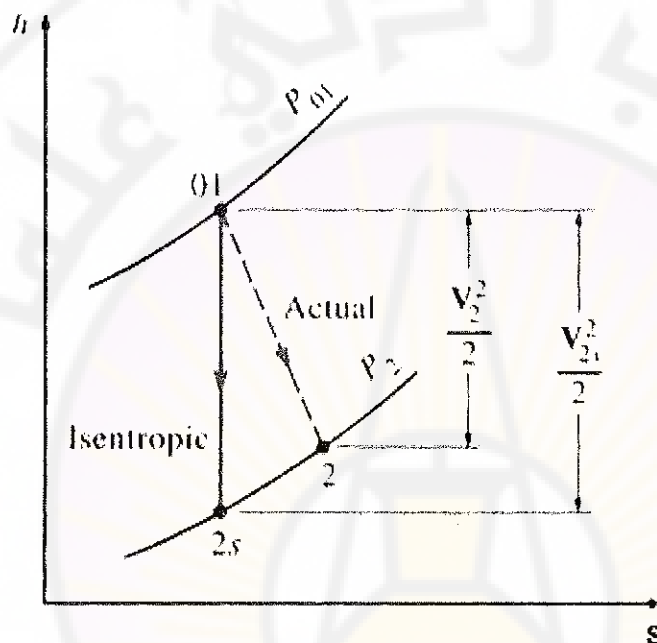
بكتابة معادلة الطاقة لكلا الإجراءين الحقيقي والاييزنتروبي وباستخدام تعريف انتالبي الركود، يمكن التعبير عن مردود الفوهة بالعلاقة:

$$\eta_N = \frac{h_{(0)1} - h_2}{h_{(0)1} - h_{2s}} \quad (44-3)$$

حيث: $h_{(0)1}$ انتالبي الركود للمائع عند مدخل الفوهة
 h_2 الانتالبي الفعلي عند مخرج الفوهة
 h_{2s} انتالبي الخروج تحت شروط الجريان الايزنتروبي من أجل نفس ضغط الخروج.

يبين الشكل (3-27) قيم الحدود التي تظهر في علاقة η_N وذلك على مخطط h-s.

تتراوح قيمة مردود الفوهة بين 90 و 99%، حيث يزداد هذا المردود مع اتساع الفوهة ووجود سطوح مستقيمة لهذه الفوهات. أي أن الفوهات الفعلية تشبه إلى حد كبير الفوهات ذات الشروط الايزننتروبية (عكسية وأديباتية) لأن جريان المائع في الفوهات الفعلية قريب جداً من الأديبات.



الشكل (3-27): الجريان الفعلي (غير العكوسي) والايزننتروبي بين حالة الدخول وضغط الخروج نفسها من الفوهة

إن السبب الرئيس لعدم العكسية في الفوهات (والنواشر) هو تأثير الاحتكاك الذي يتأخم غالباً المنطقة القريبة من سطوح الجدران والتي تدعى **الطبقة الحدية**. تملك الفوهات الكبيرة مردوداً أعلى لأن الطبقة الحدية لهذه الفوهات تشغل منطقة صغيرة من الحجم الكلي للجريان والسبب الآخر لعدم العكسية في الفوهات والنواشر هو انفصال الجريان، والذي يسبب دوامات قوية قرب جدران الفوهة. يحدث انفصال الجريان عندما يزداد سطح الجريان على نحو أسرع من تمدد المائع، ويجب تجنب هذه الحالة لدى تصميم الفوهة أو الناشر. إنه من غير المقبول للفوهات المتقاربة — المتباعدة أن يكون مردودها أقل من 90% بسبب زيادة عدم العكسية في المقطع المتباعد.

يستخدم معامل ثاني للتعبير عن أداء الفوهة يدعى **معامل السرعة** φ ويعرّف كما

يلي:

$$\varphi = \frac{V_2}{V_{2S}} = \frac{\text{السرعة الحقيقية عند مخرج الفوهة}}{\text{سرعة الخروج من الفوهة لجريان ايزنتروبي}} \quad (45-3)$$

من حالة الدخول نفسها إلى ضغط الخروج نفسه

$$\varphi = \sqrt{\eta_N} \quad (46-3)$$

هناك كمية هامة في تصميم الفوهة هي معدل التصريف الكتلي للمائع عبر الفوهة، والذي يتأثر أيضاً بعدم العكوسية. إن تأثير العكوسية على معدل التصريف الكتلي يبين عادة **بمعامل التصريف** C_D ، والذي يعرف على أنه:

$$C_D = \frac{G}{G_S} = \frac{\text{معدل التصريف الكتلي الفعلي عبر الفوهة}}{\text{معدل التصريف الكتلي عبر الفوهة لجريان ايزنتروبي}} \quad (47-3)$$

من حالة الدخول نفسها إلى ضغط الخروج نفسه

إذا خنقت الفوهة، فإن معدل التصريف الكتلي للحالة الايزنتروبية يحدد باستخدام سرعة الصوت والكثافة الحرجة عند عنق الفوهة.

باستخدام العلاقات المطورة في هذا الفصل، يمكن أن نبين أن نسبة الضغط الحرج لفوهة فعلية (غير عكوسية) مخنوقة هي أصغر من تلك لفوهة مثالية (ايزنتروبية).

مثال 3-14

مسألة

تدخل غازات احتراق ساخنة إلى فوهة متقاربة بدرجة حرارة ركود مقدارها $600k$ وبضغط ركود (a) $180kpa$ و (b) $100kpa$. حدد السرعة، درجة الحرارة والضغط عند مخرج الفوهة لضغط خلفي مقداره $60kpa$ ولمردود فوهة $\eta_N = 95\%$. افترض أن خواص غازات الاحتراق هي نفسها للهواء مع حرارة نوعية ثابتة و $k = 1.33$.

الحل

يبين الشكل التالي مخططاً توضيحياً للفوهة ومخطط $T-S$ لإجراءات التمدد. قبل أن نحاول تحديد السرعة عند مخرج الفوهة، يجب أن نعرف إذا كانت الفوهة مخنوقة. وإذا كان ذلك، فإن السرعة عند مخرج الفوهة ستكون مستقلة عن الضغط الخلفي، وستكون مساوية إلى سرعة الصوت (العلاقة 3-13). إذا لم تكن الفوهة مخنوقة، بعدها فإن سرعة الخروج من الفوهة تحدد من العلاقة (3-6). نفترض أن الفوهة أديباتيكية، وهكذا فإن انتالبي الركود للمائع تبقى ثابتة خلال الفوهة.

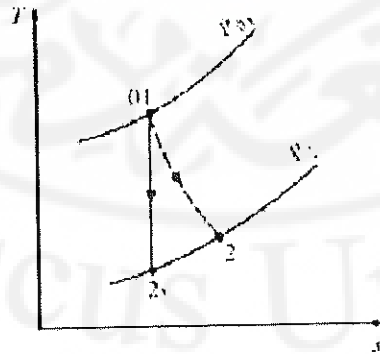
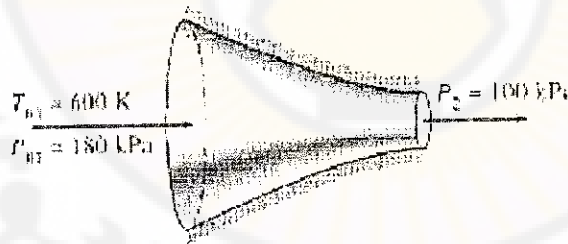
$$h_{(0)1} = h_{(0)2}$$

$$T_{(0)1} = T_{(0)2} = 600k$$

أو

حيث إن الحرارة النوعية ثابتة فرضاً.

يمكن أن نوجد إذا كانت الفوهة مخنوقة أم لا بحساب الضغط الحرج P^* عند مخرج الفوهة ومقارنته بالضغط الخلفي المحدد P_b . إذا كان $P^* > P_b$ ، فإن الفوهة مخنوقة، وإلا فهي ليست كذلك.



مخطط توضيحي ومخطط $T-S$ للمثال (3-14)

الضغط الحرج لفوهة متقاربة P^* هو الضغط الفعلي عند مخرج الفوهة عندما نصل إلى سرعة الصوت في هذا المقطع ($M_2 = 1$). لهذا الظرف فإن درجة الحرارة الفعلية T_2 والضغط عند مخرج الفوهة يحددان كما يلي:

$$\frac{T_2}{T_{(0)2}} = \frac{2}{k+1} \rightarrow T_2 = T_{(0)2} \left(\frac{2}{k+1} \right) = (600k) \left(\frac{2}{1.33+1} \right) = 515.0k$$

من أجل غاز مثالي ذي حرارات نوعية ثابتة، يمكن التعبير عن مردود الفوهة:

$$\eta_N = \frac{h_{(0)1} - h_2}{h_{(0)1} - h_{2s}} = \frac{C_p(T_{(0)1} - T_2)}{C_p(T_{(0)1} - T_{2s})} = \frac{T_{(0)1} - T_2}{T_{(0)1} - T_{2s}}$$

$$0.95 = \frac{600 - 515.0}{600 - T_{2s}}$$

$$T_{2s} = 510.5k$$

هنا $T^* = T_2 = 515.0k$ درجة الحرارة الفعلية لدى الخروج من الفوهة عند شروط صوتية، و $T_{2s} = 510.5k$ هي درجة حرارة الخروج التي يجب الوصول إليها عند شروط صوتية إذا كان الإجراء ايزنثروبيًا.

ضغط الخروج لكلا الحالتين الفعلية والايزنثروبية هو نفسه ويحدد من:

$$\frac{P_2}{P_{(0)1}} = \left(\frac{T_{2s}}{T_{(0)1}} \right)^{k/(k-1)} = \left(\frac{510.5k}{600k} \right)^{1.33/(1.33-1)} = 0.5215$$

$$P^* = P_2 = 0.5215 P_{(0)1}$$

(a) من أجل ضغط ركود مقداره $P_{(0)1} = 180kpa$ ، فإن الضغط الحرج هو:

$$P^* = 0.5215 P_{(0)1} = (0.5215)(180kpa) = 93.9kpa$$

وهو أكبر من الضغط الخلفي $P_b = 60kpa$. إذن، الفوهة مخنوقة في هذه الحالة، الضغط الفعلي عند مخرج الفوهة يساوي إلى الضغط الحرج، ودرجة الحرارة الفعلية عند مخرج الفوهة تساوي إلى درجة الحرارة الحرجة:

$$P_2 = P^* = 93.9kpa$$

$$T_2 = T^* = 515.0k$$

بالتأكيد؛ سرعة الخروج هي سرعة الصوت عند شروط الخروج الفعلية للفوهة، وتحدد من العلاقة (3-13):

$$V_2 = a_2 = \sqrt{kRT_2} = \sqrt{(1.33)[0.287 \text{ kJ} / (\text{kg} \cdot \text{K})](515.0 \text{ K}) \left(\frac{1000 \text{ m}^2 / \text{s}^2}{1 \text{ kJ} / \text{kg}} \right)}$$

$$= 443.4 \text{ m/s}$$

(b) لضغط الركود عند المدخل $P_{(0)1} = 100 \text{ kPa}$ ، فإن الضغط الحرج هو:

$$P^* = 0.5215 \quad P_{(0)1} = (0.5215)(100 \text{ kPa}) = 52.15 \text{ kPa}$$

وهو أقل من الضغط الخلفي $P_b = 60 \text{ kPa}$ ، أي إن الفوهة غير مخنوقة في هذه الحالة، والضغط عند مخرج الفوهة يساوي إلى الضغط الخلفي المحدد:

$$P_2 = P_b = 60 \text{ kPa}$$

درجة الحرارة الفعلية عند مخرج الفوهة يمكن إيجادها بتحديد درجة الحرارة الايزنتروبية عند المخرج وبعدها باستخدام علاقة η_N :

$$\frac{T_{2S}}{T_{(0)1}} = \left(\frac{P_2}{P_{(0)1}} \right)^{(k-1)/k} \rightarrow T_{2S} = (600 \text{ K}) \left(\frac{60 \text{ kPa}}{100 \text{ kPa}} \right)^{(1.33-1)/1.33} = 528.6 \text{ K}$$

$$\eta_N = \frac{T_{(0)1} - T_2}{T_{(0)1} - T_{2S}} \quad \text{و:}$$

$$0.95 = \frac{600 - T_2}{600 - 528.6} \rightarrow T_2 = 532.2 \text{ K} \quad \text{أي:}$$

تحدد سرعة الخروج الفعلية من العلاقة (3-6)، وهي:

$$V_2 = \sqrt{2C_p(T_{(0)1} - T_2)} = \sqrt{2[1.005 \text{ kJ} / (\text{kg} \cdot \text{K})][(600 - 532.2) \text{ K}] \left(\frac{1000 \text{ m}^2 / \text{s}^2}{1 \text{ kJ} / \text{kg}} \right)}$$

$$= 369.2 \text{ m/s}$$

صممت النواشر لتؤدي دوراً معاكساً للفوهات أي لزيادة ضغط المائع نتيجة لتباطؤه. وهكذا فإن النواشر تعتبر من ناحية إمكاناتها لتحويل الطاقة الحركية للمائع إلى زيادة في ضغط هذا المائع. يقيم أداء الناشر بمقارنته مع ناشر مثالي يبطئ المائع ايزنتروبياً (عملية ركود ايزنتروبي).

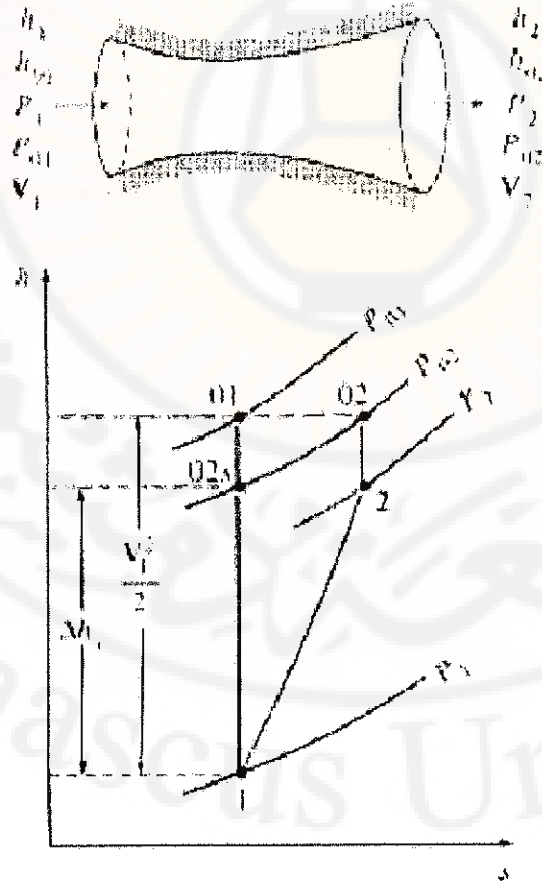
وجدنا في الفقرة (3-2) أن الانثالي لمائع (ودرجة حرارته، إذا كان المائع غاز مثالي) تبقى ثابتة خلال عملية ركود أدبياتي سواء أكانت هذه العملية ايزنتروبية أم لا.

يزداد ضغط المائع خلال عملية كهذه، ويكون هذا الضغط أعظماً عندما تكون العملية ايزنتروبية. وهكذا فإن الجريان الايزنتروبي عبر ناشر يمكن أن يستخدم كأساس من أجل تقدير أداء الناشر الفعلي.

يعبر عادة عن أداء الناشر بعبارة **مردود الناشر** η_D بالعلاقة:

$$\eta_D = \frac{\Delta h_s}{V_1^2 / 2} = \frac{h_{(0)2s} - h_1}{h_{(0)1} - h_1} \quad (48-3)$$

حيث $V_1^2 / 2$ الطاقة الحركية الأعظمية المتاحة لتتحول إلى ارتفاع ضغط و Δh_s تمثل الطاقة الحركية التي يمكن تحويلها إلى ارتفاع ضغط إذا صرف المائع عند المخرج الفعلي لضغط الركود. هاتان الكميتان متطابقتان من أجل ناشر ايزنتروبي، حيث الضغط الفعلي للركود عند المخرج في هذه الحالة يصبح مساوياً إلى ضغط الركود عند المدخل، مما يعطي مردوداً للناشر مقداره 100%.



الشكل (3-28): رسم توضيحي ومخطط $h-s$ لتعريف مردود الناشر

يمكن فهم هذا التعريف على نحو أفضل بمساعدة مخطط $h-s$ المبين في الشكل (28-3). على هذا المخطط الحالات 1 و (0)1 هما الحالة الفعلية وحالة الركود عند مدخل الناشر، بينما الحالات 2 و (0)2 هما الحالة الفعلية وحالة الركود عند مخرج الناشر، والحالة (0)2s هي حالة مفترضة للمخرج التي يمكن الوصول إليها إذا كان تحول المائع ايزنتروبياً في الناشر إلى ضغط ركود المخرج. الحالات 2 و (0)2 تتطابقان عندما تصبح سرعة الخروج من الناشر قريبة من الصفر.

مثال 3-15

مسألة

يدخل الهواء إلى ناشر بسرعة $200m/s$ ، ضغط الركود $0.4Mpa$ ، ودرجة حرارة الركود $500k$. سرعة الخروج من الناشر هي $100m/s$. بفرض أن مردود الناشر يساوي 90%، حدد:

(a) معامل ارتفاع الضغط

(b) نسبة سطح المخرج إلى سطح المدخل

الحل

يبين الشكل التالي رسم تخطيطي للناشر ومخطط $T-S$ للعمليات. نفترض أن الهواء غاز مثالي وذو حرارات نوعية ثابتة و $k=1.4$. باعتبار الناشر أديباتي وأن انشالبي الركود للهواء تبقى ثابتة أثناء جريانه المستقر عبر الناشر:

$$T_{(0)2} = T_{(0)1} = 500k$$

(a) نوجد درجة الحرارة السكونية عند مدخل الناشر من العلاقة (3-6):

$$T_1 = T_{(0)1} - \frac{V_1^2}{2C_p} = (500k) - \frac{(200m/s)^2}{2[1.005kJ/(kg.k)]} \left(\frac{1kJ/kg}{1000m^2/s^2} \right) = 480.1k$$

وبالتالي فإن ضغط السكون عند المدخل هو:

$$P_1 = P_{(0)1} \left(\frac{T_1}{T_{(0)1}} \right)^{k/(k-1)} = (400kpa) \left(\frac{480.1k}{500k} \right)^{1.4/(1.4-1)} = 347.0kpa$$

لغاز مثالي مع حرارات نوعية ثابتة، يمكن التعبير عن مردود الناشر بالعلاقة:

$$\eta_D = \frac{h_{(0)2S} - h_1}{h_{(0)1} - h_1} = \frac{T_{(0)2S} - T_1}{T_{(0)1} - T_1}$$

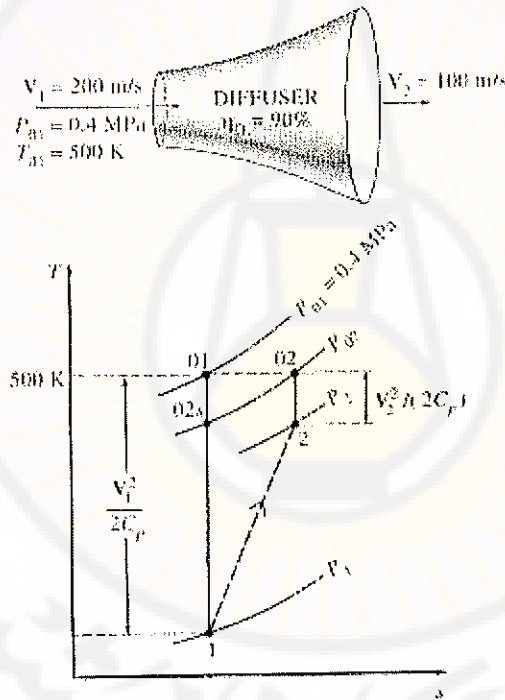
بالتطبيق نجد:

$$0.90 = \frac{T_{(0)2S} - 480.1}{500 - 480.1} \rightarrow T_{(0)2S} = 498.0k$$

بملاحظة أن $P_{(0)2} = P_{(0)2S}$ ، نرى أن علاقة الايزنتروب بين الحالتين 1 و (0)2S تعطي:

$$P_{(0)2} = P_{(0)2S} = P_1 \left(\frac{T_{(0)2S}}{T_1} \right)^{k/(k-1)} = (347.0kpa) \left(\frac{498.0k}{480.1k} \right)^{1.4/(1.4-1)}$$

$$= 394.4kpa$$



رسم توضيحي للناسر ومخطط $T-S$ للمثال (15-3)

إذن:

$$T_2 = T_{(0)2} - \frac{V_2^2}{2C_p} = 500k - \frac{(100m/s)^2}{2[1.005kJ/(kg.k)]} \left(\frac{1kJ/kg}{1000m^2/s^2} \right) = 495.0k$$

بعدها يصبح ضغط السكون عند المخرج:

$$P_2 = P_{(0)2} \left(\frac{T_2}{T_{(0)2}} \right)^{k/(k-1)} = (394.4 \text{ kpa}) \left(\frac{495.0 \text{ k}}{500 \text{ k}} \right)^{1.4/(1.4-1)} = 380.8 \text{ kpa}$$

بتعويض هذه القيم في العلاقة (3-50) فإن معامل ارتفاع الضغط المطلوب:

$$C_{PR} = \frac{P_2 - P_1}{P_{(0)1} - P_1} = \frac{380.8 - 347.0}{400 - 347.0} = 0.638$$

(b) نسبة سطح المخرج/المدخل، يمكن الحصول عليها بتطبيق علاقة حفظ الكتلة لجريان مستقر ومعادلة الحالة $\rho = P/(RT)$:

$$\begin{aligned} G &= \rho_1 A_1 V_1 = \rho_2 A_2 V_2 \\ \frac{A_2}{A_1} &= \frac{\rho_1 V_1}{\rho_2 V_2} = \frac{[P_1/(RT_1)]V_1}{[P_2/(RT_2)]V_2} = \frac{P_1 T_2 V_1}{P_2 T_1 V_2} \\ &= \frac{(347.0 \text{ kpa})(495.0 \text{ k})(200 \text{ m/s})}{(380.8 \text{ kpa})(480.1 \text{ k})(100 \text{ m/s})} \\ &= 1.879 \end{aligned}$$

يتراوح مردود الناشر بين 90 إلى 100% تقريباً للنواشر تحت الصوتية، كما يقل مع زيادة عدد ماخ.

مقياس آخر لقابلية الناشر على زيادة ضغط المائع هو معامل استعادة الضغط F_P ، الذي يمثل ضغط الركود الفعلي لمائع عند مخرج الناشر منسوباً إلى ضغط الركود الأعظمي الممكن. ويعرّف كما يلي:

$$F_P = \frac{\text{ضغط الركود الفعلي عند مخرج الناشر}}{\text{ضغط الركود الايزنتروبي}} = \frac{P_{(0)2}}{P_{(0)1}} \quad (49-3)$$

لناشر ايزنتروبي $P_{(0)2} = P_{(0)1}$ ، ومكذا $F_P = 1$. هذه القيمة ستكون أقل لنواشر فعلية بسبب انخفاض ضغط الركود كنتيجة لعدم العكوسية.

يستخدم معامل ثالث عادة لتقرير أداء الناشر ويدعى **معامل ارتفاع الضغط** C_{PR} . يعتمد هذا البارامتر على فكرة أن الناشر يستخدم لزيادة الضغط السكوني للجريان،

ويعرف على أنه النسبة بين ارتفاع الضغط الفعلي في الناشر إلى ارتفاع الضغط الذي يمكن تحقيقه إذا كانت العملية ايزنتروبية:

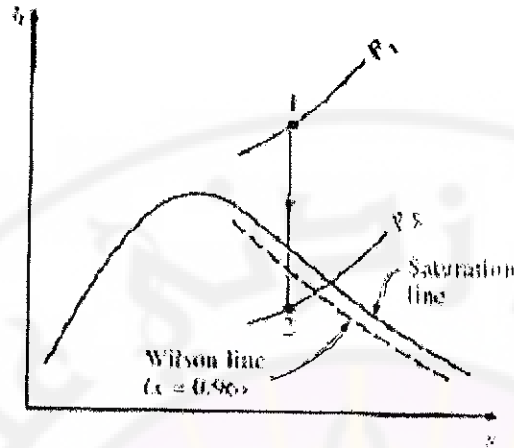
$$C_{PR} = \frac{\text{ارتفاع الضغط الفعلي}}{\text{ارتفاع الضغط الايزنتروبي}} = \frac{P_2 - P_1}{P_{(0)} - P_1} \quad (50-3)$$

تعتمد قيمة معامل ارتفاع الضغط على خاصية الجريان وشكل الناشر، وهو أقل من 0.8 لمعظم النواشر.

11.3 فوهات البخار

ينحرف سلوك بخار الماء عند الضغوط المتوسطة والعالية على نحو كبير عن الغاز المثالي، وهكذا فإن معظم العلاقات التي طورت بالنسبة للغاز المثالي لا تطبق على جريان البخار عبر الفوهات أو ممرات الريش التي تصادفها في العنفات البخارية. من المفترض أن خواص البخار كالاتحالي هي تابعة للضغط ودرجة الحرارة وليس هناك علاقات خواص بسيطة تربط بينها، كما أن تحليل جريان البخار عبر فوهة ليس بالأمر السهل. غالباً، يصبح من الضروري استخدام جداول البخار ومخطط h-s للبخار، أو برنامج حاسبي لخواص البخار.

هناك تعقيدات إضافية تحدث أثناء تمدد البخار عبر الفوهات ولاسيما تمدد البخار في منطقة الإشباع، كما هو مبين في الشكل (3-29). بينما يتمدد البخار في الفوهة، ينخفض ضغطه ودرجة حرارته، ومن الطبيعي القول أن تكاثف البخار سيبدأ عندما يرتطم بخط الإشباع، ولكن هذا لا يحدث دائماً. بسبب السرعات العالية، فإن زمن بقاء البخار في الفوهة صغير، وبالتالي ليس هناك زمن كاف للانتقال الضروري للحرارة وتشكل قطرات السائل. وبالنتيجة فإن تكاثف البخار يمكن أن يتأخر قليلاً. تعرف هذه الظاهرة بالإشباع الزائد، ويدعى البخار الموجود في المنطقة الرطبة دون احتوائه على أي سائل (بالبخار زائد إشباع). حالات الإشباع الزائد غير متوازنة أو (شبه مستقرة).



الشكل (3-29): مخطط h-s لتمدد ايزنتروبي للبخر في فوهة

خلال عملية التمدد، يصل البخار إلى درجة حرارة أقل من تلك المطلوبة أعلاه لبدء عملية التكاثف. عندما تهبط درجة الحرارة بكمية كافية تحت درجة حرارة الإشباع الموافق للضغط المحلي، تتشكل مجموعات من قطرات بخار رطبة ذات حجم كاف، ويحدث التكاثف بسرعة. المحل الهندسي للنقاط التي يحدث عندها التكاثف لا تتعلق بدرجة الحرارة والضغط البدائيين عند مدخل الفوهة ويدعى بخط ويلسون. يربط خط ويلسون بين 4 إلى 5% من منحنيات الرطوبة في منطقة الإشباع على مخطط h-s للبخر، وهو يقترب غالباً من خط 4% رطوبة. وهكذا، فإن البخار الجاري بسرعة عالية عبر فوهة من المفترض أن يبدأ بالتكاثف عند قطع خط الرطوبة 4%.

تعتمد نسبة الضغط الحرج $P^*/P_{(0)}$ للبخار على حالة الدخول للفوهة وعلى حالة البخار إذا كان زائد تسخين أو مشبع عند مدخل الفوهة. مع ذلك، فإن معادلة الغاز المثالي التالية لنسبة الضغط الحرج، تعطي نتائج معقولة على مدى كبير لحالات الدخول. كما هو مشار في الجدول (2-3) مع نسبة الحرارة النوعية لبخار محمص تساوي إلى $k=1.3$. وهكذا تصبح نسبة الضغط الحرج:

$$\frac{P^*}{P_{(0)}} = \left(\frac{2}{k+1} \right)^{k/(k-1)} = 0.546$$

عندما يدخل البخار إلى الفوهة في حالة بخار مشبع عوضاً عن بخار زائد تسخين (ما يحدث عادة في المراحل الأخيرة من العنفة البخارية)، تؤخذ نسبة الضغط الحرج مساوية لـ 0.576، والتي تطابق إلى نسبة حرارات نوعية $k=1.4$.

مثال 3-16

مسألة

يدخل البخار إلى فوهة متقاربة — متباعدة عند 2 Mpa و 400°C بسرعة مهمة وبمعدل تصريف 2.5 kg/sec ويخرج بضغط مقداره 300 kpa. الجريان ايزنتروبي بين المدخل والعنق، والمردود الكلي للفوهة هو 93%. حدد:

(a) سطح مقطع العنق ومخرج الفوهة.

(b) عدد ماخ عند العنق ومخرج الفوهة.

الحل

ندرس حالات المدخل والعنق والمخرج 1 و t و 2 على التوالي، كما هو مبين في الشكل أدناه. لاحظ أن الجريان ايزنتروبي بين المدخل والعنق، وأديباتي غير عكوسي بين العنق والمخرج.

(a) بما أن سرعة الدخول مهمة، فإن حالتي الركود والسكون متطابقتين. نسبة ضغط الخروج إلى ضغط الركود هي:

$$\frac{P_2}{P_{(0)1}} = \frac{300\text{kpa}}{2000\text{kpa}} = 0.15$$

وهي أقل كثيراً من نسبة الضغط الحرج، والتي تساوي $P^* / P_{(0)1} = 0.546$ حيث البخار محمص عند مدخل الفوهة. أي أن الجريان بالتأكيد فوق صوتي عند المخرج. بعدها السرعة عند العنق هي سرعة الصوت، والضغط في العنق هو:

$$P_t = 0.546 P_{(0)1} = (0.546)(2\text{Mpa}) = 1.09\text{Mpa}$$

عند المدخل:

$$\left. \begin{aligned} P_1 &= P_{(0)1} = 2 \text{ Mpa} \\ T_1 &= T_{(0)1} = 400^\circ \text{C} \end{aligned} \right\} \begin{aligned} h_1 &= h_{(0)1} = 3247.6 \text{ kJ/kg} \\ S_1 &= S_t = S_{2s} = 7.1271 \text{ kJ/(kg.k)} \end{aligned}$$

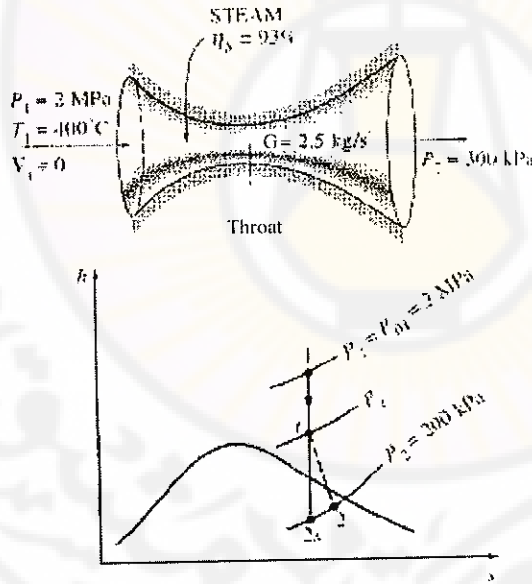
أيضاً عند العنق:

$$\left. \begin{aligned} P_t &= 1.09 \text{ Mpa} \\ S_t &= 7.1271 \text{ kJ/(kg.k)} \end{aligned} \right\} \begin{aligned} h_t &= 3076.1 \text{ kJ/kg} \\ g_t &= 0.2420 \text{ m}^3/\text{kg} \end{aligned}$$

بعدها تحدد السرعة عند العنق من العلاقة (5-3):

$$V_t = \sqrt{2(h_{(0)1} - h_t)} = \sqrt{2(3247.6 - 3076.1) \text{ kJ/kg} \left(\frac{1000 \text{ m}^2/\text{s}^2}{1 \text{ kJ/kg}} \right)}$$

$$= 585.7 \text{ m/s}$$



رسم توضيحي للفوهة ومخطط h-s للجريان في المثال (3-16)

يحدد مقطع الجريان عند العنق من علاقة معدل التدفق الكتلي:

$$A_t = \frac{G g_t}{V_t} = \frac{(2.5 \text{ kg/s})(0.2420 \text{ m}^3/\text{kg})}{585.7 \text{ m/s}} = 10.33 \times 10^{-4} \text{ m}^2$$

$$= 10.33 \text{ cm}^2$$

في الحالة 2s،

$$\left. \begin{aligned} P_s &= P_2 = 300 \text{ kpa} \\ S_{2s} &= S_1 = 7.1271 \text{ kJ} / (\text{kg.k}) \end{aligned} \right\} h_{2s} = 2781.9 \text{ kJ} / \text{kg}$$

تحدد الانثالبي الفعلية للبخر عند المخرج من العلاقة:

$$\eta_N = \frac{h_{(0)1} - h_2}{h_{(0)1} - h_{2s}}$$

$$0.93 = \frac{3247.6 - h_2}{3247.6 - 2781.9} \rightarrow h_2 = 2814.5 \text{ kJ} / \text{kg}$$

بناء عليه:

$$\left. \begin{aligned} P_2 &= 300 \text{ kpa} \\ h_2 &= 2814.5 \text{ kJ} / \text{kg} \end{aligned} \right\} \begin{aligned} g_2 &= 0.6764 \text{ m}^3 / \text{kg} \\ S_2 &= 7.2009 \text{ kJ} / (\text{kg.k}) \end{aligned}$$

بعدها سرعة الخروج تكون:

$$V_2 = \sqrt{2(h_{(0)1} - h_2)} = \sqrt{2(3247.6 - 2814.5) \text{ kJ} / \text{kg} \left(\frac{1000 \text{ m}^2 / \text{s}^2}{1 \text{ kJ} / \text{kg}} \right)}$$

$$= 930.7 \text{ m} / \text{s}$$

وهكذا سطح المقطع عند الخروج:

$$A_2 = \frac{G g_2}{V_2} = \frac{(2.5 \text{ kg} / \text{s})(0.6764 \text{ m}^3 / \text{kg})}{930.7 \text{ m} / \text{s}} = 18.17 \times 10^{-4} \text{ m}^2 = 18.17 \text{ cm}^2$$

(b) نحدد سرعة الصوت وأعداد ماخ في العنق ومخرج الفوهة باتباع نفس الطريقة في المثال (7-3) وبتبديل الكميات التفاضلية بفروقها:

$$a = \left(\frac{\partial P}{\partial \rho} \right)_s^{1/2} \cong \left[\frac{\Delta P}{\Delta(1/\rho)} \right]_s^{1/2}$$

تحدد سرعة الصوت في العنق بتقدير الحجم النوعي عند الشروط $S_1 = 7.127 \text{ kJ}/(\text{kg.k})$ والضغط 1.115 و $(P_1 \pm 25 \text{ kpa})$:

$$a = \sqrt{\frac{(1115 - 1065) \text{ kpa}}{(1/0.2378 - 1/0.2464) \text{ kg/m}^3} \left[\frac{1000 \text{ m}^2/\text{s}^2}{1(\text{kpa.m}^3)/\text{kg}} \right]} = 583.7 \text{ m/s}$$

تحدد سرعة الصوت في العنق من المعادلة (3-14):

$$M = \frac{V}{a} = \frac{585.7 \text{ m/s}}{583.7 \text{ m/s}} = 1.003$$

أي إن الجريان في العنق صوتي، كما هو متوقع. الانحراف البسيط لقيمة عدد ماخ من الواحد ناشئ عن تبديل الفروق بالتفاضل.

سرعة الصوت وعدد ماخ عند مخرج الفوهة يحددان بتقدير الحجم النوعي عند $S_2 = 7.2009 \text{ kJ}/(\text{kg.k})$ والضغط 325 و $(P_2 \pm 25 \text{ kpa})$:

$$a = \sqrt{\frac{(325 - 275) \text{ kpa}}{(1/0.6363 - 1/0.7228) \text{ kg/m}^3} \left[\frac{1000 \text{ m}^2/\text{s}^2}{1(\text{kpa.m}^3)/\text{kg}} \right]} = 515.6 \text{ m/s}$$

$$M = \frac{V}{a} = \frac{930.7 \text{ m/s}}{515.7 \text{ m/s}} = 1.805$$

و: أي إن جريان البخار عند مخرج الفوهة فوق صوتي.

12.3 ملخص

درسنا سابقاً المظاهر الترموديناميكية للجريان السريع للموائع. من المناسب للجريان السريع للموائع أن نجمع الانتالبي والطاقة الحركية للمائع في حد واحد يدعى بحالة الركود أو الانتالبي الكلية $h_{(0)}$ والتي تعرف كالتالي:

$$h_{(0)} = h + \frac{v^2}{2} \quad (\text{kJ/kg})$$

خواص المائع في حالة الركود تدعى بخواص الركود (stagnation properties) ويشار إليها بـ (0). يشار إلى درجة حرارة الركود لغاز مثالي ذو حرارة نوعية ثابتة بـ:

$$T_{(0)} = T + \frac{v^2}{2c_p}$$

التي تمثل درجة حرارة الغاز المثالي التي يصلها عندما يعاد إلى حالة الركود أديباتيكياً. خواص الركود (الايزنثروبي) لغاز مثالي ترتبط مع الخواص الساكنة للمائع بـ:

$$\frac{P_{(0)}}{P} = \left(\frac{T_{(0)}}{T} \right)^{k/(k-1)}$$

$$\frac{\rho_{(0)}}{\rho} = \left(\frac{T_{(0)}}{T} \right)^{1/(k-1)}$$

عند استخدام انثالبي الركود، فإن معادلة حفظ الطاقة لجريان مستقر وحيد الاتجاه، يمكن كتابتها:

$$q - w = (h_{(0)2} - h_{(0)1}) + g(z_2 - z_1)$$

حيث $h_{(0)1}$ ، $h_{(0)2}$ الانثالبي الكلية في الحالات 1 و 2 على التوالي. السرعة التي يحدث عندها تغير متناهي في الصغر لموجة ضغط تعبر خلال الوسط هي سرعة الصوت (أو السرعة الصوتية) ويعبر عنها بـ:

$$a^2 = \left(\frac{\partial P}{\partial \rho} \right)_s$$

وتصبح لغاز مثالي:

$$a = \sqrt{KRT}$$

عدد ماخ هو النسبة بين السرعة الفعلية للمائع إلى سرعة الصوت في نفس الحالة:

$$M = \frac{V}{a}$$

يدعى الجريان صوتي عندما، $M=1$ ، تحت صوتي عندما، $M<1$ ، فوق صوتي عندما، $M>1$ ، وهيبر سونيك عندما $M>>1$ ، وترانز سونيك عندما $M \approx 1$.

تدعى الفوهات ذات الجريان المتقارب المقطع باتجاه الجريان بالفوهات المتقاربة. الفوهات التي مقطع الجريان فيها يتناقص أولاً وبعدها يتباعد تدعى بالفوهات المتقاربة — المتباعدة. موقع أصغر مقطع للجريان في الفوهة يدعى بالحلق أو العنق. أعلى سرعة يمكن للجريان أن يتسارع إليها في فوهة متقاربة هي سرعة الصوت. أما تسارع المائع إلى سرعات فوق صوتية فإنه يمكن فقط في فوهات متقاربة — متباعدة. في جميع الفوهات المتقاربة — المتباعدة فوق الصوتية، فإن سرعة الجريان عند عنق الفوهة تساوي إلى سرعة الصوت.

يمكن التعبير عن نسب الركود إلى خواص الاستقرار للغازات المثالية مع درجات نوعية ثابتة بدلالة عدد ماخ كما يلي:

$$\begin{aligned}\frac{T_{(0)}}{T} &= 1 + \left(\frac{k-1}{2} \right) M^2 \\ \frac{P_{(0)}}{P} &= \left[1 + \left(\frac{k-1}{2} \right) M^2 \right]^{k/(k-1)} \\ \frac{\rho_{(0)}}{\rho} &= \left[1 + \left(\frac{k-1}{2} \right) M^2 \right]^{1/(k-1)}\end{aligned}$$

عندما $M=1$ ، فإن نسب خواص السكون إلى الركود لدرجة الحرارة والضغط

والكتلة الحجمية تدعى بالنسب الحرجة والتي يشار إليها بنجمة:

$$\begin{aligned}\frac{T^*}{T_{(0)}} &= \frac{2}{k+1} \\ \frac{P^*}{P_{(0)}} &= \left(\frac{2}{k+1} \right)^{k/(k-1)} \\ \frac{\rho^*}{\rho_{(0)}} &= \left(\frac{2}{k+1} \right)^{1/(k-1)}\end{aligned}$$

يدعى الضغط خارج مقطع الخروج من الفوهة بالضغط الخلفي. من أجل جميع الضغوط الخلفية الأقل من P^* ، فإن الضغط عند مقطع الخروج لفوهة متقاربة يساوي إلى

P^* ، عدد ماخ عند مقطع الخروج يساوي الواحد، ومعدل الجريان الكتلي يكون بقيمته الأعظمية (مخنوق choked).

تحت شروط عمل مستقرة، فإن معدل الجريان الكتلي عبر الفوهة ثابت ويمكن التعبير عنه:

$$G = \frac{AMP_{(0)} \sqrt{K / (RT_{(0)})}}{\left[1 + (k-1)M^2 / 2\right]^{(k+1)/[2(k-1)]}}$$

التغير في مقطع الجريان A عبر الفوهة بالنسبة إلى مقطع العنق A^* لنفس معدل الجريان الكتلي وخواص الركود لغاز مثالي خاص هو:

$$\frac{A}{A^*} = \frac{1}{M} \left[\left(\frac{2}{k+1} \right) + \left(1 + \frac{k-1}{2} M^2 \right) \right]^{(k+1)/[2(k-1)]}$$

يعرف البارامتر M^* بأنه النسبة بين السرعة المحلية إلى سرعة الصوت عند الحلق ($M=1$)

$$M^* = \frac{V}{a^*}$$

ويمكن التعبير عنه بالعلاقة:

$$M^* = M \sqrt{\frac{k+1}{2 - (k-1)M^2}}$$

في بعض مجال الضغط الخلفي، يصل المائع إلى سرعة الصوت في عنق فوهة متقاربة — متباعدة ويتسارع إلى سرعات فوق صوتية في المقطع المتباعد (خنق عادي)، مما يسبب ارتفاعاً مفاجئاً بالضغط ودرجة الحرارة، وهبوطاً مفاجئاً بالسرعة إلى مستويات تحت صوتية. الجريان عبر الخنق غير عكوسي على نحو كبير، وهكذا لا يمكن تقريبه من الايزنتروبي. خواص الغاز المثالي مع حرارت نوعية ثابتة قبل (الإشارة x) وبعد (الإشارة y) لخنق ترتبط بالعلاقات التالية:

$$\begin{aligned}
T_{(0)x} &= T_{(0)y} \\
\frac{T_y}{T_x} &= \frac{1 + M_x^2(k-1)/2}{1 + M_y^2(k-1)/2} \\
\frac{P_y}{P_x} &= \frac{M_x \sqrt{1 + M_x^2(k-1)/2}}{M_y \sqrt{1 + M_y^2(k-1)/2}} \\
M_y^2 &= \frac{M_x^2 + 2/(k-1)}{2M_x^2 k/(k-1) - 1}
\end{aligned}$$

تغير الانتروبي عبر الخنق يمكن الحصول عليه بتطبيق معادلة تغير الانتروبي لغاز مثالي عبر الخنق:

$$S_y - S_x = C_p \ln \frac{T_y}{T_x} - R \ln \frac{P_y}{P_x}$$

انحراف الفوهات الحقيقية عن تلك الايزنتروبية يعبر عنه بمردود الفوهة η_N ومعامل سرعة الفوهة φ ، ومعامل التصريف C_D ، والتي تعرف كما يلي:

$$\eta_N = \frac{V_2^2/2}{V_{2s}^2/2} = \frac{\text{الطاقة الحركية الفعلية عند مخرج الفوهة}}{\text{الطاقة الحركية للجريان الايزنتروبي عند مخرج الفوهة لحالة الدخول نفسها ولضغط الخروج نفسه}}$$

$$= \frac{h_{(0)1} - h_2}{h_{(0)1} - h_{2s}}$$

$$\varphi = \frac{V_2}{V_{2s}} = \frac{\text{السرعة الفعلية عند الخروج}}{\text{السرعة عند المخرج لجريان ايزنتروبي}} = \sqrt{\eta_N}$$

$$C_D = \frac{G}{G_s} = \frac{\text{معدل الجريان الكتلي الفعلي عبر الفوهة}}{\text{معدل الجريان الكتلي عبر الفوهة لجريان ايزنتروبي}} \\ \text{لحالة الدخول نفسها ولضغط الخروج نفسه}$$

حيث $h_{(0)1}$ هي انتالبي الركود للمائع عند مدخل الفوهة و h_2 هي الانتالبي الفعلية عند المخرج و h_{2s} هي انتالبي الخروج تحت شروط جريان ايزنتروبية لنفس ضغط الخروج. نبين أن خواص الناشر يعبر عنها بمردود الناشر η_D ، معامل استرداد الضغط F_p ، ومعامل زيادة الضغط C_{PR} ، وتعرف كما يلي:

$$\eta_D = \frac{\Delta h_s}{v_1^2 / 2} = \frac{h_{(0)2s} - h_1}{h_{(0)1} - h_1}$$

$$F_p = \frac{\text{ضغط الركود الفعلي عند مخرج الناشر}}{\text{ضغط الركود الايزنتروبي عند مدخل الناشر}} = \frac{P_{(0)2}}{P_{(0)1}}$$

$$C_{PR} = \frac{\text{زيادة الضغط الفعلي}}{\text{زيادة الضغط الايزنتروبي}} = \frac{P_2 - P_1}{P_{(0)1} - P_1}$$

غالباً ما ينحرف سلوك البخار عن سلوك الغاز المثالي، وليست هناك علاقات خواص بسيطة متاحة لذلك. وهكذا فإنه من الضروري استخدام جداول البخار بدلاً من علاقات الغاز المثالي. نسبة الضغط الحرج للبخار $\frac{P^*}{P_{(0)}}$ غالباً ما تؤخذ مساوية إلى 0.546، التي تطابق نسبة حرارات نوعية $k=1.3$ للبخار المحمص. في السرعات العالية، لا يبدأ البخار بالتكاثف عند مصادفة خط الإشباع، وتوجد حالة زيادة إشباع جوهرية. حالات زيادة الإشباع هي حالات غير متوازنة (أو شبه مستقرة)، ويجب الحيلة في التعامل مع هذه الحالات.



تحويلات الطاقة في مرحلة عنفية

1.4 تمهيد

2.4 المعادلات الرئيسية لجريان مائع قابل للانضغاط في مرحلة عنفية

1.2.4 معادلة الحالة

2.2.4 معادلة الاستمرار

3.2.4 معادلة كمية الحركة

4.2.4 معادلة حفظ الطاقة

3.4 الخواص والبارامترات الأساسية للجريان في الأفقية

4.4 علاقات العمل المحرك الناتج من جريان البخار داخل دولاب العنف

1.4.4 نظرية الآلات العنفيه: معادلة أويلر

2.4.4 التعبير الميكانيكي للعمل المحرك

3.4.4 التعبير الطاقوي للعمل المحرك

5.4 جريان المائع في الحركة النسبية

6.4 معامل الارتداد أو درجة رد الفعل

1.6.4 التعبير الحركي لدرجة الارتداد

2.6.4 التعبير الهندسي لدرجة الارتداد

3.6.4 التعبير الترموديناميكي لدرجة الارتداد

7.4 التمدد على منحني موليه (H-S) لمراحل مختلفة

1.7.4 مرحلة ذات درجة ارتداد $R=0.5$

2.7.4 مرحلة ذات فعل صافي $R=0$

3.7.4 مرحلة دون تمدد في الدولاب $P_1=P_2$

4.7.4 مرحلة ذات ارتداد صافي $R=1$

5.7.4 مرحلة دون تمدد في الفوهة $P_0=P_1$

6.7.4 مقارنة الأنواع المختلفة من المراحل

8.4 حفظ الطاقة في مرحلة عنفية

1.8.4 القوى المؤثرة في الريش المتحركة

2.8.4 استطاعة المرحلة والعمل النوعي

9.4 المردود النسبي لريش مرحلة عنفية

تحويلات الطاقة في مرحلة عنفية

1.4 تمهيد

يتم عادة جريان المائع في العنفة البخارية على شكل تمدد أديباتي يرافقه انخفاض هام في انثالبي البخار. ومن المؤكد — كما سنرى في الفقرات اللاحقة — أن هذا التمدد لا يمكن أن يحصل في العنفة إلا على مراحل متعاقبة. وكل قسم من هذه التمددات الجزئية يتم في مرحلة من الآلة التي تحتوي على الجزأين الهامين التاليين:

أ- الموزعات:

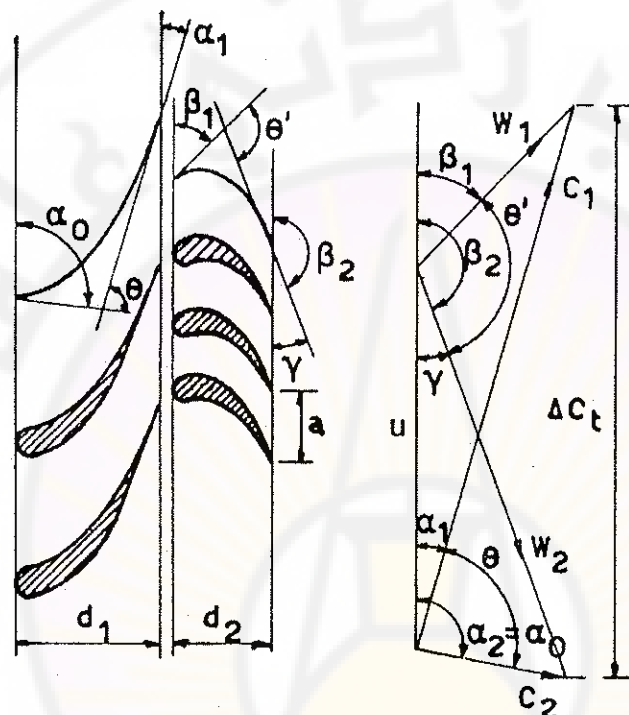
وهي مجموعة من الفوهات (تسمى أيضاً الأجنحة أو الشفرات الثابتة الموجهة) تقوم بتحويل طاقة الضغط للبخار إلى طاقة حركية وذلك بتمدد البخار. تثبت هذه الشفرات على القسم الثابت للعنفة أو غطاء العنفة (stator).

ب- المستقبلات:

وهي مجموعة من الأفنية المتحركة والمحددة بريش أو اتصال مثبتة بانتظام على محيط قرص العنفة (أو دولاب العنفة) تقوم بتحويل الطاقة الحركية إلى عمل ميكانيكي. تسمى مجموعة هذه الأجهزة المتحركة بـ "دوار العنفة" (rotor). يوضح الشكل (4-1) مقطعاً عرضياً في مرحلة عنفية تبعاً للسطح الاسطواناني الذي يمر بالارتفاع المتوسط للفوهات والريش المتحركة.

يدخل المائع في الطوق الثابت بزاوية قدرها α_0 ويخضع لتمدد يؤدي إلى زيادة سرعته فتصبح مساوية إلى C_1 عند مدخل الطوق المتحرك، وبالأخذ في الحسبان لقطر الوسطي للدولاب وسرعته الزاوية فإن السرعة المحيطية أو المماسية هي u . وإذا رغبتنا أن يدخل المائع في الدولاب دون تغيير في اتجاهه فإن الريش المتحركة يجب أن تكون مماسية للسرعة النسبية w_1 والناجمة من طرح الشعاعي $\vec{C}_1 - \vec{u}$ والتي تحدد زاوية قدرها β_1 .

عند خروج المائع من الطوق المتحرك فإن السرعة النسبية تصبح w_2 وزاوية الخروج β_2 أو γ ؛ كما أن السرعة المطلقة تصبح c_2 عند الخروج من صف الريش المتحركة وتتسأ من الجمع الشعاعي $\vec{u} + \vec{w}_2$.



الشكل (4-1)

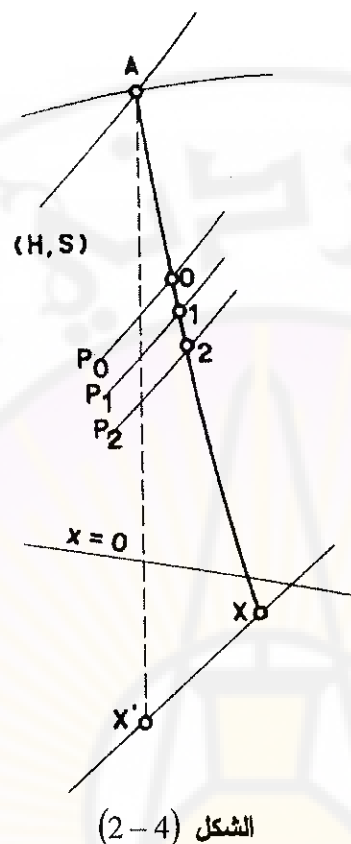
ينتج العمل المحرك من جريان المائع في الطوق الدوار والذي يشكل إذن الجزء المحرك للمرحلة.

بفرض لتمدد الكلي في عنفة يتم وفق المنحني AX شكل (4-2). سنقوم بدراسة مرحلة محددة يتم فيها التمدد بين الضغطين p_0 و p_2 (الرمز p_1 يمثل الضغط بين الأطواق الثابتة والمتحركة للمرحلة). وباعتبار أن البخار يدخل في المرحلة بسرعة مطلقة c_0 ويخرج بسرعة c_2 .

مما تقدم يتبين أنه ينبغي لدراسة العنفة البخارية من الناحية النظرية تحليل النقطتين التاليتين:

- تحويل طاقة الضغط إلى طاقة حركية ويؤول هذا التحويل إلى دراسة انسياب البخار خلال الفوهات.

- تحويل الطاقة الحركية إلى عمل ميكانيكي أو بصورة أعم التأثير الميكانيكي لمائع في حالة حركة.



2.4 المعادلات الرئيسية لجريان مائع قابل للانضغاط في مرحلة عنفية

تحويل الطاقة في مرحلة عنفية وخواص الطاقة للعناصر الملحقة بحوض بخار العنفة (صمامات الإيقاف والتنظيم، عادم العنفة ، الأنابيب التفرعية ، نقاط استنزاف البخار من غلاف العنفة ... الخ) موصوفة في الحالة العامة على قاعدة قوانين الموائع القابلة للانضغاط (بخار أو غاز) والتي درست في مقرر ديناميك الغازات. ميكانيك جريان الموائع القابلة للانضغاط هو القاعدة المعتبرة لتصميم وتحسين حوض بخار العنفات ولتحليل الظواهر التي تبدو في هذا الحوض خلال تشغيل العنفات.

تتعامل الفقرة الحالية مع بعض مشاكل ميكانيك الموائع القابلة للانضغاط: القوانين الأساسية للجريان أحادي الاتجاه وفي بعض الحالات لجريان ثنائي أو ثلاثي الاتجاه والذي

يهتم جوهرياً بوصف العمليات في حوض بخار العنفات.

يدعى الجريان وحيد الاتجاه (One-dimensional) إذا عدت بارامترات المائع (السرعة، الضغط، الحجم النوعي... الخ) ثابتة في جميع النقاط من أي مقطع للممر الريشة ويمكن لهذه البارامترات أن تختلف من مقطع إلى آخر على طول الممر. في الجريان الحقيقي لمائع التشغيل في العنفات البخارية والغازية فإن بارامترات المائع المار عبر المقاطع غير ثابتة. وعلى سبيل المثال، سرعة الجريان قرب جدران الممر هي دائماً أقل، بسبب الاحتكاك، من سرعة الجريان في قلب الجريان، وفي ممر منحنى، فإن الضغط عبر الجريان متغير، بحيث أنه دائماً أكبر في مقاطع المرور ذات الانحناء الأكبر. وهكذا فإن معادلات الحركة باتجاه واحد يمكن تطبيقها على الجريانات في حوض البخار للعنفات فقط بفرض أن بارامترات الجريان غير متغيرة على طول مقطع الجريان.

فرضية أخرى أساسية لحساب جريانات المائع في حوض بخار العنفات، وهي أن بارامترات المائع المدروسة غير متغيرة مع الزمن بفرض أن الجريان بحالة مستقرة. في الجريانات الحقيقية للموائع في العنفات، يمكن لبارامترات الجريان أن تتغير مع الزمن للأسباب التالية: أولاً، يأتي الجريان من ممرات لفوهات ثابتة ويدخل ممرات لريش متحركة، تدور مع بعضها بواسطة الدائر، عند سرعات مختلفة. في اللحظة عندما يتحرك الممر بين ريشتين متحركتين خلف طرف الفوهة، فإن سرعة الجريان منخفضة نسبياً. في اللحظة التالية، عندما يمر الجريان من الجزء المركزي للممر الفوهة مباشرة إلى ممر الريش المتحركة، فإن سرعة الجريان تزداد. وهكذا فإن سرعة الجريان في الممرات بين الريش المتحركة تختلف دورياً، مسببة ظاهرة تدعى (الجريان غير المستقر دورياً). ثانياً، بارامترات الجريان يمكن أن تتغير مع الزمن بتغيرات سريعة نسبياً تبعاً لنظام تشغيل العنفة، وهذا يتضمن تغيرات استطاعة العنفة، البارامترات الرئيسة لمائع التشغيل... الخ.

دعنا نحلل المعادلات الرئيسة للجريان في اتجاه واحد لمائع قابل للانضغاط والذي يعتبر أساسياً لوصف تحولات الطاقة في مرحلة عنفية وتصميم هذه المرحلة: معادلة الحالة، معادلة الاستمرار (لمعدل الجريان)، معادلة كمية الحركة، ومعادلة تحول الطاقة.

1.2.4 معادلة الحالة

بارامترات جريان الغاز في كل مقطع (أو في كل نقطة، إذا كان الجريان غير أحادي الاتجاه) ترتبط بمعادلة الحالة. للغازات المثالية هذه المعادلة معروفة جيداً ولها الصيغة:

$$P \vartheta = RT \quad (1-4)$$

حيث R الثابت المميز للغاز.

تطبق هذه المعادلة لجريان البخار بشرط أن يكون البخار محمضاً فوق خط الإشباع. والعلاقة الأكثر دقة للبخار المحمص تأخذ الصيغة التالية:

$$h = \frac{k}{k-1} p \vartheta + \text{constant} \quad (2-4)$$

أي إن انتالبي البخار تبقى ثابتة مع ثبات الجداء $p \vartheta$.

في الحسابات العملية، تستخدم جداول وخريطة البخار $h-s$ على نطاق واسع؛ مما يجعل من الممكن إيجاد حالة البخار في أي منطقة بدقة كافية.

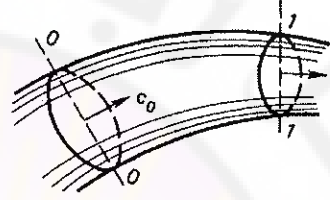
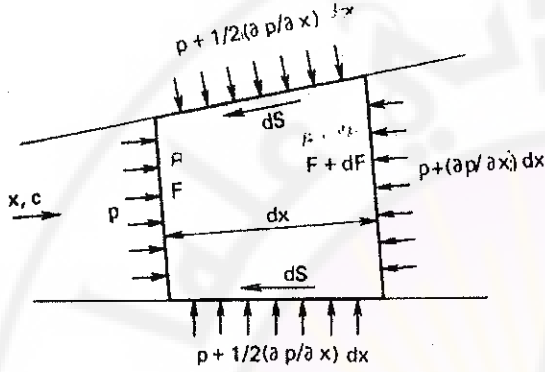
تغيرات حالة الغاز خلال عبوره من مقطع جريان إلى مقطع آخر (أو من نقطة إلى أخرى) يمكن أن تختلف. ولأسيما تغيرات الحالة يمكن أن تحدث تحت درجة حرارة ثابتة (Isothermal)، تحت ضغط ثابت (Isobaric) أو من دون تبادل حرارة بين الغاز ومحيطه وبدون ضياعات بالطاقة الميكانيكية للجريان (Isentropic). يمكن وصف كل هذه التحولات الخاصة بتغير الحالة بالمعادلة الموافقة. فمثلاً التحول الايزنتروبي لتغير حالة الغاز، والمستخدم على نحو واسع في مناقشاتنا اللاحقة، يوصف بمعادلة الايزنتروبي المعروفة جيداً:

$$p \vartheta^k = \text{const} \quad (3-4)$$

بالنسبة إلى البخار، يتغير الأس الايزنتروبي في المعادلة وفق حالته: للبخار المحمص $k=1.26-1.33$ ، وللحسابات الخشنة يمكن أن يؤخذ وسطياً مساوياً إلى 1.3، لبخار مشبع جاف $k=1.135$. للحسابات باستخدام مخطط $h-s$ للبخار، فإن التحول الايزنتروبي للبخار يحدد على طول الخط $s=\text{const}$.

2.2.4 معادلة الاستمرار

يمكن النظر إلى حركة مائع قابل للانضغاط ضمن قناة إلى أنها باتجاه واحد وبحالة مستقرة. لنفصل مقطعاً من القناة برسم المقاطع 0-0 , 1-1 عموديين على اتجاه السرعة الموضعية (الشكل 3-4).



الشكل (4-4): تمثيل تخطيطي لاستنتاج معادلة كمية الحركة

الشكل (3-4): تمثيل تخطيطي لاستنتاج معادلة الاستمرار

بوساطة قانون حفظ الكتلة وشرط استمرارية الجريان تحت شروط الحالة المستقرة، يمكن فرض أن كتلة الغاز الداخل إلى المقطع 0-0 تساوي إلى كتلة الغاز الذي يترك المقطع 1-1 بوحدة الزمن، أي أن $G_0 = G_1$. من جهة أخرى، إذا كانت كمية الغاز المحصورة بين المقطعين 0-0 , 1-1 ستزداد أو ستقص، وهكذا فإن بارامترات الغاز ستتغير مع الزمن، مما يتعارض مع شروط حركة الحالة المستقرة. يمكن إيجاد معدل جريان الغاز (kg/s) عبر المقطع 0-0 بسهولة بمعرفة بارامترات الجريان في هذا المقطع (السرعة c_0 والحجم النوعي ρ_0) و سطح مقطع العبور A_0 .

$$G_0 = \frac{A_0 c_0}{\rho_0}$$

وعلى نحو مشابه، نجد معدل الجريان الكتلي عبر المقطع 1-1:

$$G_1 = \frac{A_1 c_1}{\rho_1}$$

وبما أن معدلي الجريان عبر المقطعين 0-0 و 1-1 يجب أن يتساويا، نجد:

$$\frac{A_0 C_0}{g_0} = \frac{A_1 C_1}{g_1}$$

وهكذا، لأي مقطع جريان أحادي الاتجاه وبحالة مستقرة، فإن معدل جريان الكتلة ثابت للجريان المعطى ويحدد بالعلاقة:

$$G = \frac{AC}{g} = \text{const} \quad (4-4)$$

الصيغة التكاملية لمعادلة الاستمرار (4-4) يمكن ببساطة تغييرها إلى صيغة تفاضلية. بأخذ اللوغاريتمات وتفاضلها، نجد:

$$\frac{dA}{A} = \frac{dg}{g} - \frac{dc}{c} \quad (5-4)$$

يتبع من المعادلة (5-4)، أن التغير الرئيس في مساحة سطح مقطع الجريان يحدد بالتغير النسبي لسرعته وحجمه النوعي. إذا كانت الزيادة النسبية في السرعة أكبر من تلك للحجم النوعي، فإن مساحة سطح مقطع الجريان يجب أن تقل مع زيادة سرعة الجريان: هذه العلاقة صحيحة للجريان تحت الصوتي. إذا كانت زيادة السرعة أقل من زيادة الحجم النوعي فإن مساحة سطح المقطع سوف تزداد مع زيادة سرعة الجريان، والتي هي صحيحة للجريان فوق صوتي.

إذا لم يكن بالإمكان النظر إلى بارامترات الجريان بأنها ثابتة على طول سطح المقطع للقناة، فإن معدل جريان الكتلة عبر هذا المقطع يمكن إيجاده بالتكامل على طول مساحة سطح المقطع واعتبار القيم المحلية لبارامترات الجريان في جميع نقاط المقطع:

$$G = \int_A^c \frac{c}{g} dA \quad (6-4)$$

3.2.4 معادلة كمية الحركة

لنعتبر عنصراً مفصلاً من جريان مستقر وحيد الاتجاه بمقطعين مساحتهما A و $A + dA$ يبعدان عن بعضهما بمسافة مقدارها dx الشكل (4-4). هذا العنصر من المائع يتأثر بالقوى التالية: قوة الضغط PA في المقطع A التي تتجه من اليسار إلى

اليمين، قوة الضغط $(p + \frac{\partial p}{\partial x} dx)(A + dA)$ التي تتجه من اليمين إلى اليسار؛ القوة $(p + \frac{1}{2} \frac{\partial p}{\partial x} dx) dA$ التي تؤثر على السطوح الجانبية للعنصر، وتساوي إلى مسقط قوى الضغط العمودية على هذا السطح، وتتجه من اليسار إلى اليمين؛ ومقاومة (الاحتكاك) القوة ds تتجه على طول السطح الجانبي للعنصر معاكسة إلى سرعة الجريان. بوساطة قانون نيوتن، فإن مجموع هذه القوى يساوي إلى جداء الكتلة لعنصر الجريان المفصول بتسارع الجريان:

$$\frac{A dx}{g} \frac{dc}{dt} = PA + \left(P + \frac{1}{2} \frac{\partial P}{\partial x} dx \right) dA - \left(P + \frac{\partial P}{\partial x} \right) (A + dA) - ds \quad (7-4)$$

بتقسيم جميع حدود هذه المعادلة على $dm = A dx / g$ وإهمال الحدود الصغيرة، نجد أن:

$$\frac{dc}{dt} = -g \frac{\partial p}{\partial x} - \frac{ds}{dm} = -g \frac{\partial p}{\partial x} - s_1 \quad (8-4)$$

حيث s_1 هي قوة المقاومة مرتبطة بوحدة كتلة الجريان. لحالة مستقرة ذات اتجاه وحيد للجريان، حيث الضغط تابع لمتحول واحد، x ، وهكذا فإن $\partial p / \partial x = dp / dx$.

بضرب طرفي المعادلة (8-4) بـ dx وملاحظة أن $\frac{dx}{dt} = c$.

نحصل على معادلة كمية الحركة لحالة مستقرة ذات اتجاه وحيد للجريان بصيغتها النهائية:

$$cdc = -gdp - s_1 dx \quad (9-4)$$

بعدم وجود مقاومة (احتكاك) أي قوى تؤثر في السطوح الجانبية للجريان وبطبيعة ايزنروبية لهذا الجريان، يمكن مكاملة المعادلة (9-4) بسهولة في جزئها النهائي من الجريان بين المقطعين 0-0 و 1-1 الشكل (3-4). باعتبار $s_1 = 0$ ، نجد:

$$cdc + gdp = 0 \quad (9a-4)$$

وشروط ثبوت الانتروبي يجعل من الممكن إيجاد الحجم النوعي من معادلة الايزنروب:

$$g = g_0 \frac{P_0^{1/k}}{P^{1/k}} \quad (3-4)$$

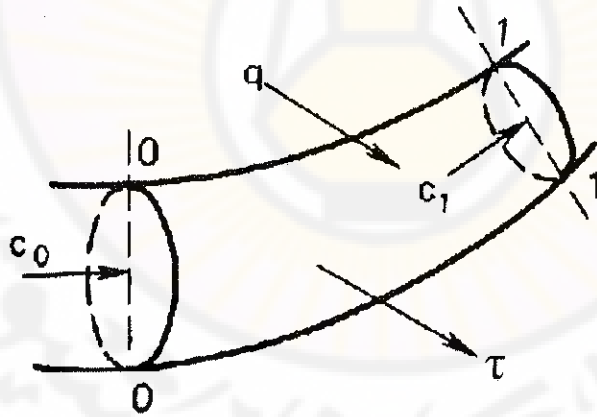
مشيراً إلى السرعة في المقطع 0-0 بـ C_0 وتلك في المقطع 1-1 بـ C_1 (السرعة النظرية حيث إجراء تحول الحالة بين المقطعين هو ايزنروبوي)، بمكاملة معادلة كمية

الحركة نحصل على (معادلة الدفع) لجريان ايزنتروبي وحيد الاتجاه وفق ما يلي:

$$\begin{aligned} \frac{c_1^2 - c_0^2}{2} &= - \int_{p_0}^{p_1} g dp = p_0^{1/k} g_0 \int_{p_1}^{p_0} \frac{dp}{p^{1/k}} \\ &= \frac{k}{k-1} p_0 g_0 \left[1 - \left(\frac{p_1}{p_0} \right)^{(k-1)/k} \right] \end{aligned} \quad (10-4)$$

4.2.4 معادلة حفظ الطاقة

لنعتبر حالة جريان مستقر للبخر أو الغاز بين المقطعين 0-0 و 1-1 (الشكل 4-5). كما هو معروف من الترموديناميك، كل كيلو غرام من البخر أو الغاز في المقطع 0-0 يملك طاقة تساوي إلى مجموع الانتالبي h_0 والطاقة الحركية $c_0^2/2$ ، وفي المقطع 1-1، إلى طاقة تساوي إلى مجموع الانتالبي h_1 والطاقة الحركية للجريان $c_1^2/2$. في الحالة العامة، كل كيلو غرام من البخر أو الغاز يجري بين المقطعين 0-0 و 1-1 يكتسب كمية من الحرارة q ويعطي كمية من الطاقة كعمل ميكانيكي τ_m .



الشكل (4-5): تمثيل تخطيطي لاستنتاج معادلة الطاقة

بعدها، وفقاً لقانون حفظ الطاقة، كمية الطاقة المزودة إلى النظام تحت شروط الحالة المستقرة يجب أن تساوي كمية الطاقة المنزوعة من النظام:

$$h_0 + c_0^2/2 + q = h_1 + c_1^2/2 + \tau_m \quad (11-4)$$

معادلة حفظ الطاقة (11-4) سارية المفعول للجريانات مع ضياعات ميكانيكية للطاقة

(بسبب الاحتكاك والعمليات الأخرى المتبددة) وللجريانات الايزنتروبية أي تلك دون ضياعات بالطاقة الميكانيكية.

الصيغة التفاضلية لمعادلة حفظ الطاقة، هي كما يلي:

$$dh + cdc - dq + d\tau_m = 0 \quad (12-4)$$

للجريانات المعزولة طاقياً، أي تلك التي لا تزود أو يزال منها حرارة أو عمل ميكانيكي، فإنه يمكن كتابة المعادلة (12-4) على النحو التالي:

$$dh + cdc = 0 \quad (12a-4)$$

الصيغة التكاملية لمعادلة حفظ الطاقة للجريانات المعزولة طاقياً هي:

$$h + c^2/2 = \text{const} \quad (13-4)$$

أي، مجموع الانتالبي والطاقة الحركية لـ 1kg من كتلة مائع التشغيل في أي مقطع لجريان وحيد الاتجاه هو ثابت للجريان المعطى.

غالباً ما نوضع الانتالبي بصيغة تتعلق بالحجم النوعي والضغط، وهكذا يمكن كتابة معادلة حفظ الطاقة على النحو التالي:

$$\frac{k}{k-1} p \rho + c^2/2 = \text{const} \quad (14-4)$$

يجب ملاحظة أن معادلة الدفع لجريان ايزنتروبي (10-4) يمكن تخفيفها إلى صيغة المعادلة (14-4). وهكذا ، فإن معادلة الدفع للجريانات الايزنتروبية تنطبق في صيغتها مع معادلة الطاقة. بينما بالنسبة للجريانات غير الايزنتروبية مع ضياعات غير عكسية للطاقة الميكانيكية، فإن معادلة الطاقة لم تغير من هيئتها كما أن معادلة الدفع يجب أن تحتوي على حد محسوب لقوى المقاومة (احتكاك... الخ).

3.4 الخواص والبارامترات الأساسية للجريان في الأفقية

الجريانات الوحيدة الاتجاه في الأفقية يمكن أن تصنف إلى جريانات متقاربة (confuser) أو متباعدة (diffuser).

الجريانات المتقاربة هي تلك التي فيها سرعة مائع التشغيل تزداد باتجاه الجريان. في الجريانات المتباعدة تقل سرعة مائع التشغيل باتجاه الجريان. في الآلات العنفية (عنفات بخارية وغازية، ضواغط) تظهر الجريانات المتقاربة في ممرات الفوهة والريش المتحركة، في أنابيب الدخول لهذه الآلات... الخ. تلاحظ

الجريانات المتباعدة عند المرور في ريش الموجهات والريش المتحركة للضواغط، في أنابيب الخروج من العنفات البخارية والغازية والضواغط، وفي عناصر الناشر وصمامات الإيقاف والتحكم. يجب ملاحظة أن جريان البخار والغاز في ممرات الريش المتحركة لمراحل خاصة يمكن أن تكون من النوع المتباعد.

المعادلات الرئيسية للجريانات الوحيدة الاتجاه والمعطاة في الفقرة السابقة تجعل من الممكن حساب الجريانات في أفنية وممرات الآلات العنفية. كما سيتبع من معادلة الطاقة (4-13)، مع جريان متقارب، كمثال، في فوهات عنفة، تنخفض الانتالبي مع الجريان بينما سرعة مائع التشغيل تزداد على طول الجريان. في الجريانات المتباعدة، على العكس، تزداد الانتالبي على طول الجريان بينما تنخفض السرعة. في أفنية الفوهة، ينخفض الضغط على طول القناة معاً مع هبوط الانتالبي، أي يمكن أن نقول في هذه الحالة أن مائع التشغيل يتمدد. على النقيض، يزداد الضغط في الأفنية المتباعدة باتجاه الجريان ويقال أن مائع التشغيل ينقبض.

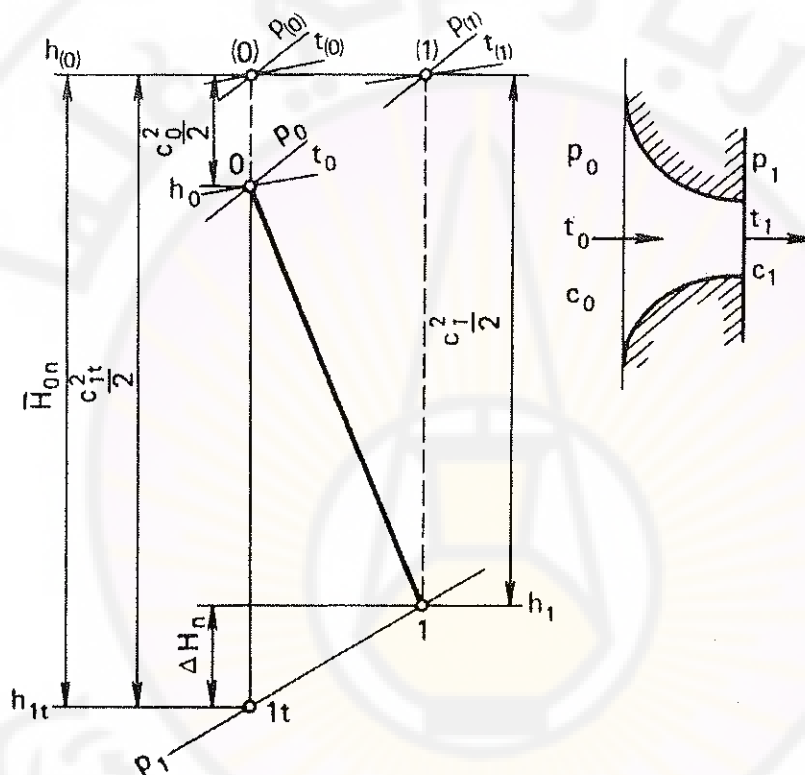
لحساب الجريانات الوحيدة – الاتجاه في الأفنية، نلجأ إلى استخدام بارامترات الركود للجريان في مقطع خاص. بارامترات الركود لجريان في مقطع خاص هي بارامترات افتراضية يمكن الحصول عليها بعملية تقاصر ايزنثروبي للجريان من حالته إلى مقطع فيه السرعة تساوي الصفر.

يمكن الحصول على بارامترات الركود من معادلة الطاقة (4-13) أو (4-14) ومعادلة الايزنثروب (4-3). كما سيتبع من معادلة الطاقة، ثابت هذه المعادلة يمكن أن ينظر إليه كالطاقة في مقطع افتراضي حيث $C=0$ ويعبر عنه ببارامترات الركود في مقطع محدد لجريان معطى:

$$\left. \begin{aligned} \frac{c^2}{2} + \frac{k}{k-1} p \vartheta &= \frac{k}{k-1} p_{(0)} \vartheta_{(0)} = \text{const} \\ \frac{c^2}{2} + h &= h_{(0)} = c_p T_{(0)} = \text{const} ; p \vartheta^k = p_{(0)} \vartheta_0^k \end{aligned} \right\} \quad (15-4)$$

في هذه المعادلات $p_{(0)}, \vartheta_{(0)}, T_{(0)}$ و $h_{(0)}$ هي بالتتابع الضغط، الحجم النوعي، درجة الحرارة وإنتالبي السكون (الركود) لمقطع حيث قيم السرعة والانتالبي مساوية لـ c و h على التوالي. يتبع من المعادلة (15-4) أن درجة الحرارة $T_{(0)}$ لغاز مثالي والانتالبي $h_{(0)}$ هما غير متغيرين لأي مقطع من الجريان، الجداء $p_{(0)} \vartheta_{(0)}$ هو أيضاً

ثابت على طول الجريان، ولكن ضغط الركود $P_{(0)}$ والحجم النوعي للركود $\mathcal{G}_{(0)}$ هما ثابتان على نحو منفصل لكل مقاطع الجريانات الايزنتروبية. في الجريانات مع ضياعات للطاقة (تبدد طاقة ميكانيكية للجريان)، كما سنشاهده لاحقاً، الضغط $P_{(0)}$ ينخفض من مقطع لآخر باتجاه الجريان، بينما $\mathcal{G}_{(0)}$ يزداد.



الشكل (4-6): مخطط h-s لتغيرات حالة البخار أو الغاز الجاري عبر الفوهة

يمكن حساب بارامترات الركود بواسطة مخطط $h-s$ ، حيث نمثل تحول جريان مائع التشغيل في ممر فوهة على هذا المخطط بالشكل (4-6). يشار إلى بارامترات مقطع الدخول للفوهة بالرمز 0، بينما بارامترات مقطع الخروج فيشار إليها بالرمز 1 لجريان حقيقي مع ضياعات بالطاقة، وبالرمز 1' لجريان ايزنتروبي مفترض (دون ضياعات بالطاقة). لتحديد السرعة عند مخرج ممر الفوهة مع جريان ايزنتروبي، دعنا نستخدم معادلة الطاقة (4-13) مكتوبة لمقطعي الدخول والخروج من الفوهة:

$$\frac{c_0^2}{2} + h_0 = \frac{c_{1'}^2}{2} + h_{1'}$$

وهكذا فإن السرعة النظرية عند مخرج الفوهة هي:

$$c_{1'} = \sqrt{2(h_0 - h_{1'}) + c_0^2} \quad (16-4)$$

حيث يمكن إيجاد الانتالبي h_1 بواسطة الضغط p_1 عند مقطع الخروج من الفوهة (كمثال، من مخطط $h-s$ في الشكل 6-4).

السرعة الحقيقية للجريان (مع ضياعات بالطاقة) عند مخرج الفوهة يمكن إيجادها بعلاقة مشابهة مستخرجة من معادلة الطاقة المكتوبة لمقطعي الدخول والخروج للبارامترات الحقيقية للجريان خلف الفوهة:

$$\frac{c_0^2}{2} + h_0 = \frac{c_1^2}{2} + h_1$$

$$c_1 = \sqrt{2(h_0 - h_1) + c_0^2} \quad (17-4)$$

فرق الانتالبي $h_{(0)} - h_{1'} = h_0 - h_{1'} + \frac{c_0^2}{2} = \frac{c_{1'}^2}{2}$ يدعى بالانتالبي المتاحة

أو هبوط الانتالبي النظري في الفوهة ويرمز له $\bar{H}_{on}$ ويرسم بمقطع التمدد الايزنتروبي على مخطط $h-s$ (الشكل 6-4).

لتحديد بارامترات الركود في مقطع دخول الفوهة، نقوم بعملية تقاصر ايزنتروبي من المقطع 0 بمقدار $c_0^2/2$ على طول خط الإجراء الايزنتروبي والتي توافق الطاقة الحركية للجريان عند مدخل الفوهة. بعدها، يمكن رسم منحنى ثبوت الضغط $p_{(0)}$ عبر النقطة (0) عند نهاية المقطع، ومنحنى ثبوت درجة الحرارة $t_{(0)}$ ، وخط انتالبي الركود $h_{(0)}$ ، وخطوط أخرى تمثل بارامترات الركود.

تحدد بارامترات الركود لمقطع الخروج من الفوهة بطريقة مشابهة بعملية تقاصر ايزنتروبي على مخطط $h-s$ من النقطة 1 إلى الأعلى على خط ثبوت الانتروبي بمقدار $c_1^2/2$ الذي يطابق الطاقة الحركية للجريان عند مخرج الفوهة. نرسم بعدها عبر النقطة (1) منحنى ثبوت الضغط $P_{(1)}$ وثبوت درجة الحرارة $t_{(1)}$ لنقطة الركود هذه.

وبالتالي في الجريان المترافق بضياعات بالطاقة الحركية، يتناقص ضغط الركود على طول اتجاه الجريان.

كما هو واضح من بارامترات الركود تدعى البارامترات $h_1, t_1, p_1, h_0, t_0, p_0$ بالبارامترات الستاتيكية (ضغط، درجة حرارة واثالبي) في المقاطع المعتبرة.

فرق الاثالبي $h_1 - h_{1'}$ يطابق العمل المصروف بوساطة الغاز للتغلب على قوى الاحتكاك والقوى المتبددة الأخرى في الجريان الحقيقي، والتي تحولت إلى حرارة وأعطيت إلى الجريان عند الضغط الأخفض. بكلمات أخرى، فرق الاثالبي $h_1 - h_{1'}$ يمثل ضياعات الطاقة الحركية للجريان بسبب الاحتكاك وعمليات غير عكوسية. للفوهات يشار إلى هذا الضياع بالطاقة بـ ΔH_n (الشكل 4-6) ويمكن حسابه من معادلات الطاقة للجريانات النظرية والحقيقية $h_1 + c_1^2 / 2 = h_{1'} + c_{1'}^2 / 2$. وهكذا نجد:

$$\Delta H_n = h_1 - h_{1'} = \frac{c_1^2}{2} - \frac{c_{1'}^2}{2} \quad (18-4)$$

هناك أهمية فائقة لوصف الجريان باستخدام سرعة الصوت والسرعة الحرجة للجريان. يمكن تحديد سرعة الصوت من البارامترات الستاتيكية للجريان:

$$a = \sqrt{kp\vartheta} = \sqrt{kRT} \quad (19-4)$$

السرعة الحرجة للجريان، C_{cr} ، هي سرعة الغاز في المقطع حيث سرعة الجريان تساوي إلى سرعة الصوت المحلية: $C = a = C_{cr}$. المقطع حيث سرعة الجريان تصل إلى القيمة الحرجة يدعى بالمقطع الحرج. بارامترات الجريان في هذا المقطع تدعى أيضاً $(\vartheta_{cr}, h_{cr}, T_{cr}, p_{cr})$.

كما يتبع من المعادلة (19-4)، تعتمد السرعة الصوتية المحلية فقط على درجة الحرارة الستاتيكية في مقطع الجريان والتي من أجلها تحسب سرعة الصوت. وهكذا، السرعة الحرجة للجريان يمكن تحديدها من درجة حرارته الحرجة:

$$C_{cr} = \sqrt{KRT_{cr}}$$

يمكن إجراء حسابات الجريان بسهولة باستخدام بارامترات الجريان اللابعدية. تتضمن هذه البارامترات الضغط النسبي ε ، والذي هو نسبة الضغط الستاتيكي إلى ضغط الركود في المقطع المفروض p/p_0 ؛ درجة الحرارة النسبية T/T_0 ، الحجم النوعي النسبي ϑ/ϑ_0 ... الخ. تتضمن أيضاً البارامترات اللابعدية للجريان المعاملات M و λ . تشير M إلى النسبة بين سرعة الجريان إلى السرعة الصوتية الموافقة في المقطع المفروض، C/a ، وتدعى بعدد ماخ. النسبة اللابعدية للسرعة λ هي النسبة بين سرعة

الجريان في المقطع المعتبر إلى سرعة الجريان الحرجة، c/c_{cr} . وهكذا يمكن إنشاء علاقة تابعة بين أي بارامترين لا بعديين. كمثال، بتعويض $kp g = a^2$ في معادلة الطاقة (15-4)، نحصل على صيغة جديدة لهذه المعادلة:

$$\frac{c^2}{2} + \frac{a^2}{k-1} = \frac{k+1}{k-1} \frac{c_{cr}^2}{2} \quad (15a-4)$$

حيث يعبر عن الحد الثابت اليميني بدلالة السرعة الحرجة. بتقسيم جميع حدود المعادلة (15-4) على الجزء الثابت اليميني من هذه المعادلة، وخاصة، بتقسيم الحد الأول على الثابت المبين بدلالة السرعة الحرجة، والحد الثاني على الثابت المبين بدلالة بارامترات الركود p_0 و g_0 في العلاقة (15-4)، فنجد:

$$\frac{k-1}{k+1} \lambda^2 + \frac{p}{p_0} \frac{g}{g_0} = 1$$

أو، باستخدام معادلة الايزنتروب، نجد من أجل أي مقطع:

$$\varepsilon = \frac{p}{p_0} = \left(1 - \frac{k-1}{k+1} \lambda^2\right)^{k/k-1} \quad (20-4)$$

في المقطع الحرج $\lambda = 1$ ، وبناءً عليه، فإن نسبة الضغط الحرج p_{cr}/p_0 يمكن تحديدها من العلاقة:

$$\varepsilon_{cr} = \frac{p_{cr}}{p_0} = \left(\frac{2}{k+1}\right)^{k/k-1} \quad (20a-4)$$

تعطى نسب الضغط الحرج للهواء والبخار في الجدول التالي:

السرعة الدرجة $c_{cr}, m/s$	نسبة الضغط الحرج ε_{cr}	الإجراء الايزنتروبي	أس	غاز أو بخار في جريان
$1.08\sqrt{p_0 g_{(0)}}$	0.5283		1.4	هواء
$1.064\sqrt{p_0 g_{(0)}}$	0.5457		1.3	بخار محمص
$1.032\sqrt{p_0 g_{(0)}}$	0.5774		1.135	بخار مشبع جاف

تعطى غالباً السرعة الحرجة عبر درجة الركود في الجريان. بموازنة الثوابت لمعادلات الطاقة بالصيغ (15-4) و (15a-4) نجد:

$$C_{cr} = \sqrt{\frac{2k}{k+1} RT_{(i)}} \quad (21-4)$$

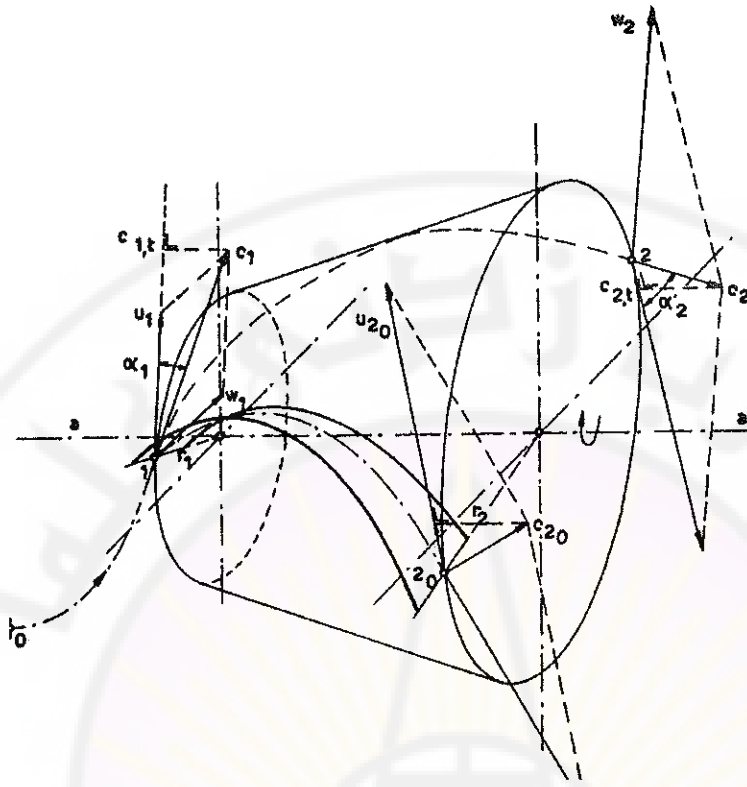
أو:

$$C_{cr} = \sqrt{\frac{2k}{k+1} P_{(i)} \rho_{(i)}} \quad (21a-4)$$

4.4 علاقات العمل المحرك الناتج من جريان البخار داخل دولاب العنفة

يمثل الشكل (7-4) دوار عنفة يدور بسرعة زاوية منتظمة ω حول المحور a ويحتوى على قناة محورها $1,2_0$ ، أو على مجموعة من الريش المتشابهة متوضعة على طول الخط $1,2_0$ ، ومتكررة حول الدوار بخطوة محيطية محددة. يجري المائع على طول القناة، أو حول الدوار خلال مجموعة القنوات المتشكلة بالريش المتتابعة. يقذف المائع إلى داخل القنوات المتحركة بواسطة فوهة ثابتة محورها $0,1$ ، أو بواسطة مجموعة من الفوهات الثابتة المتشابهة والمتوضعة بالطريقة نفسها حول المحور a . بسبب التمدد في الفوهات الثابتة فإن السرعة المطلقة للمائع في النقطة 1 تساوي إلى c_1 وهي ممثلة بشعاع مماسي للمنحني $0,1$ ويمكن حسابها بالطرائق التي درست سابقاً. كما أن السرعة المحيطية على الدوار في النقطة 1 تمثل بالشعاع $u_1 = \omega r_1$ حيث r_1 نصف قطر المحيط الذي تدور حوله النقطة 1 ويمثل المسافة بين مركز الدولاب ونصف ارتفاع الشفرات المتحركة. السرعة النسبية للمائع بالنسبة إلى الدوار w_1 يمكن تحديدها شعاعياً من مثلث السرعات c_1, u_1, w_1 من العلاقة:

$$\vec{w}_1 = \vec{c}_1 - \vec{u}_1$$



الشكل (4-7)

وبما أن الجريان مستمر فإن المائع المتحرك يترك الدوار عند النهاية الأخرى للقناة، أي عند النقطة 2_0 ، بسرعة نسبية $w_{2,0}$ مماسية للمنحني $1,2_0$. كما تتحرك النقطة 2_0 على المحيط الذي نصف قطره r_2 بسرعة محيطية $u_2 = \omega r_2$. إذن فإن السرعة المطلقة للمائع عند النقطة 2_0 هي $c_{2,0}$ بحيث نتحقق لدينا العلاقة الشعاعية التالية:

$$\vec{c}_{2,0} = \vec{w}_{2,0} + \vec{u}_{2,0}$$

إن جزيئات المائع التي في النقطة 1 لا تصل إلى الطرف الآخر من الدوار إلا بعد فترة زمنية: وهي ترسم مساراً مستمراً من النقطة 1 إلى النقطة 2 مماساً في جميع النقاط إلى سرعتها المطلقة وبصورة خاصة عند النقطة 1 إلى c_1 وعند النقطة 2 إلى c_2 . ويمكن الحصول على السرع w_2 و u_2 و c_2 بتدوير مثلث السرعات المنشأ في النقطة 2_0 على قوس الدائرة بين النقطتين $2_0,2$ حول المحور a .

1.4.4 نظرية الآلات العنقية: معادلة أولر

إن الهدف من هذه المعادلة هو إيجاد العمل المحرك τ_m الناشئ عن تمدد kg من المائع على طول القناة المتحركة بسرعة منتظمة حول المحور a ، ويمكن الاستمرار بتطبيق هذه المعادلة التي توضح العمل المحرك τ_m على مجموعة القنوات المتشكلة بالريش المتتابعة والمركبة على دولاب العنفة الذي يدور بسرعة منتظمة.

بفرض أن (G) التصرف الكتلي للدولاب بـ (kg/sec) . لنطبق نظرية عزم دفع وتغير عزم كمية الحركة على الدوار والمائع الذي يمر فيه خلال الزمن dt .

إن كتل المائع التي ستؤخذ في الحساب هي من جهة تلك التي تدخل إلى الدوار في النقطة 1 بسرعة c_1 وتساوي Gdt ، ومن جهة ثانية تلك التي تخرج من الدوار في النقطة 2 بسرعة c_2 وتساوي أيضاً Gdt كما في الشكل (4-7). إن المائع الذي يحتويه الدوار خارج الكتل المدروسة Gdt لا تتغير كميته خلال الزمن dt ، كما لا يخضع خلال هذا الزمن إلى أي تعديل في السرعة. فضلاً عن ذلك، فإن الدوار المتحرك بانتظام لا يمثل تغيراً في كمية الحركة، كما يبقى بحركة منتظمة نظراً لتعرضه إلى عزم $-M$ ، يقابله عزم M (بالاتجاه الشعاعي) يشكل العزم المحرك المطبق من الدوار على المجال الخارجي الذي يرتبط معه. بسبب التناظر، وبفرض أن الدوار متوازن، فإن القوى الناشئة عن الجاذبية الأرضية لا يجب أن تؤخذ بعين الاعتبار ولا تلك الناشئة عن الضغوط p_1 و p_2 خارج النظام المعتبر، ولكنها مطبقة في النظام 1 و 2 عند مقاطع الدخول والخروج ومتوزعة من حيث المبدأ في المستويات العمودية على المحور a ، لذلك نجد من الشكل (4-7) أن:

$$-Mdt = Gdt(c_2 r_2 \cos \alpha_2 - c_1 r_1 \cos \alpha_1)$$

α_1 - الزاوية المتشكلة بين c_1 و u_1

α_2 - الزاوية المتشكلة بين c_2 و u_2

بفرض ω السرعة الزاوية للدولاب، فإن العمل الذي يؤديه مرور الكتلة Gdt

خلال الدولاب يصل إلى:

$$\tau_m Gdt = M\omega dt$$

بفرض أن τ_m هو العمل المنجز بواسطة كل كيلوغرام على الجزء المتحرك، فإنه ينتج إذن:

$$\tau_m = \frac{M}{G} \omega = c_1 \omega r_1 \cos \alpha_1 - c_2 \omega r_2 \cos \alpha_2$$

وأخيراً:

$$\tau_m = c_1 u_1 \cos \alpha_1 - c_2 u_2 \cos \alpha_2 \quad (22-4)$$

وهي علاقة (أولر) التي تشكل المعادلة الأساسية للآلات العنفيه، والقائلة بأن العزم الكلي يساوي إلى تفاضل عزوم كمية الحركة للمائع في وحدة الزمن بالنسبة لمحور الدوران. وبملاحظة أن السرعات المطلقة c والنسبية w والمحيطية أو المماسية u تشكل في جميع نقاط الجريان في الدوار مثلثاً شعاعياً نجد أن:

$$2uc \cos \alpha = u^2 + c^2 - w^2$$

ومنه ينتج أن المعادلة (22-4) يمكن كتابتها على النحو التالي:

$$\tau_m = \frac{c_1^2 - c_2^2}{2} + \frac{u_1^2 - u_2^2}{2} - \frac{w_1^2 - w_2^2}{2} \quad (23-4)$$

وهذه هي الصيغة الثانية لمعادلة (أولر).

2.4.4 التعبير الميكانيكي للعمل المحرك:

للحصول على هذه العلاقة نطبق نظرية تغير الطاقة الحركية والعمل لـ $1kg$ من المائع المار بين المقطعين 1 و 2 من الدوار. إن حقل الجاذبية الأرضية لا يدخل في هذه العلاقة نظراً لافتراض أن الجريان مواز لمحور الآلة، ولكن بالإضافة للعمل المحرك $-\tau_m$ ، والعمل عند مدخل الآلة $+p_1 v_1$ ومخرجها $-p_2 v_2$ ، فإن الأعمال الداخلية تحتوي على تلك العائدة للضغط والتي تساوي تكامل $p dv$ وتلك الضائعة بالاحتكاك والمحددة بـ $-\tau'_f$ ، لدينا إذن:

$$\Delta k = -\tau_m + p_1 v_1 - p_2 v_2 + \int_1^2 p dv - \tau'_f$$

ومنه تنتج العلاقة:

$$\tau_m = \int_2^1 v dp - \Delta k - \tau'_f \quad (24-4)$$

تدعى هذه العلاقة بالتعبير الميكانيكي للعمل المحرك τ_m .

3.4.4 التعبير الطاقى للعمل المحرك

تنتج هذه العلاقة من المعادلة الترموديناميكية العامة والمرتبة على نحو توضح فيه أن التأثير الحراري بواسطة 1kg من المائع بين المقطعين 1 و 2، يزداد بالتأثير الميكانيكي، أي مجموع الأعمال الخارجية المطبقة عليه، يساوي إلى مجموع التغير بطاقته الحركية والداخلية وهكذا نجد أن:

$$Q - \tau_m + p_1 v_1 - p_2 v_2 = \Delta K + \Delta U$$

$$H = U + pv$$

وبما أن:

إذن:

$$\tau_m = Q - \Delta K - \Delta H \quad (25-4)$$

وهذه العلاقة تشكل التعبير الطاقى للعمل المحرك.

نلاحظ هنا كما ورد بالفقرة السابقة (2-4) أنه بإضافة الانتالبي التحريكية

$K_1 = 0,5c_1^2$ و $K_2 = 0,5c_2^2$ إلى انتالبي النقاط 1, 2 (H_1 و H_2) نجد:

$$H_{(1)} = H_1 + \frac{c_1^2}{2}, \quad H_{(2)} = H_2 + \frac{c_2^2}{2}$$

مما يسمح بكتابة علاقة العمل المحرك τ_m ، بفرض أن تحول المائع أديباتي

($Q = 0$) على النحو التالي:

$$\tau_m = K_1 - K_2 + H_1 - H_2 = H_{(1)} - H_{(2)} \quad (26-4)$$

وأخيراً كما كتبت هذه العلاقة في الفقرة (2-4):

$$\frac{c_1^2}{2} = H_{(0)} - H_1$$

أي أن $H_{(0)} = H_{(1)}$ ومنه أيضاً:

$$\tau_m = H_{(0)} - H_{(2)} \quad (27-4)$$

5.4 جريان المائع في الحركة النسبية

عند جريان المائع بين النقطتين 1 و 2 فإنه يخضع إلى تمدد من الضغط p_1 إلى الضغط p_2 . وبما أن الدوار لم يتعرض لتسخين أو تبريد، فإن هذا التمدد يمكن افتراضه أديباتياً ($Q=0$). أما إذا تم التمدد بدون احتكاك فيمكن افتراضه ايزنتروبياً ويتم تمثيله في المستوى (H, S) من الشكل (4-8) بالعمود 2',1. أما التحول الحقيقي فإنه يحتوي على احتكاك ويتم تمثيله بالمنحني (2,1).

وتبعاً لهذا التغير الأديباتي الأخير ($Q=0$) فإنه يمكن تطبيق المعادلات (24-4) و (25-4) مما يؤدي إلى العلاقة الثنائية للعمل τ_m :

$$\tau_m = \int_2^1 v dp + \frac{c_1^2 - c_2^2}{2} - \tau'_f = H_1 - H_2 + \frac{c_1^2 - c_2^2}{2} \quad (28-4)$$

وبمقارنة هذه القيم لـ τ_m مع تلك التي حصلنا عليها بمعادلة (أولر) حسب العلاقة (23-4) نجد:

$$\frac{w_2^2 - w_1^2}{2} + \frac{u_1^2 - u_2^2}{2} = \int_2^1 v dp - \tau'_f = H_1 - H_2 \quad (29-4)$$

ومن أجل دولا ب عنفة حيث $u_1 = u_2$ فإن المعادلة الأخيرة يمكن تبسيطها لتصبح:

$$\frac{w_2^2 - w_1^2}{2} = \int_2^1 v dp - \tau'_f = H_1 - H_2 \quad (30-4)$$

وهي مشابهة لعلاقة جريان المائع في فوهة ثابتة: أي أنه يكفي في المعادلة (2-17) تبديل السرعات المطلقة c بالسرعات النسبية w والمؤشرات 0 و 1 على التتابع بـ 1 و 2 لإيجاد العلاقة (30-4). ولهذا السبب فإننا نسمي العلاقة الأخيرة بمعادلة الجريان في الحركة النسبية.

وبفرض أن التمدد في الدولا ب ايزنتروبي، فإن المعادلة (30-4) تصبح:

$$\frac{w_2'^2 - w_1'^2}{2} = \int_{2'}^1 v dp = H_1 - H_{2'} \quad (31-4)$$

تؤدي مقارنة العلاقتين (30-4) و (31-4) من أجل جريان المائع بين ريش دولا ب العنفة، إلى نفس معنى المردود بالنسبة لطوق الفوهات. أي إن المردود الايزنتروبي للتمدّد على ريش الدولا ب يكتب على النحو التالي:

$$\eta_a = \frac{w_2^2 - w_1^2}{w_2'^2 - w_1'^2} = \frac{H_1 - H_2}{H_1 - H_2'} = 1 - \frac{H_2 - H_2'}{H_1 - H_2'} \quad (32-4)$$

بفرض أن قيمة المردود η_a محددة فإنه يمكن حساب السرعة النسبية w_2 عند الخروج من الدولاب بالعلاقة:

$$w_2 = \sqrt{w_1^2 + 2(H_1 - H_2)} = \sqrt{w_1^2 + 2\eta_a(H_1 - H_2')} \quad (33-4)$$

واتجاهها محدد باختيار الزاوية β_2 أو γ . إذن يمكن استنتاج السرعة c_2 من التركيب الشعاعي لـ w_2 مع u .

في العلاقة (33-4) لا يمكن للسرعة النسبية w_1 أن تكون مهملة.

نلاحظ أيضاً أنه إذا أضفنا إلى H_1 انتالبي ديناميكية نسبية $0.5w_1^2$ فإننا لا نحصل على القيمة $H_{(1)}$ المعرفة سابقاً بالعلاقة (26-4)، لذلك نستخدم عملياً العلاقة (33-4).
أخيراً من أجل الأسباب نفسها التي طرحت سابقاً، إذا رغبتنا أيضاً أن تكون القنوات المتحركة محددة في جزئها المتقارب، فإن الضغط p_2 لا يمكن أن ينخفض أقل من قيمة حرجة p_c والتي تعتمد على p_1 و w_1 . وبفرض أن التحول من النقطة 1 إلى النقطة 2 بوليتروبي بأس إجراء m ، فإنه يتم الحصول على الضغط الحرج بحساب يعتمد على العلاقة التالية:

$$\frac{T_c}{T_1} = \left(\frac{p_c}{p_1} \right)^{\frac{m-1}{m}} = \frac{2}{m+1} + \frac{k-1}{m+1} \frac{w_1^2}{a_1^2}$$

6.4 معامل الارتداد أو درجة رد الفعل

يمكن تقسيم معادلة العمل المحرك τ_m (23-4) إلى جزأين:

- الجزء الأول ونسميه عمل الفعل (action work)، والمطابق لانخفاض الطاقة الحركية للمائع:

$$\tau_{m,a} = \frac{c_1^2 - c_2^2}{2} \quad (34-4)$$

- الجزء الثاني ونسميه عمل الارتداد أو رد الفعل (reaction work) والمطابق بصفة رئيسة إلى زيادة السرعة النسبية للمائع في الدولاب.

$$\tau_{m,r} = \frac{w_2^2 - w_1^2}{2} - \frac{u_2^2 - u_1^2}{2} \quad (35-4)$$

طبقاً للمعادلة (4-29) فإن عمل الارتداد يساوي أيضاً:

$$\tau_{m,r} = \int_2^1 v dp - \tau'_f = H_1 - H_2 \quad (36-4)$$

والذي لا يمكن أن يكون موجباً دون تمدد معين للمائع ($dp < 0$) في الطوق المتحرك.

بالنسبة إلى القيم النسبية $\tau_{m,a}$ و $\tau_{m,r}$ فهناك عدد من الاحتمالات الممكنة، نميزها بمعامل R ندعوه بدرجة الارتداد أو رد الفعل ويعرف كالتالي:

$$R = \frac{\tau_{m,r}}{\tau_m} = \frac{\tau_{m,r}}{\tau_{m,a} + \tau_{m,r}} \quad (37-4)$$

تبعاً للقيم التي يمكن أن نعطيها للنسبة R ، فإن مرحلة من عنفة يمكن أن تعمل نظرياً تبعاً للطرائق المختلفة والموضحة في الجدول التالي:

الحالة	$\tau_{m,a}$	$\tau_{m,r}$	العمل	التسمية العامة
$R < 0$	+	-	فوق الفعل	فعل
$R = 0$	+	0	فعل صافي	فعل
$0 < R < 1$	+	+	فعل ورد فعل	رد فعل
$R = 1$	0	+	رد فعل صافي	رد فعل
$R > 1$	-	+	فوق رد الفعل	رد فعل

غير أنه لأسباب إنشائية فإنه لا يمكن تحقيق هذه الاحتمالات، وعملياً لا يوجد سوى نوعان فقط من العنفات:

- الفعلي (action) والتي من أجلها $R \leq 0$ ، حيث في هذا النوع من العنفات، لا يتم أي تمدد للبخار في الدولاب المتحرك، وأنه فقط من أجل $R = 0$ هناك تعويض ضروري لعمل الاحتكاك τ'_f .

- الارتدادي (reaction) والتي من أجلها $R > 0$ ، حيث نحقق بداخلها تمعداً مهماً على الدولاب المتحرك؛ ومن أجل نفس أسباب الإنشاء (شكل الريش) فإن القيم العملية المستخدمة لـ R لا تزيد مطلقاً عن 0.7، كما أن القيمة الشائعة الاستخدام هي $R=0.5$.

في الحسابات اللاحقة سنستخدم قيماً مختلفة لدرجة الارتداد.

1.6.4 التعبير الحركي لدرجة الارتداد R

لدينا عملياً من أجل دولاب عنفة أن $u_1 = u_2$ ، ومنه فإن علاقة درجة الارتداد تصبح كالتالي:

$$R = \frac{w_2^2 - w_1^2}{(c_1^2 - c_2^2) + (w_2^2 - w_1^2)} \quad (38-4)$$

في عنفة بخارية، لا يوجد مرحلة معزولة إلا نادراً؛ حيث تلحق مرحلة أخرى وتسبق مرحلة لاحقة، ومن الطبيعي القبول أن الطاقة الحركية $0.5c_2^2$ للمائع عند خروجه من مرحلة يمكن الاستفادة منها عند دخوله إلى المرحلة التالية. تدعى المرحلة التي تقوم بعملية الاستفادة هذه بمرحلة مندمجة.

وبفرض أن هناك استفادة كاملة في عدد من المراحل ذات الخواص الطاقية المتكافئة، كما هي الحال بشكل عام، فإن سرعة الخروج c_2 من مرحلة تصبح هي c_0 للمرحلة التي تليها مباشرة ويمكن وضع $c_2 = c_0$ ، وهكذا في هذه الحالة إن:

$$R = \frac{w_2^2 - w_1^2}{(c_1^2 - c_0^2) + (w_2^2 - w_1^2)} \quad (38'-4)$$

أما إذا كانت الاستفادة من السرعة المتبقية c_2 غير كاملة، كما هو الحال من أجل مرحلة فعل مندمجة، لدينا $c_0^2 = rc_2^2$ حيث $(r < 1)$ ويتراوح عادة بين 0.90 و 0.95 مما يدخل في العلاقة (38'-4) تقريباً مسموح به بشكل عام.

2.6.4 التعبير الهندسي (Geometric expression) لدرجة الارتداد R

نلاحظ من الشكل (1-4) أن $u_1 = u_2$ ، وهكذا تكتب علاقة أولر (32-4) التي تبين العمل المحرك τ_m كالتالي:

$$\tau_m = u(c_1 \cos \alpha_1 - c_2 \cos \alpha_2) = u(w_1 \cos \beta_1 - w_2 \cos \gamma_2) = u\Delta c, \quad (39-4)$$

بإدخال قيم المركبات المماسية (أي باتجاه u) والمحورية (أي عمودية على u) للأشعة c_1 و w_1 و c_2 و w_2 ، في العلاقة السابقة والتي تستخدم من أجلها المؤشرات t و a نجد:

$$\tau_m = u(c_{1,t} \pm c_{2,t}) = u(w_{2,t} \pm w_{1,t}) \quad (39'-4)$$

تحدد هذه المؤشرات القيم المطلقة للمركبات المماسية للسرع c_1 و c_2 ، ونستخدم إشارة + أو - تبعاً لقيمة الزاوية $\alpha_2 > 90^\circ$ أو $\alpha_2 < 90^\circ$ ، وفي الحد الثاني من المعادلة فإن إشارة + أو - تستخدم حسب قيمة $\beta_1 < 90^\circ$ أو $\beta_1 > 90^\circ$ ولا يستخدم الاحتمال الأخير إلا نادراً.

وهكذا فإنه يمكن التعبير عن درجة الارتداد بالنسبة:

$$R = \frac{\tau_{m,t}}{\tau_m} = \frac{w_2^2 - w_1^2}{2u(w_{2,t} \pm w_{1,t})} = \frac{1}{2u} \frac{(w_{2,t}^2 - w_{1,t}^2) + (w_{2,a}^2 - w_{1,a}^2)}{w_{2,t} \pm w_{1,t}}$$

وأخيراً

$$R = \frac{w_{2,t} \mp w_{1,t}}{2u} + \frac{1}{2u} \frac{w_{2,a}^2 - w_{1,a}^2}{w_{2,t} \pm w_{1,t}} \quad (40-4)$$

في الحالة الخاصة عندما تكون المركبات المحورية لـ c_1 و w_1 ولـ c_2 و w_2 متساوية أو مختلفة قليلاً، أي:

$$c_{1,a} = w_{1,a} = c_{2,a} = w_{2,a} = c_a$$

نجد:

$$R = \frac{w_{2,t} \mp w_{1,t}}{2u} \quad (41-4)$$

تطابق إشارة (-) لحالة $\beta_1 < 90^\circ$ التي تظهر غالباً. مع الملاحظة أنه من أجل القيم $w_{1,t}$ و $w_{2,t}$ نستطيع أن نكتب أيضاً:

$$w_{1,t} = \pm \frac{w_{1,a}}{\operatorname{tg} \beta_1}, \quad w_{2,t} = \frac{w_{2,a}}{\operatorname{tg} \gamma} = -\frac{w_{2,a}}{\operatorname{tg} \beta_2}$$

نجد أخيراً أن:

$$R = \frac{c_a}{2u} \left(\frac{1}{\operatorname{tg} \gamma} - \frac{1}{\operatorname{tg} \beta_1} \right) = -\frac{c_a}{2u} (\cot g \beta_2 + \cot g \beta_1) \quad (42-4)$$

نلاحظ بصفة خاصة أنه حتى تصبح قيمة R معدومة يجب أن يكون لدينا أيضاً:

$$\beta_1 = 180^\circ - \beta_2 = \gamma$$

وهذا يبين أن مرحلة فعل ($R=0$) لها نفس القيم لـ c_a عند الدخول والخروج من الدولاب، تمثل بالضرورة مرحلة من الريش المتناظرة.

3.6.4 التعبير الترموديناميكي لدرجة الارتداد R_{th}

تسمح معادلة الجريان المستقر في الفوهة بكتابة:

$$\frac{c_1^2 - c_0^2}{2} = H_0 - H_1 = \eta_n (H_0 - H_{1'}) \quad (43-4)$$

وبنفس الطريقة نجد من العلاقة (4-32) أن:

$$\frac{w_2^2 - w_1^2}{2} = H_1 - H_2 = \eta_a (H_1 - H_{2'}) \quad (44-4)$$

وبتعويض هذه القيم في معادلة R (4-38) نجد:

$$R = \frac{H_1 - H_2}{(H_0 - H_1) + (H_1 - H_2)} = \frac{H_1 - H_2}{H_0 - H_2}$$

$$1 - R = \frac{H_0 - H_1}{H_0 - H_2} \quad (45-4)$$

غير أننا نفترض عادة في الحسابات شكلاً جديداً لدرجة الارتداد مناسباً للاستخدام في مخطط موليه (H-S) تدعى بدرجة الارتداد الترموديناميكية الشكل (4-8) وتعرف بالنسبة التالية:

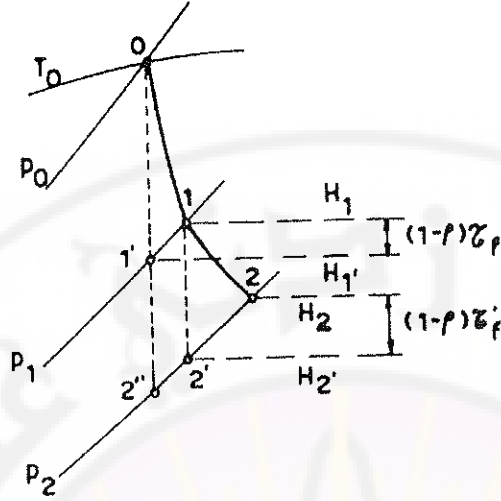
$$R_{th} = \frac{H_1' - H_{2'}}{H_0 - H_{2'}}$$

ومنه:

$$1 - R_{th} = \frac{H_0 - H_1'}{H_0 - H_{2'}} \quad (46-4)$$

وهذه القيمة لا تنطبق مع قيمة R إلا إذا كانت $\eta_n = \eta_a$ وإذا سمحنا بالتقريب التالي:

$$H_1 - H_{2'} = H_1' - H_{2'} \quad (47-4)$$



الشكل (4-8)

بوساطة هذه المساواة وتعريف R_{th} فإنه يمكننا كتابة العلاقات (4-43) و (4-44) بالصيغ التالية:

$$\frac{c_1^2 - c_0^2}{2} = \eta_n (1 - R_{th}) (H_0 - H_{2'}) \quad (4-43')$$

$$\frac{w_2^2 - w_1^2}{2} = \eta_a R_{th} (H_0 - H_{2'}) = \eta_a (H_{1'} - H_{2'}) \quad (4-44')$$

مما يسمح بكتابة العلاقة (4-38') على النحو التالي:

$$R = \frac{H_{1'} - H_{2'}}{H_0 - H_{2'}} \frac{\eta_a}{\eta_n (1 - R_{th}) + \eta_a R_{th}} = R_{th} \frac{\eta_a}{\bar{\eta}_d} \quad (4-48)$$

حيث $\bar{\eta}_d$ تحدد، بالأخذ في الحسبان التقريب (4-47)، بالنسبة:

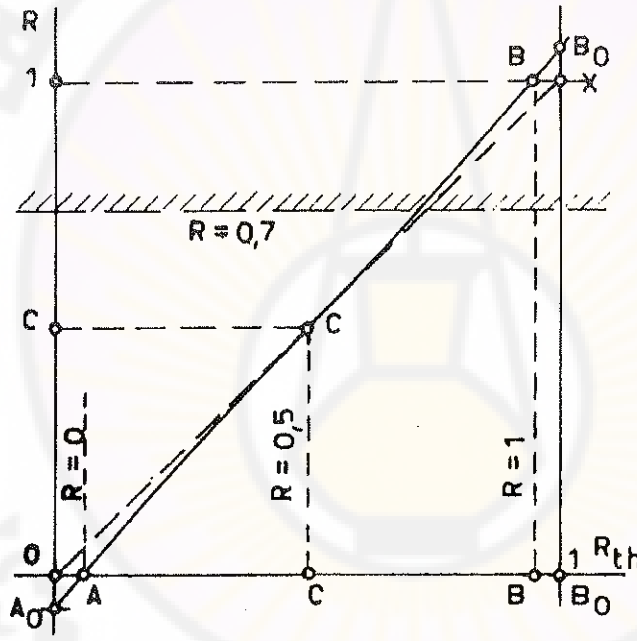
$$\bar{\eta}_d = \eta_n (1 - R_{th}) + \eta_a R_{th} = \frac{H_0 - H_2}{H_0 - H_{2'}} \quad (4-49)$$

والذي يمثل المردود الوسطي للتمدد في المرحلة.

7.4 التمدد على منحنى موليبه (H-S) لمراحل مختلفة

أشرنا سابقاً أنه بالأخذ في الحسبان المساواة في العلاقة (4-47) (وهذا ما سننجه في دراستنا القادمة)، فإن $R = R_{th}$ بشرط أن تكون $\eta_a = \eta_n$. وإذا كانت هذه هي الحالة دائماً، فإنه يتمثل (R, R_{th}) في الشكل (4-9) كتابع:

$$R = f(R_{th}) \quad (4-50)$$



الشكل (4-9)

فإنه يعطينا مستقيماً OX يميل بزاوية مقدارها 45° . باختيار أنظمة التشغيل النظرية الممكنة على مخطط موليبه لمرحلة عنفية يتم فيها التمدد بين الحالة (P_0, T_0) المعطاة، وضغط ثابت P_2 ، فإنه يمكن الحصول على فكرة أكثر دقة عن التابع (4-50).

1.7.4 مرحلة ذات درجة ارتداد ($R = 0,5$)

تطابق هذه الحالة المخطط (H, S) للشكل (4-10)، ولدينا وفقاً للمعادلة (4-45)

أن:

$$H_0 - H_1 = H_1 - H_2$$

وبما أن التمدد في الفوهة مكافئ طاقياً لذلك الذي يتم في الحركة النسبية داخل الدولاب، لذلك يمكن أن نتكهن كما هو موضح في فقرة قادمة، أن زوايا الفوهات والريش المتحركة:

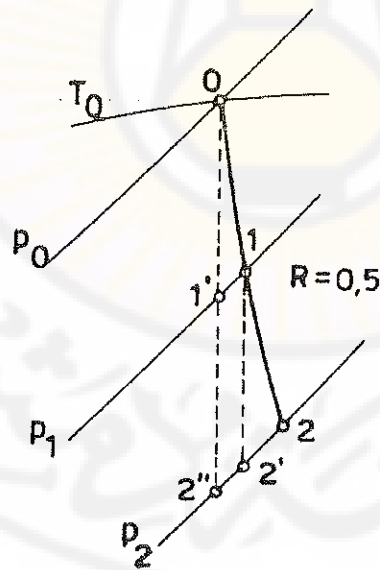
$$\theta_n = \alpha_0 - \alpha_1 \quad \theta_a = \beta_2 - \beta_1$$

ستكون هي نفسها. وينتج أن المردودين η_n و η_a مختلفان قليلاً، أو متساويان، بحيث يمكن أن نكتب:

$$\eta_n = \eta_a = \bar{\eta}_d \quad (4-51)$$

$$R = R_m \quad \text{ومنه}$$

وهذا النوع من العمل يطابق النقطة C في الشكل (4-9).



الشكل (4-10)

2.7.4 مرحلة فعل صافي $R = 0$

يبين الشكل (4-11) هذه المرحلة حيث عمل رد الفعل يساوي الصفر أي:

$$\tau_{m,r} = H_1 - H_2 = 0$$

وتبعاً للمعادلة (4-30) نجد إذن أن $w_2 = w_1$ وكذلك:

$$\tau'_f = \int v dp = v_m (p_1 - p_2)$$

حيث v_m الحجم النوعي وهو قيمة متوسطة لكل من p_1 و p_2 . وبما أن τ'_f موجب فينتج أنه من الواجب أن يكون لدينا:

$$dp < 0, \quad p_1 > p_2, \quad H_1 - H_2 = H_{1'} - H_{2'} > 0 \quad \& \quad \eta_a = 0$$

ومنه نستطيع استنتاج ما يلي:

$$R_m = \frac{H_{1'} - H_{2'}}{H_0 - H_{2'}} > 0 \quad \bar{\eta}_d = \eta_n (1 - R_m) < \eta_n \quad (4-52)$$

يمكن تقدير قيمة τ'_f بواسطة علاقة تأخذ بعين الاعتبار معامل ζ' يتم تحديده تجريبياً:

$$\tau'_f = \zeta' \frac{w_1^2}{2}$$

وبما أن قيمة p_1 محددة، فإنه يمكن حساب R_m و $\bar{\eta}_d$ بالعلاقات (4-52) مع ملاحظة أن لدينا:

$$H_{1'} - H_{2'} = c_p (T_{1'} - T_{2'}) = c_p T_{2'} \left(\frac{T_{1'}}{T_{2'}} - 1 \right) = c_p T_{2'} \left[\left(\frac{p_1}{p_2} \right)^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right]$$

وهذا النوع من العمل يطابق النقطة A في الشكل (4-9).

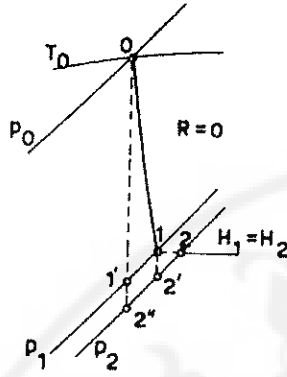
3.7.4 مرحلة دون تمدد في الدوالب $p_1 = p_2$

يبين الشكل (4-12) هذه المرحلة حيث نجد أن:

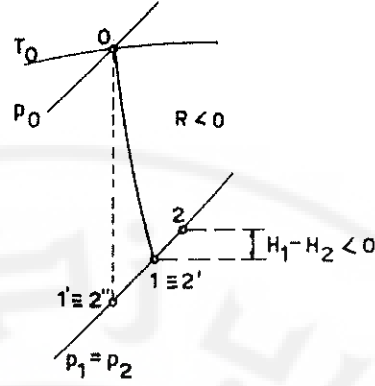
$$H_{1'} - H_{2'} = 0 \quad \& \quad R_m = 0$$

وبما أن $dp = 0$ في الشفرات المتحركة فإن المعادلة (4-30) تصبح:

$$\frac{w_2^2 - w_1^2}{2} = -\tau'_f = H_1 - H_2 < 0 \quad (4-53)$$



الشكل (11-4)



الشكل (12-4)

أي إن المائع المار في الدوالب يخضع إلى تباطؤ قليل ($w_2 < w_1$) والذي يمكن أن نميزه بتابع تجريبي ψ نعرفه كالتالي:

$$w_2 = \psi w_1 \quad (4-53')$$

ينتج لدينا أيضاً أن:

$$\tau_{m,a} > 0 \quad \& \quad \tau_{m,r} = H_1 - H_2 < 0$$

مما يطابق عمل المرحلة بصفة فوق فعلية (superaction). ومن أجل هذه المرحلة نجد أن:

$$R < 0 \quad \& \quad \eta_a = \frac{H_1 - H_2}{H_1' - H_2'} = -\infty$$

غير أن الجداء $\eta_a R_{th}$ الذي يظهر في علاقة $\bar{\eta}_d$ يبقى محدداً: وهو سالب ويمثل الضياعات الدورانية (rotoric losses). باستخدام معامل التباطؤ ψ المعتبر في العلاقة (4-53') ، نجد :

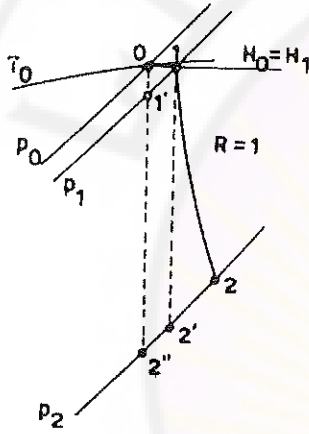
$$\bar{\eta}_d = \frac{H_0 - H_2}{H_0 - H_2'} = \frac{H_0 - H_1}{H_0 - H_2'} + \frac{H_1 - H_2}{H_0 - H_2'} = \eta_n - \frac{(1 - \psi^2) w_1^2}{2(H_0 - H_2')} \quad (4-54)$$

يدعى هذا النوع من التشغيل في بعض الأحيان بالتشغيل عن طريق الدفع ويطابق النقطة A_0 في الشكل (4-9).

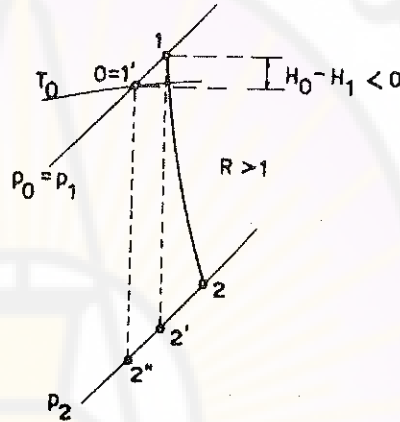
4.7.4 مرحلة ذات ارتداد صافي $R=1$

ماعدًا بعض العنفات التي تعمل بجريان قطري، فإن بعض مراحل رد الفعل تعمل بمعامل ارتداد $R > 0,7$ وهذا النوع غير قابل للإنشاء في الحياة العملية، إلا أن دراسة هذا النوع من العنفات المحورية لا يمثل سوى فائدة نظرية. وبفرض $R=1$ كما في الشكل (13-4) فإن عمل الفعل يساوي الصفر:

$$\tau_{m,a} = H_0 - H_1 = 0$$



الشكل (13-4)



الشكل (14-4)

استناداً إلى معادلة الجريان الأديباتي في الفوهة فإنه يجب أن يكون لدينا أيضاً

$$c_0 = c_1 \text{ ومنه:}$$

$$\tau_f = \int_1^0 v dp = v_m (p_0 - p_1)$$

باعتبار أن الحجم النوعي v_m هو متوسط v_0 . وبما أن τ_f موجب ينتج لدينا إذن:

$$dp < 0 \quad p_0 > p_1 \quad H_0 - H_{1'} > 0 \quad \& \quad \eta_n = 0$$

نستطيع إذن استنتاج أن:

$$R_{th} = \frac{H_{1'} - H_{2'}}{H_0 - H_{2'}} = 1 - \frac{H_0 - H_{1'}}{H_0 - H_{2'}} < 1$$

و:

$$\bar{\eta}_d = R_{th} \eta_a < \eta_a$$

يمكن تقدير قيمة τ_f عن طريق علاقة تأخذ في الحسبان عاملاً γ يتم تحديده تجريبياً:

$$\tau_1 = \zeta \frac{c_0^2}{2}$$

وبما أن p_1 محددة، فإنه يمكن حساب R_{th} و $\bar{\eta}_d$ بدءاً من القيمة:

$$H_0 - H_1 = c_p(T_0 - T_1) = c_p T_0 \left(1 - \frac{T_1}{T_0}\right) = c_p T_0 \left[1 - \left(\frac{p_1}{p_0}\right)^{\frac{k-1}{k}}\right]$$

وهذا النوع من التشغيل يطابق النقطة B في الشكل (4-9).

5.7.4 مرحلة دون تمدد في الفوهة $p_0 = p_1$

يبين الشكل (4-14) هذه المرحلة حيث نجد أن:

$$H_0 - H_1 = 0 \quad \& \quad R_{th} = 1$$

وبما أن $dp = 0$ في الفوهة، فإن معادلة الجريان الأديباتي تصبح:

$$\frac{c_1^2 - c_0^2}{2} = \tau_1 = H_0 - H_1 < 0$$

أي أن المائع الداخل إلى الفوهة بسرعة c_0 يخضع إلى تباطؤ قليل ($c_1 < c_0$) يمكن أن نميزه بمعامل φ يحدد تجريبياً بحيث:

$$c_1 = \varphi c_0$$

وكما نسمح بأن $c_0 = c_2$ ، بفرض أن المرحلة مندمجة، نجد إذن:

$$\tau_{m,a} < 0 \quad \& \quad \tau_{m,r} = H_1 - H_2 > 0$$

والذي يطابق عملاً يسمى (فوق الارتداد) (superreaction) لهذا النوع من المراحل نجد:

$$R > 1 \quad \& \quad \eta_n = \frac{H_0 - H_1}{H_0 - H_1} = -\infty$$

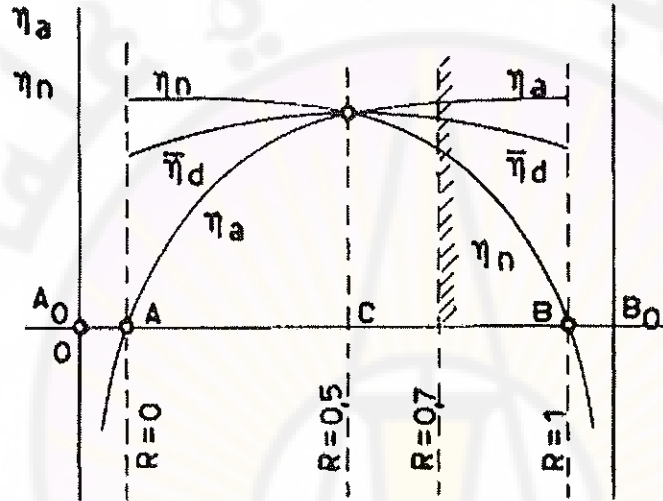
غير أن الجداء $\eta_n(1 - R_{th})$ الذي يظهر في علاقة $\bar{\eta}_d$ يبقى محدداً، وهو سالب ويمثل الضياعات الثابتة (statoric) باستخدام معامل التمهّل φ نجد أن:

$$\bar{\eta}_d = \frac{H_0 - H_2}{H_0 - H_2} = \frac{H_1 - H_2}{H_0 - H_2} - \frac{H_1 - H_0}{H_0 - H_2} = \eta_a - \frac{(1 - \varphi^2)c_0^2}{2(H_0 - H_2)}$$

يطابق هذا النوع من التشغيل النقطة B_0 في الشكل (4-9).

6.7.4 مقارنة الأنواع المختلفة من المراحل

إذا قمنا بحصر مجموع النتائج لدراسة الأنواع المختلفة من المراحل، نحصل على الاستنتاجات الملخصة في الجدول التالي، والتي توضح حتى ولو كفيفاً المنحني المرسوم في الشكل (4-9) وذلك بما يرتبط بالعلاقة (4-50).



الشكل (4-15)

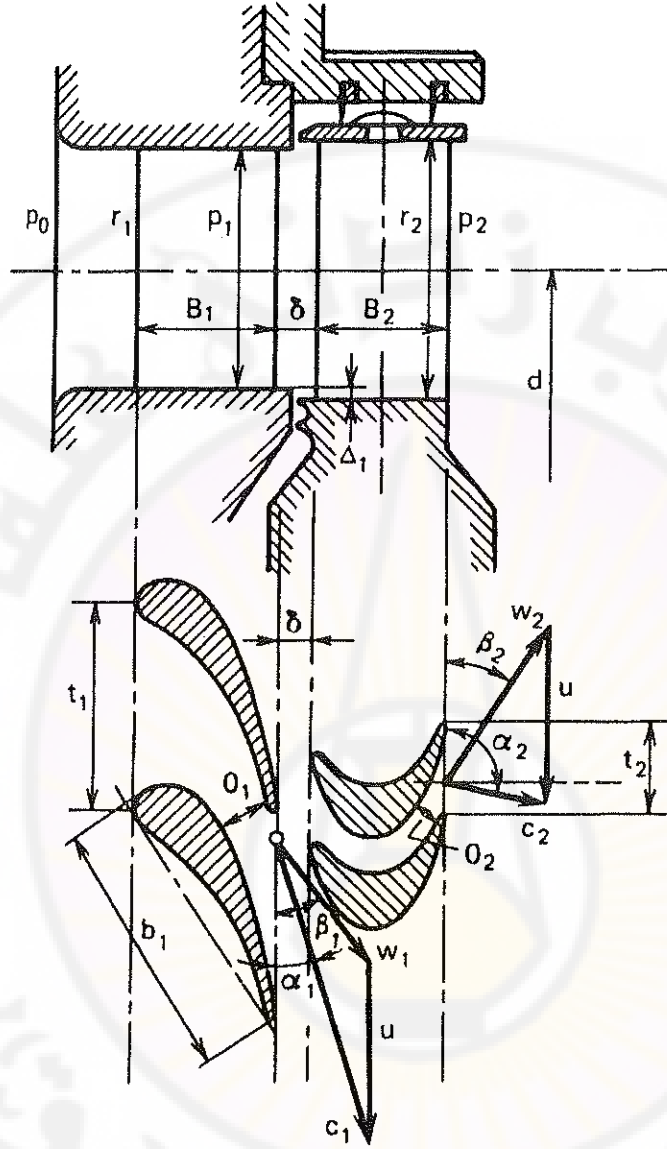
η_a		η_n	طريقة العمل	R	R_{th}	الحالة
$-\infty$		$-$	فوق فعلي	$0 >$	0	A_0
0		$-$	فعل صافي	0	$0 <$	A
η_a	$<$	η_n	فعل ورد فعل	$< R_{th}$		
η_a	$=$	η_n	فعل ورد فعل	$0,5$	$0,5$	C
η_a	$>$	η_n	فعل ورد فعل	$> R_{th}$		
$-$		0	رد فعل صافي	1	$1 >$	B
$-$		$-\infty$	فوق رد فعل	$1 <$	1	B_0

أما ما يتعلق بالقيم النسبية لكل من η_n و η_a ، فإن استمرار تغيرهما مع $R_{||}$ أو R يسمح بالاستنتاج أنهما يجب أن يتغيران وفقاً لمنحنيات كالتي تظهر في الشكل (4-15). إن دراسة زوايا التماس للريش ومستوى سرعات المائع تؤكد هذه النقطة. يمكن أن نلاحظ أخيراً أن الشكل (4-8) والمرسوم من أجل قيمة لـ $R_{||}$ تساوي 0,4، يأخذ بعين الاعتبار عدم المساواة بين $\eta_n > \eta_a$.

8.4 حفظ الطاقة في مرحلة عنفية

تضم المرحلة العنفية عادة صفراً من الأجزاء غير المتحركة (ثابتة) ريش الفوهات التي يتسارع في ممراتها جريان البخار أو الغاز، ومن صف الريش المتحركة التي تتحول فيها طاقة البخار أو الغاز إلى عمل ميكانيكي على الدوالب الدائر ليتغلب على القوى المقاومة للالة المقادة.

يبين الشكل (4-16) مرحلة عنفية ذات جريان محوري، حيث يظهر هذا الشكل مقطعاً طولياً على طول محور الدائر (الجزء العلوي من محور الدائر) وتطور المقطع الاسطواني عند القطر الوسطي للمرحلة d عبر جزء الفوهات والريش المتحركة. في ممر ريش الفوهات، يتمدد مائع التشغيل من الضغط البدائي قبل ريش الفوهة، p_0 ، إلى الضغط p_1 في الفتحة بين الفوهة والريش المتحركة. يكتسب مائع التشغيل الذي يتمدد في الفوهات عند مخرج الفوهة سرعة c_1 موجهة بزوايا مقدارها α_1 بالنسبة إلى شعاع السرعة المحيطية للريش المتحركة. يؤمن هذا الاتجاه للجريان بزوايا محددة α_1 بوساطة شكل وترتيب ريش الفوهة الموضحة في الشكل (4-16). تتحرك الريش المتحركة بالنسبة للريش الثابتة بسرعة محيطية مقدارها u . يعتمد سعة هذه السرعة على القطر d الذي ترتب وفقه الريش المتحركة وعلى تواتر دوران الدائر n : $u = \pi d n$. عند مدخل الريش المتحركة، يتحرك مائع التشغيل بسرعة نسبية مقدارها w_1 . كما هو معروف، شعاع السرعة النسبية $\bar{w}_1$ يحدد بالتفاضل الشعاعي للسرعة المحيطية $\bar{u}$ من السرعة المطلقة $\bar{c}_1$. أشعة السرعة المطلقة $(\bar{c}_1)$ ، السرعة المحيطية $(\bar{u})$ ، والسرعة النسبية $(\bar{w}_1)$ تشكل مثلث السرعة عند مدخل الريش المتحركة. الزاوية بين شعاعي السرعة النسبية والمحيطية يشار لها بـ β_1 اتجاه حواف القيادة للريش المتحركة أثناء تصنيعها تحدد باتجاه السرعة النسبية، أي بالزاوية β_1 .



الشكل (4-16): ممر الجريان لمرحلة عنفية ذات جريان محوري
ومقطع السطح الأسطواني عند القطر الوسطي للمرحلة
 0_1 و 0_2 : أبعاد عنق سلسلة الفوهات وسلسلة الريش المتحركة

بما أن مائع التشغيل يجري في ممرات بين الريش المتحركة، يتمدد أيضاً من الضغط p_1 إلى الضغط p_2 خلف الريش ويدور لجريان. بداعي دوران الجريان وتمدد مائع التشغيل، تطبق قوة على الريش المتحركة، وهكذا ينشأ عزم على الدائر، الذي يشكل عملاً للتغلب على القوى المقاومة للألة المقادة.

بسبب دوران الجريان في ممرات الريش المتحركة يتشكل جزء فعال من القوة، بينما يزود تسارع الجريان في هذه الممرات جزء رد فعلي للقوة التي تؤثر في الريش المتحركة. السرعة النسبية لمائع التشغيل عند الخروج من ممرات الريش المتحركة يشار لها بـ w_2 . تحدد بالطاقة الحركية للحركة النسبية عند مدخل ممرات سلسلة الريش المتحركة وطاقة تمدد مائع التشغيل من الضغط p_1 إلى p_2 . بإضافة شعاع السرعة النسبية $\bar{w}_2$ إلى السرعة المحيطية $\bar{u}$ نجد شعاع السرعة المطلقة $\bar{c}_2$.

الزاوية بين شعاع السرعة $\bar{w}_2$ والاتجاه المعاكس لـ $\bar{u}$ يشار لها بـ β_2 ، تحدد قيمتها ببروفيل الريشة المتحركة وتوضع الريشة على الدائرة: اتجاه الحافة الخلفية للريشة المتحركة يحدد اتجاه السرعة للجريان عند مخرج الريش المتحركة. الزاوية بين شعاع السرعة $\bar{c}_2$ والاتجاه المعاكس للسرعة $\bar{u}$ يشار لها بـ α_2 . مثلث السرعة المتشكل بالأشعة $\bar{w}_2$ و $\bar{u}$ و $\bar{c}_2$ يدعى بمثلث الخروج.

يبين الشكل (4-17) تحول الجريان لمائع التشغيل في مرحلة عنفية على مخطط h-s. حيث يتمدد مائع التشغيل في ممرات الفوهة للمرحلة من الحالة المحددة بالنقطة 0، إلى حالة النقطة 1' الموافقة إلى الجريان النظري (الايذنتروبي) في الفوهات. يتضمن التحول الحقيقي في الفوهات ضياعات بالطاقة $\Delta H_{\text{ش}}$ (أنظر العلاقة 4-18) والتي تعاد كحرارة خلفية إلى الجريان وترفع الانتالبي خلف الفوهات. الحالة الفعلية لمائع التشغيل خلف الفوهات تعطى بالنقطة 1. فرق الانتالبي $h_0 - h_{1'}$ ، معاً مع الطاقة الحركية عند مدخل الفوهات $(c_0^2/2)$ يمثل الطاقة المتاحة في الفوهات $\bar{H}_{om}$ والتي تساوي إلى الطاقة الحركية للجريان عند مخرج الفوهة $(c_{1'}^2/2)$ لجريان بدون ضياعات. بالتطابق مع معادلة الطاقة (4-16)، تحدد السرعة النظرية للجريان عند مخرج الفوهة بالعلاقة:

$$c_{1'} = \sqrt{2(h_0 - h_{1'}) + c_0^2} = \sqrt{2\bar{H}_{om}} \quad (55-4)$$

السرعة الفعلية للجريان عند مخرج الفوهات أقل من $c_{1'}$ بسبب ضياعات الطاقة:

$$c_1 = \varphi c_{1'} \quad (56-4)$$

حيث φ معامل السرعة للفوهة.

التحول النظري لتمدد مائع التشغيل في الريش المتحركة موضح على الشكل (4-17)

بالخط المرسوم من النقطة 1 إلى النقطة 2'، الفرق $h_1 - h_{2'}$ يشار له بـ H_{om}

من أجل جريان في الحركة النسبية في ممرات الريش المتحركة، معادلة الطاقة لمقاطع الدخول والخروج من ممرات الريش المتحركة يمكن أن تكتب على النحو التالي:

الجزء اليميني من هذه المعادلة لا يحتوي على حدود يمكن أن تميز العمل الميكانيكي المقدم من الريش المتحركة إلى الدائر، نظراً لأن العمل الميكانيكي للقوة المتبادلة بين ريشة متحركة والجريان في إحداثيات الريش المتحركة يساوي إلى الصفر. في الحقيقة، نقطة تطبيق هذه القوة لا تتحرك نسبة إلى دوران الريش المتحركة. إزاحة نقطة تطبيق القوة تحسب لذلك بواسطة الجداء في علاقة العمل الميكانيكي.

232

$$w_{2'} = \sqrt{2(h_1 - h_{2'}) + w_1^2} = \sqrt{2H_{0m} + w_1^2} \quad (58-4)$$

السرعة النسبية الحقيقية عند الخروج من الريش المتحركة ستكون أقل من $w_{2'}$:

$$w_2 = \psi w_{2'} \quad (59-4)$$

حيث ψ معامل سرعة الريش المتحركة.

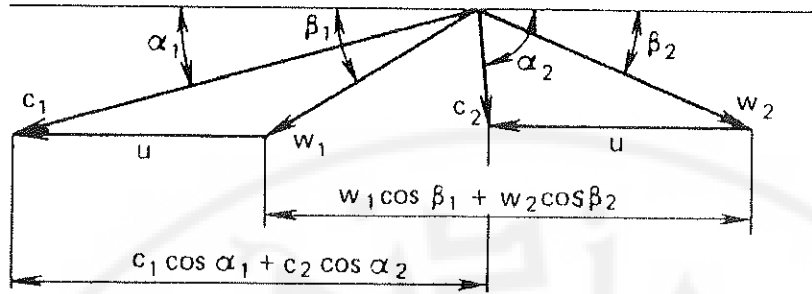
ضياح الطاقة ΔH_m يمكن إيجاده من علاقة مشابهة إلى العلاقة (4-18):

$$\Delta H_m = \frac{w_{2'}^2}{2} - \frac{w_2^2}{2} \quad (60-4)$$

في الشكل (4-17)، القطاع H_0 الذي يساوي إلى الفرق $h_0 - h_{2'}$ ، يمثل هبوط الانتالبي المتاح في المرحلة بتعبير البارامترات الستاتيكية، والقطاع $\bar{H}_0$ الذي يتضمن الطاقة الحركية للجريان عند مدخل الفوهات $c_0^2/2$ والتي تمثل هبوط الانتالبي المتاح بعبارة بارامترات الركود (التوقف) قبل المرحلة وضغط السكون بعد المرحلة. إذا تعامل الجريان مع الطاقة الحركية المتبقية $c_2^2/2 = \Delta H_{ev}$ عند الخروج من الريش المتحركة بحيث يدخل إلى غرفة كبيرة، ستصرف هذه الطاقة لزيادة درجة حرارة مائع التشغيل بسبب الركود الايزوباري في الغرفة. الكمية ΔH_{ev} تدعى بضياح الطاقة مع سرعة الخروج للمرحلة وهي مرسومة على مخطط $h-s$ كما هو مبين في الشكل (4-17).

في حساب مراحل العنفة، يمكن لمثلثات السرعة عند الدخول والخروج من الريش المتحركة، والمبينة في الشكل (4-16)، أن تبنى بدءاً من النقطة نفسها كما هو موضح بالشكل (4-18).

يتم إيجاد كل من السرعة النسبية w_1 والزاوية β_1 من الشكل الهندسي لمثلث السرعات عند الدخول. لبناء مثلث السرعات عند الخروج، نوجد أولاً السرعة النسبية w_2 باستخدام العلاقة (4-59)، الزاوية β_2 لشعاع السرعة $\bar{w}_2$ عادة ما تحسب من معادلة الاستمرار لمقطع الخروج للريش المتحركة. السرعة المطلقة c_2 والزاوية α_2 توجدان من الشكل الهندسي لمثلث السرعة عند الخروج.



الشكل (4-18): مثلثات السرعة لجريان البخار (أو الغاز) في مرحلة عنفية

العلاقة بين سرعات وزوايا الجريان في المراحل العنفية تعتمد جوهرياً على درجة الارتداد النظرية في المرحلة R_{th} . وتعرف بالنسبة بين هبوط الحرارة المتاح على الريش المتحركة إلى مجموع هبوط الحرارة المتاح في الفوهة والريش المتحركة، والذي يساوي تقريباً إلى هبوط الحرارة المتاح في المرحلة بسبب بارامترات الركود:

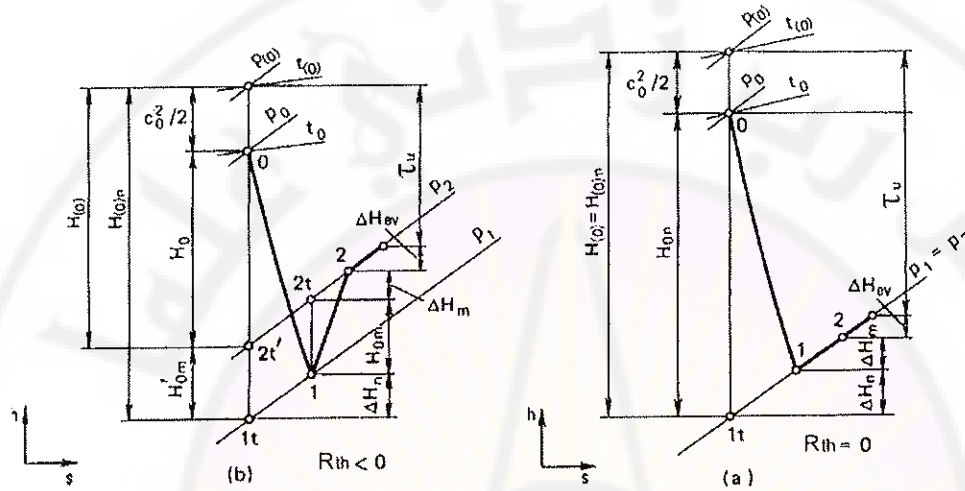
$$R_{th} = \frac{H_{om}}{H_{on} + H_{om}} \approx \frac{H_{om}}{H_0} \quad (4-61)$$

مع درجة ارتداد أكبر، يتسارع الجريان فعلياً في الريش المتحركة، وهكذا تزداد السرعة النسبية عند الخروج w_2 على نحو واضح بالمقارنة مع السرعة w_1 . تدعى المرحلة العنفية ذات درجة الارتداد صفر بالمرحلة الدفعية أو الفعلية (Impulse stage). في المرحلة الدفعية لا يتمدد مائع التشغيل على الريش المتحركة والضغط قبل الريش المتحركة يساوي إلى الضغط بعد هذه الريش $p_1 = p_2$. المراحل العنفية ذات درجات الارتداد حتى 0.2-0.25 ترتبط بالنوع الفعلي. مراحل العنفة التي فيها درجة الارتداد تساوي إلى 0.4-0.6 أو أكثر تدعى بالمراحل الارتدادية (reaction stages). في العنفات الرد فعلية المتعددة المراحل تستخدم عادة مراحل ذات درجة ارتداد تساوي $R=0.5$.

كقاعدة عامة، لا تستخدم في الواقع العملي المراحل العنفية فوق الفعلية $R_{th} \leq 0$. المراحل الفعلية الحقيقية تملك بعض القيم الموجبة لدرجة رد الفعل لتؤمن أن الجريان في ممرات الريش المتحركة يكون من النوع المختلط (متقارب). وكما هو معروف من ديناميك الموائع يقلل الجريان المتقارب من ضياعات الطاقة.

في حالات خاصة، تملك مراحل العنفة درجات ارتداد سالبة. جريان مائع التشغيل في ممرات الريش للمرحلة العنفية مع $R_{th} < 0$ هو نوع ناشر (متباعد)، أي إن الضغط في

ممرات الريش المتحركة يزداد باتجاه المخرج $p_1 < p_2$ ، يتضمن هذا الجريان المتباعد ارتفاع بالطاقة الضائعة في ممرات الريش المتحركة. مخطط $h-s$ للتحويلات في المرحلة مع $R_{th} < 0$ مبين في الشكل (19b-4) وتلك في مرحلة مع $R_{th} = 0$ مبين في الشكل (19a-4).



الشكل (19-4): مخطط $h-s$ للتحويلات (a) في مرحلة مع درجة ارتداد

$R_{th} = 0$ و (b) في مرحلة مع درجة ارتداد سالبة $R_{th} < 0$

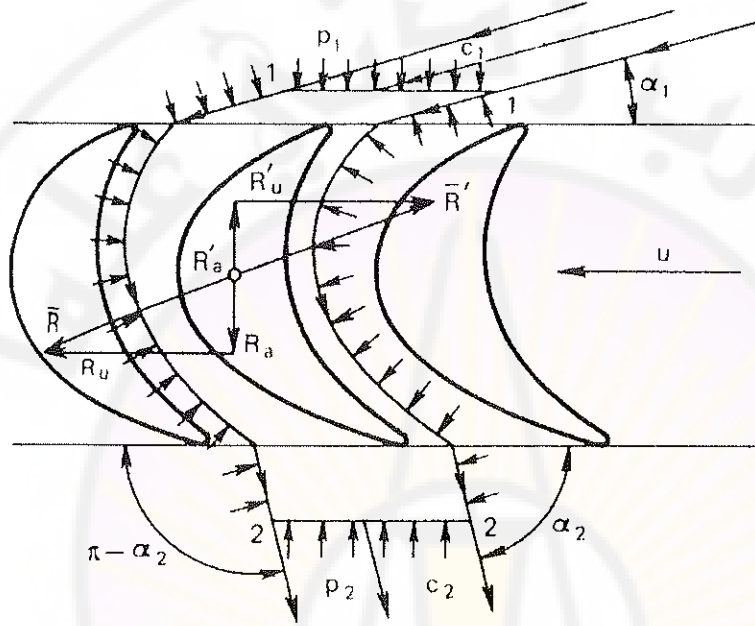
1.8.4 القوى المؤثرة في الريش المتحركة

يجري مائع التشغيل فوق الريش المتحركة مطبقاً عليها قوى محددة، والتي تظهر بسبب دوران وتسارع الجريان في ممرات الريش. هذه القوى ذات طبيعة ايروديناميكية. لتحديد هذه القوى، نعتبر الجريان في الريش المتحركة (الشكل 20-4). دعنا نفصل في الجريان محيط ثابت 1-2-2-1-1 والذي يحيط اصطلاحياً بريشة واحدة.

عملياً، يمكن لهذه الريشة أن تمثل جميع ريش المرحلة. على يمين ويسار الخطين 1-2 في هذا المحيط الشروط متطابقة ومزاحه بنفس المسافة من حافة البروفيلات، بينما الخطان 1-1 و 2-2 موازيان لشعاع السرعة المحيطية $\bar{u}$.

ندرس القوى المؤثرة على جزء من مائع التشغيل الذي يجري في محيط منعزل. هذا الجزء من الجريان يتأثر نزولاً من حافة الريش بقوة رد فعل الريش $\bar{R}'$ ومن طرف

الجزء المتبقي من الجريان، بقوى الضغط المطبقة على السطوح 1-1 و 2-2. قوى الضغط على يسار ويمين السطحين 2-1 من المحيط متساوية بالسعة ولكنها متعاكسة بالاتجاه، وهكذا فإن هذه القوى في حالة توازن طبيعي.



الشكل (4-20): مخطط توضيحي لاشتقاق معادلة كمية الحركة لمرحلة عنفية

باستخدام قوانين الميكانيك، فإن دفع القوى المؤثرة على جزء الجريان المفصول بالجزء الثابت يساوي إلى تغير كمية الحركة لمائع التشغيل المار عبر هذا المحيط. المعادلة التي تصف هذا القانون تكتب بالصيغة الشعاعية التالية:

$$\bar{R}'dt + (\bar{p}_1 + \bar{p}_2)Adt = dm(\bar{c}_2 - \bar{c}_1) \quad (62-4)$$

الحد الأول من المعادلة هو دفع القوة $\bar{R}'$ التي تؤثر بها الريش على الجريان، الحد الثاني هو دفع قوى الضغط على السطوح 1-1 و 2-2، الطرف اليميني من المعادلة هو تغير كمية حركة الكتلة dm التي تجري خارجاً من السطح 2-2 وداخلاً عبر السطح 1-1 في الزمن dt . يعنى بـ A المساحة المرتدة بواسطة الريش المتحركة خلال الحركة ضمن الجريان الفعال لمائع التشغيل. إذا زود مائع التشغيل على المحيط الكامل لدولاب العنفة، فإن:

$$A = \pi db_2$$

المعادلة (4-62) يمكن كتابتها بالإسقاط على اتجاه السرعة المحيطية $\bar{u}$ ، وباعتبار أن $dm/dt = G$ نجد:

$$R'_u = G[c_2 \cos(\pi - \alpha_2) - c_1 \cos \alpha_1]$$

وهكذا، بتبديل قوة رد فعل الريش بالقوة التي يؤثر بها الجريان على الريش، نحصل على المعادلة الرئيسة لتحديد القوة المحيطية المطبقة بواسطة مائع التشغيل على الريش المتحركة في مرحلة عنفية ذات جريان محوري:

$$R_u = G(c_1 \cos \alpha_1 + c_2 \cos \alpha_2) \quad (4-63)$$

تتطبق القوة المحيطية R_u في الاتجاه مع القوة المحيطية للريش المتحركة. أي أن القوة المحيطية R_u تحدد العمل المطبق بواسطة الجريان في الريش المتحركة، وهكذا في دوار العنفة.

بإسقاط المعادلة (4-62) على الاتجاه المحوري (على طول محور الدائر)، نجد:

$$\bar{R}'_a = G(c_2 \sin \alpha_2 - c_1 \sin \alpha_1) + (p_2 - p_1)A$$

وهكذا، بتبديل قوة رد فعل الريش R'_a بقوة تأثير الجريان على الريش $R_a = R'_a$ ، نحصل على المعادلة الرئيسة لتحديد القوة المحورية المطبقة بواسطة مائع التشغيل على الريش المتحركة لمرحلة عنفية ذات جريان محوري:

$$R_a = G(c_1 \sin \alpha_1 - c_2 \sin \alpha_2) + (p_1 - p_2)A \quad (4-64)$$

هذه المركبة المحورية للقوة موجهة عمودياً على شعاع السرعة المحيطية، وهكذا، لا تنتج عملاً. مركبة القوة R_a يجب أن تدرس في حسابات القوى المحورية المؤثرة في مضاجع الدفع لدوار العنفة.

2.8.4 استطاعة المرحلة والعمل النوعي

الاستطاعة المتطورة على الريش المتحركة لمرحلة عنفية يمكن تحديدها بجداء القوة المحيطية R_u والسرعة المحيطية للريش المتحركة u :

$$N_u = R_u u = Gu(c_1 \cos \alpha_1 + c_2 \cos \alpha_2) \quad (4-65)$$

العمل المفيد لواحد كيلو غرام من كتلة مائع التشغيل الجاري على الريش المتحركة لمرحلة، أي العمل النوعي، يمكن إيجاده كنسبة بين استطاعة المرحلة إلى معدل جريان مائع التشغيل عبر المرحلة:

$$\tau_m = N_u / G = u(c_1 \cos \alpha_1 + c_2 \cos \alpha_2) \quad (66-4)$$

كما سيتبع من مثلثات السرعة، مجموع مساقط السرع المطلقة على اتجاه السرعة المحيطية يساوي مساقط السرع النسبية على الاتجاه نفسه:

$$c_1 \cos \alpha_1 + c_2 \cos \alpha_2 = w_1 \cos \beta_1 + w_2 \cos \beta_2$$

من علاقات المثلث الحاد الزوايا يمكن إيجاد أن:

$$uc_1 \cos \alpha_1 = \frac{u^2 + c_1^2 - w_1^2}{2}$$

$$uc_2 \cos \alpha_2 = \frac{-u^2 - c_2^2 + w_2^2}{2}$$

باستخدام هذه العلاقات، يمكن كتابة المعادلة (66-4) بالصيغة التالية:

$$\tau_m = u(w_1 \cos \beta_1 + w_2 \cos \beta_2) \quad (66a-4)$$

$$\tau_m = \frac{c_1^2 - c_2^2 + w_2^2 - w_1^2}{2} \quad (67-4)$$

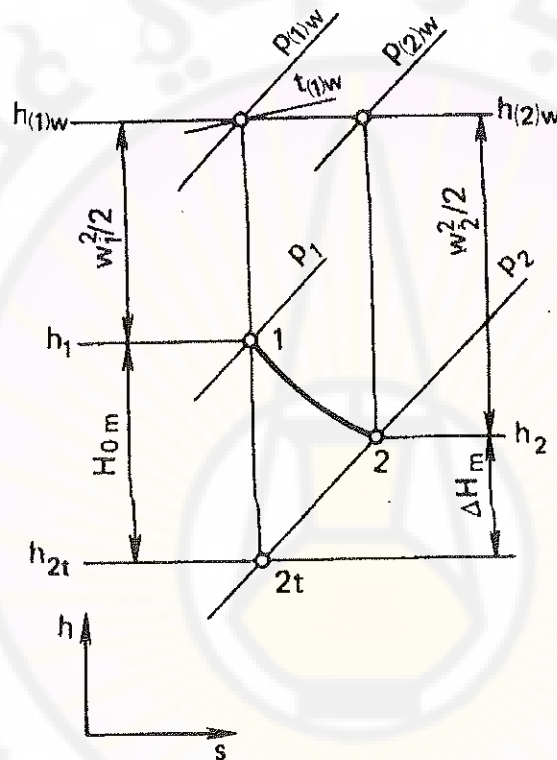
يمكن التأكيد من العلاقة الأخيرة، أن العمل النوعي في مرحلة محورية يساوي إلى فرق الطاقات الحركية المطلقة عند الدخول والخروج من الريش المتحركة وفرق الطاقات الحركية عند المخرج والمدخل في الحركة النسبية.

باستخدام العلاقة (67-4) دعنا نبين أن معادلة الطاقة (4-57) مناسبة للحركة النسبية. لهذه الغاية، نكتب معادلة الطاقة في الحركة المطلقة للمقاطع قبل وبعد الريش المتحركة للمرحلة:

$$h_1 + \frac{c_1^2}{2} = h_2 + \frac{c_2^2}{2} + \tau_m$$

أحد حدود الحد الأيمن لهذه المعادلة هو العمل الميكانيكي المنفذ بواسطة الجريان في الريش المتحركة. في معادلة الطاقة لريش الفوهة (الثابتة)، هذا الحد غير موجود، أي إن الجريان لا ينجز عملاً ميكانيكياً في ريش الفوهة. بتعويض التعبير لـ τ_m من العلاقة (67-4) في هذه المعادلة، نجد بعد بعض التحولات ما يلي:

أي إنه في الحركة النسبية، الطاقة الكلية عند مدخل الريش المتحركة تساوي إلى الطاقة الكلية عند مخرجها. معادلة الطاقة هذه لجريان في الحركة النسبية موضحة بمخطط h-s في الشكل (4-21).



النقطة 1 في المخطط تطابق حالة مائع التشغيل قبل الريش المتحركة. البارامترات $p_{(1)w}$ ، $t_{(1)w}$ هي بارامترات السكون (الركود) قبل الريش المتحركة في الحركة النسبية، حيث يتحصل عليهم بعملية تقاصر ايزنثروبي للجريان بسرعة w_1 . درجة الحرارة $t_{(1)w}$ هي مهمة لتقدير مقاومة الريش المتحركة للعنفات الغازية التي تعمل عند درجات حرارة عالية. الحالة خلف الريش المتحركة تتميز بالنقطة 2، ضغط الركود لهذه النقطة هو $p_{(2)w}$ والانتالبي $h_{(2)w} = h_{(1)w}$.

لعلاقة (4-67) للعمل النوعي سبق استخراجها من معادلة كمية الحركة. كما أنه من الممكن أيضاً إيجاد علاقة العمل النوعي من موازنة الطاقة للريش المتحركة في المرحلة. نظرياً، فإن كيلو غرام من مائع التشغيل يمكن أن ينتج عملاً في مرحلة يساوي إلى الطاقة المتاحة E_0 . هنا يمكن فهم الطاقة المتاحة كمجموع هبوطات الحرارة المتاحة على ريشة الفوهة والريشة المتحركة، أي:

$$E_0 = \bar{H}_{on} + H_{om} \cong \bar{H}_o \quad (4-68)$$

العمل الحقيقي على الريش المتحركة أقل من العمل النظري بسبب الضياعات في ريش الفوهة ΔH_n والريش المتحركة ΔH_m وضياعات الطاقة المرتبطة بحقيقة أن الجريان الذي يترك المرحلة عند سرعة C_2 يحمل من هذه المرحلة طاقة حركية مقدارها $\Delta H_{ev} = C_2^2 / 2$. وهكذا، فإن العمل النوعي على الريش المتحركة يمكن تحديده من العلاقة:

$$\begin{aligned} \tau_m &= E_0 - \Delta H_n - \Delta H_m - \Delta H_{ev} \\ &= H_{on} + H_{om} - \Delta H_n - \Delta H_m - \Delta H_{ev} \end{aligned} \quad (4-69)$$

بالتعويض في هذه العلاقة:

$$\begin{aligned} \Delta H_n &= (c_1^2 / 2) - (c_1'^2 / 2) \text{ و } H_{om} = (w_2^2 / 2) - (w_1^2 / 2) \text{ و } H_{on} = c_1'^2 / 2 \\ \Delta H_m &= (w_2'^2 / 2) - (w_2^2 / 2) \text{ و } \Delta H_{ev} = c_2^2 / 2 \text{، نجد علاقة مطابقة لـ (4-67):} \end{aligned}$$

$$\tau_m = \frac{c_1^2 - c_2^2 + w_2^2 - w_1^2}{2}$$

المقاطع المطابقة للعمل النوعي τ_m مبنية على مخطط h-s للأشكال (4-17) و (4-19).

9.4 المردود النسبي لريش مرحلة عنفية

يتميز إتقان عمل مرحلة عنفية بمرايديها. إن المردود النسبي لريش مرحلة عنفية هو النسبة بين الطاقة المتولدة على الريش المتحركة إلى الطاقة المتاحة في المرحلة:

$$\eta_{rb} = N_u / N_0 \quad (70-4)$$

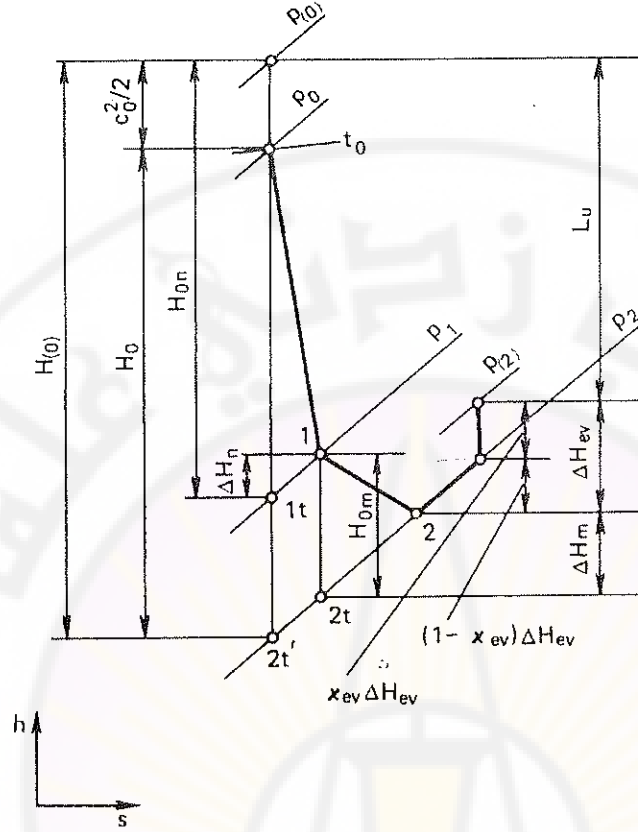
إذا كتبت الطاقات في هذه العلاقة بدلالة معدل تصريف مائع التشغيل عبر المرحلة والطاقة النوعية: $N_u = \tau_m G$ و $N_0 = E_0 G$ فإنه يمكن الحصول على المردود النسبي بصيغة أخرى:

$$\eta_{rb} = \tau_m / E_0 \quad (71-4)$$

في هذه العلاقة يمكن الحصول على العمل المفيد من معادلة أولر أو موازنة ضياعات الطاقة في المرحلة، العلاقة (4-69). تحدد الطاقة المتاحة للمرحلة E_0 بالاعتماد على وضع هذه المرحلة بالنسبة إلى العنفة كلها. إذا كانت المرحلة أخيرة من العنفة أي إن الطاقة الحركية المتبقية لا يتم الاستفادة منها أي $E_0 = \bar{H}_0$. أما بالنسبة لمرحلة مندمجة وفيها الطاقة الحركية المتبقية تستخدم في المرحلة التي تليها، فإن هذه الطاقة غير متضمنة في الطاقة المتاحة للمرحلة المعتبرة أي $E_0 = \bar{H}_0 - \Delta H_{ev}$ (لكي لا تعتبر هذه الطاقة الخارجة مرتين، في المرحلة المدروسة والمرحلة التي تليها). بصفة عامة، تكتب الطاقة المتاحة للمرحلة بالصيغة التالية:

$$E_0 = \bar{H}_0 - x_{ev} \frac{C_2^2}{2} \quad (72-4)$$

حيث $\bar{H}_0$ هبوط الحرارة المتاح للمرحلة بصيغة بارامترات الركود قبل المرحلة و $x_{ev} C_2^2 / 2$ هي جزء من الطاقة الحركية الناتجة من سرعة الخروج للمرحلة المدروسة والتي تستخدم في المرحلة التالية. المعامل x_{ev} يمكن أن يتغير من الصفر إلى الواحد، بصفة خاصة، لمرحلة قبل قنال العادم أي الأخيرة فإن $x_{ev} = 0$. لمعظم المراحل المتوسطة، فإنه يمكن استخدام طاقة الخروج المتبقية على نحو كامل في المرحلة التالية، في هذه الحالة $x_{ev} = 1$. ويبين الشكل (4-21) مخطط h-s لإجراء فيه المعامل x_{ev} أقل من الواحد. جزء من الطاقة الحركية $(1 - x_{ev}) \Delta H_{ev}$ ضائع، تصرف هذه الطاقة خلف المرحلة لزيادة درجة حرارة مائع التشغيل عند ضغط ثابت.



الشكل (4-21): مخطط h-s للجريان في مرحلة عنفية مع استخدام

جزئي لطاقة سرعة الخروج في المرحلة اللاحقة

الجزء الثاني من الطاقة الحركية، $x_{ev}\Delta H_{ev}$ يستخدم في المرحلة التالية لإنتاج عمل ميكانيكي. للمرحلة التالية، فإن هذا الجزء من الطاقة سيكون طاقة سرعة الدخول $C_0^2/2$.

بتعويض τ_m من العلاقة (4-66) و (4-66a) في العلاقة (4-71) نحصل على تعبير المردود النسبي لريش المرحلة بصيغة السرعة المطلقة أو النسبية:

$$\eta_{rb} = \frac{u(C_1 \cos \alpha_1 + C_2 \cos \alpha_2)}{E_0}$$

$$= \frac{u(W_1 \cos \beta_1 + W_2 \cos \beta_2)}{E_0} \quad (73-4)$$

كما نرى من هذه العلاقة، يعتمد مردود المرحلة على قيمة واتجاه السرعات. يمكن الحصول على المردود النسبي لريش المرحلة باستخدام العلاقة (4-69):

$$\eta_{rb} = \frac{\tau_m}{E_0} = \frac{E_0 - \Delta H_n - \Delta H_m - \Delta H_{ev}(1 - x_{ev})}{E_0} \quad (74-4)$$

هنا:

$$\Delta H_n = \frac{C_v^2}{2} - \frac{C_1^2}{2} = (1 - \varphi^2) \frac{C_v^2}{2} = (1 - \varphi^2) \bar{H}_{0n}$$

$$\Delta H_m = \frac{W_{2'}^2}{2} - \frac{W_2^2}{2} = (1 - \psi^2) \frac{W_{2'}^2}{2} = (1 - \psi^2) \left(H_{0n} + \frac{W_1^2}{2} \right)$$

تعبّر هذه القيم عن الضياعات في الفوهة والريش المتحركة وتعبّر $\Delta H_{ev}(1 - x_{ev})$ عن ضياع الطاقة الحركية مع سرعة الخروج.

العلاقان (4-73) و (4-74) هما الأكثر استخداماً لحسابات مراحل العنفة. ويمكن الوصول بسهولة إلى علاقة تستخدم تعبير العمل في العلاقة (4-67) وعلاقة الطاقة المتاحة:

$$\begin{aligned} E_0 &= \bar{H}_0 - x_{ev} \frac{C_2^2}{2} = H_{0n} + H_{0m} - x_{ev} \frac{C_2^2}{2} \\ &= \frac{1}{2} (C_v^2 - x_{ev} C_2^2 + W_{2'}^2 - W_1^2) \\ \eta_{rb} &= \frac{C_1^2 - C_2^2 + W_{2'}^2 - W_1^2}{C_v^2 - x_{ev} C_2^2 + W_{2'}^2 - W_1^2} \end{aligned} \quad (75-4)$$

لندرس المعاملات التي يمكن أن تؤثر على المردود النسبي للمرحلة، أي، دعنا نحاول تثبيت البارامترات اللابعدية الرئيسية التي تحدد η_{rb} . لهذا الغرض، نقوم بتحويل العلاقة (4-73) إلى أبسط حالة لمرحلة ذات دفع صافي ($R_{th} = 0$). يمكن استخدام العلاقة

التالية لهذه المرحلة $W_2 = W_1$ و $E_0 = \bar{H}_0 = C_f^2 / 2$ حيث $(x_{ev} = 0, R_{th} = 0)$ و $W_1 \cos \beta_1 = C_1 \cos \alpha_1 - u$ (من مثلثات السرعة للمرحلة). لنفرض سرعة افتراضية c_f ، التي يمكن تحديدها من العلاقة:

$$C_f^2 / 2 = \bar{H}_0 \quad (76-4)$$

الحالة دفعية $R_{th} = 0$ ، $C_f = C_1$.

بتعويض هذه القيمة بالعلاقة (73-4) وبإجراء بعض التحويلات نجد:

$$\begin{aligned} \eta_{rh} &= \frac{2u(w_1 \cos \beta_1 + w_2 \cos \beta_2)}{c_f^2} \\ &= \frac{2uw_1 \cos \beta_1 \left(1 + \frac{w_2 \cos \beta_2}{w_1 \cos \beta_1}\right)}{c_f^2} \\ &= \frac{2u(c_1 \cos \alpha_1 - u) \left(1 + \frac{w_2 \cos \beta_2}{w_1 \cos \beta_1}\right)}{c_f^2} \end{aligned}$$

وبما أنه لمرحلة دفع صافي $c_1 = \phi c_1' = \phi c_f$ و $w_2 = \psi w_1$ ، نجد أخيراً:

$$\eta_{rh} = 2 \frac{u}{c_f} \left(\phi \cos \alpha_1 - \frac{u}{c_f} \right) \left(1 + \psi \frac{\cos \beta_2}{\cos \beta_1} \right) \quad (77-4)$$

وهكذا فإن المردود η_{rh} لمرحلة ذات دفع صافي يعتمد على نسبة السرعة $\frac{u}{c_f}$

وعلى معاملي التمهّل ϕ ، ψ وعلى زوايا الخروج من الفوهة والريش المتحركة α_1 و β_2 . الزاوية β_1 في العلاقة (77-4) هي تابع لـ α_1 و u/c_f و ϕ وبالتالي فهي ليست بمعامل مستقل.

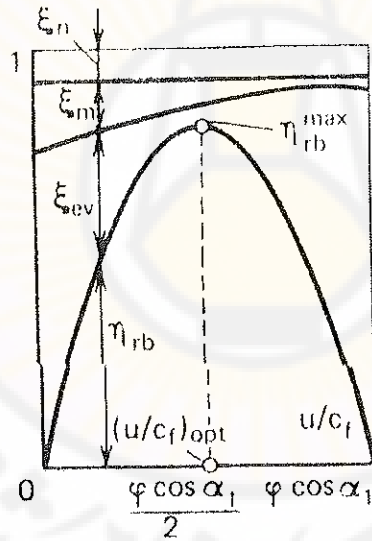
من بين البارامترات المذكورة أعلاه، فإن نسبة السرعة u/c_f لها أكبر الأثر على المردود η_{rh} وبالتالي على مردود المرحلة. مع قيم ثابتة لـ ϕ و ψ و α_1 و $\cos \beta_2 / \cos \beta_1$ ، فإن العلاقة بين u/c_f و η_{rh} هي قطع مكافئ تربيعي (الشكل 22-4). يتقاطع هذا المنحني مع محور السينات عند $u/c_f = 0$ و $u/c_f = \phi \cos \alpha_1$ عندهما

في هذه النقاط. نصل إلى قيمة المردود الأعظمي $\eta_{rb}^{\max}$ عند نسبة السرعة الأمثلية $(u/c_f)_{opt} = \varphi \cos \alpha_1 / 2$.

المردود الأعظمي $\eta_{rb}^{\max}$ لمرحلة دفع صافي، يمكن إيجاده من العلاقة (77-4) بتعويض قيمة نسبة السرعة الأمثلية $(u/c_f)_{opt}$ في هذه العلاقة، فنجد:

$$\eta_{rb}^{\max} = \frac{\varphi^2 \cos^2 \alpha_1}{2} \left(1 + \psi \frac{\cos \beta_2}{\cos \beta_1} \right) \quad (78-4)$$

كما يتبع ومن هذه العلاقة، المردود الأعظمي $\eta_{rb}^{\max}$ لمرحلة دفع صافي يعتمد بصفة أساسية على معامل السرعة في الفوهة φ ، ويعتمد على نحو أقل على معامل السرعة في الريش المتحركة ψ . وهكذا، لمراحل الدفع، فإن التصميم الايروديناميكي لريش الفوهات ذو أهمية كبيرة، وتتجلى الأهمية على نحو أقل بالنسبة للريش المتحركة.



الشكل (22-4): تأثير نسبة السرعة (u/c_f) على المردود النسبي η_{rb}

وضياعات القدرة ξ_n ، ξ_m ، ξ_{ev} لمرحلة عنفية درجة ارتدادها $R_{th} = 0$

تعكس علاقة القطع المكافئ بين نسبة السرعة u/c_f والمردود η_{rb} ، كما هو موضح بالشكل (22-4) موازنة الطاقة لمرحلة دفع صافي. وفي الحقيقة، بالتعامل مع العلاقة (73-4) التي تعطي موازنة الطاقة للمرحلة، من الممكن الحصول على علاقة يمكن تطبيقها على المراحل مع أي قيمة لدرجة رد الفعل:

$$\eta_{rb} = 1 - \xi_n - \xi_m - (1 - K_{ev})\xi_{ev} \quad (79-4)$$

حيث $\xi_n = \Delta H_n / E_0$ ، $\xi_m = \Delta H_m / E_0$ و $\xi_{ev} = \Delta H_{ev} / E_0$ ، وهي بالتتابع ضياعات الطاقة للمرحلة وذلك في الفوهات والريش المتحركة ونتيجة للسرعة المتبقية.

يمكن بيان ضياع الطاقة النسبي في الفوهات بالعلاقة:

$$\xi_n = \frac{\Delta H_m}{E_0} = \frac{c_1^2 - c_1'^2}{c_1'^2} = 1 - \varphi^2$$

وهكذا باعتبار $\varphi = \text{const}$ ، فإن ضياع الطاقة في الفوهات لمرحلة نفع صافي مستقل عن نسبة السرعة u/c_f ولهذا السبب فإن الضياع ξ_n المبين في الشكل (4-22) ثابت.

يمكن بيان الطاقة النسبي في الريش المتحركة بالعلاقة:

$$\xi_m = \frac{\Delta H_m}{E_0} = \frac{W_2'^2 - W_2^2}{C_1'^2} = \left(\frac{W_1}{C_1'} \right)^2 (1 - \psi^2)$$

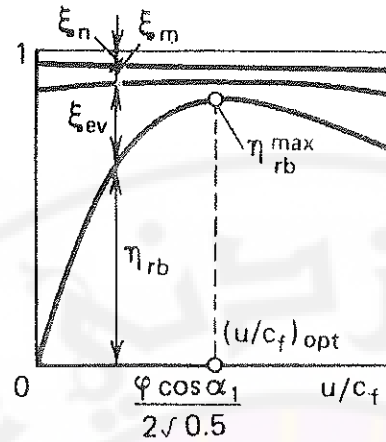
حيث من أجل $R_m = 0$ فإن $W_2' = W_1$

بفرض أن $\psi = \text{const}$ ، فإن العلاقة $\xi_m = f(u/c_f)$ يمكن تحديدها على نحو كامل بطبيعة تغير النسبة W_1 / C_1' .

يمكن تمثيل ضياع الطاقة النسبي مع سرعة الخروج بالعلاقة $\xi = C_2^2 / C_1'^2$. مع الملاحظة أن طاقة الضياع الأصغرية نتيجة للسرعة المتبقية تحصل عند نسبة سرعة قريبة من الاسمية $(u/c_f)_{opt}$.

إن اعتماد المردود النسبي η_{rb} وضياعات الطاقة في مرحلة ذات درجة ارتداد 0.5 على نسبة السرعة u/c_f مبين تخطيطياً على الشكل (4-23) حيث:

$$\left(\frac{u}{c_f} \right)_{opt} \cong \frac{\varphi \cos \alpha_1}{2\sqrt{1 - R_{th}}} \quad (80-4)$$



الشكل (4-23) : تأثير نسبة السرعة (u/c_f) على المردود النسبي η_{rb} وضياعات القدرة ξ_n, ξ_m, ξ_{ev} لمرحلة عنفية درجة ارتدادها $R_{th} = 0.5$

وفقاً للعلاقة (4-80) فإن نسبة السرعة المثالية لهذه المرحلة تساوي إلى $\varphi \cos \alpha_1 / \sqrt{2}$. وهكذا، مع نفس قيم السرعة المحيطية ونسب السرعة المثالية u/c_f ، فإن انخفاض الحرارة المتاح في المرحلة مع $R_{th} = 0$ هو ضعف ذلك للمرحلة التي فيها $R_{th} = 0.5$. وهكذا فإن المنحني $\eta_{rb} = f(u/c_f)$ له قيمة أعظمية مسطحة. كما أن عدد مراحل العنفة الارتدادية أكثر من المراحل الفعلية.

حساب دولاب واحد لمرحلة عنفية

مثال 4-1

مسألة

المطلوب حساب مرحلة مندمجة لعنفة دفعية ذات المؤشرات التالية:
معدل جريان البخار $G=147\text{kg/s}$ الضغط قبل المرحلة $P_0 = 6.27\text{Mpa}$ درجة حرارة البخار قبل المرحلة $t_0 = 471^\circ\text{C}$ ، سرعة دخول البخار إلى المرحلة $C_0 = 58\text{m/s}$ ، الضغط خلف المرحلة $P_2 = 5.5\text{Mpa}$ ، تواتر الدوران $n = 50\text{s}^{-1}$ ، القطر الوسطي للمرحلة $d = 922\text{mm}$.

باعتبار درجة الارتداد النظرية تساوي $R_{th} = 0.1$

جدول نتائج الحساب لدولاب واحد من مرحلة عنفية

المؤشر	العلاقة أو المصدر	القيمة
147	معطى	معدل جريان البخار G، kg/s
0.922	معطى	القطر الوسطي d، m
50	معطى	تواتر الدوران n، s ⁻¹
144.9	$u = \pi d n$	السرعة المحيطية u، m/s
6.27	معطى	ضغط البخار قبل المرحلة Mpa، P ₀
471	معطى	درجة حرارة البخار قبل المرحلة °C، t ₀
3349	خريطة البخار	أنثالبي البخار قبل المرحلة kJ/kg، h ₀
58	معطاة	سرعة البخار عند الدخول إلى المرحلة C ₀ ، m/s
6.3	$P_{(0)} = P_0 + \frac{1}{g_0} \frac{c_0^2}{2}$	ضغط الركود قبل المرحلة Mpa، P ₍₀₎
5.5	معطاة	الضغط خلف المرحلة P ₂ ، Mpa
42.48	خريطة البخار	الهبوط الايزنتروبي في المرحلة ببارامترات الركود $\bar{H}_0$ ، kJ/kg
0.493	$u/c_f = u/\sqrt{2\bar{H}_0}$	معامل السرعة u/c _f
0.1	مفروض	درجة الارتداد R _{th}
38.23	$H_{on} = (1 - R)_{th} \bar{H}_0$	الهبوط الايزنتروبي في الفوهات H _{on} ، kJ/kg
40.25	$H_{om} = R_{th} H_0$	الهبوط الايزنتروبي في الريش المتحركة kJ/kg H _{om}

5.58	خريطة البخار	الضغط خلف صف الفوهات Mpa, P_1
0.0564	خريطة البخار	الحجم النوعي خلف صف الفوهات (النظري) $\frac{m^3}{kg}, q_{1r}$
277	$c_{1r} = \sqrt{2H_{on}}$	سرعة البخار النظرية عند مخرج الفوهة $m/s, c_{1r}$
0.0308	$A_{1r} = \frac{Gv_{1r}}{c'_{d1} c_{1r}}$	مقطع الخروج من صف الفوهات (على نحو أولي) عند m^2, A'_{1r} تصريف $c'_{d1} = 0.97$
13	مفروضة	زاوية السرعة c_1, α_1 ، درجة
47.5×10^{-3}	$b'_1 = \frac{A_{1r}}{\pi d \sin \alpha_1}$	ارتفاع ريش الفوهة b'_1, m
80×10^{-3}	مفروض	طول وتر ريشة الفوهة S_1 ، m
0.975	مفروض	معامل التصريف من طوق الفوهات c_d
0.0306	$A_1 = \frac{Gv_{1r}}{c_d c_{1r}}$	مقطع الخروج من طوق الفوهات m^2, A_1
	$b_1 = \frac{A}{\pi d \sin \alpha_1}$	ارتفاع ريش الفوهة b_1, m
0.965	مفروض	معامل التباطؤ عند طوق الفوهات φ
267	$c_1 = \varphi c_{1r}$	سرعة الخروج من طوق الفوهات $m/s, c_1$
130	$w_1 = \sqrt{c_1^2 + u^2 - 2uc_1 \cos \alpha_1}$	السرعة النسبية للبخار عند الدخول إلى طوق الريش المتحركة $m/s, w_1$

27°40'	$\operatorname{tg} \beta_1 = \frac{\sin \alpha_1}{\cos \alpha_1 - \frac{u}{c_1}}$	زاوية شعاع السرعة النسبية درجة ، β_1 , w_1
159.5	$w_{2t} = \sqrt{2H_{om} + w_1^2}$	السرعة النسبية النظرية عند الخروج من طوق الريش المتحركة m/s , w_{2t}
50.7×10^{-3}	$b_2 = b_1 + \Delta$	ارتفاع الريش المتحركة m , h_2
50×10^{-3}	مفروضة	دول وتر الريش المتحركة m , s_2
0.95	مفروضة	معامل تصريف الريش المتحركة c_{d_2}
0.0554	$A_2 = \frac{G g_{2t}}{c_{d2} w_{2t}}$	مقطع الخروج من طوق الريش المتحركة m^2 , A_2
21°40'	$\sin \gamma_1 = \sin \beta_1 = A_2 / \pi d b_2$	زاوية السرعة النسبية عند الخروج γ
0.942	مفروضة	معامل التباطؤ على الريش المتحركة ψ
150		السرعة النسبية الحقيقية عند الخروج من الريش المتحركة m/s , w_2
57	$c_2 = \sqrt{w_2^2 + u^2 - 2w_2 u \cos \gamma}$	السرعة المطلقة عند مخرج الريش المتحركة m/s , c_2
95°53'	$\operatorname{tg} \alpha_2 = \frac{\sin \gamma}{\cos \gamma - u / w_2}$	زاوية شعاع السرعة درجة ، α_2 , c_2
0.45	$M_{1'} = \frac{c_{1'}}{a_1}$	عدد ماخ للسرعة $c_{1'}$ أي $M_{1'}$
0.25	$M_{2'} = w_{2'} / a_2$	عدد ماخ للسرعة $w_{2'}$ أي $M_{2'}$

2.64	$\Delta H_n = (1 - \varphi^2) c_1^2 / 2$	الضبايع في طوق الفوهات kj/kg , ΔH_n
1.42	$\Delta H_m = (1 - \psi^2) w_2^2 / 2$	الضبايع في طوق الريش المتحركة ΔH_m , kj/kg
1.63	$\Delta H_{ev} = c_2^2 / 2$	طاقة السرعة المتبقية عند الخروج ΔH_{ev} , kj / kg
40.85	$E_0 = \bar{H}_0 - x_{ev} \Delta H_{ev}$	الطاقة المتاحة للمرحلة E_0 , kj / kg
0.902	(a) من العلاقة (73-4) $\eta_{rb} = \frac{u(w_1 \cos \beta_1 + w_2 \cos \beta_2)}{E_0}$	مردود الريش η_{rb} :
0.901	(b) من العلاقة (74-4) $\eta_{rb} = \frac{E_0 - \Delta H_n - \Delta H_m}{E_0}$	
		الهبوط الفعلي بالاثناي للمرحلة
0.855	$\eta_{ri} = H_i / E_0$	المردود الداخلي النسبي للمرحلة η_{ri}
5130	$N_i = GH_i$	الاستطاعة الداخلية للمرحلة kw , N_i



العمل الميكانيكي لمرحلة من عنفة

1.5 دراسة مثلثات السرعة

2.5 دراسة مردود المرحلة

1.2.5 مرحلة منعزلة (Isolated Stage)

2.2.5 مرحلة مندمجة (Integrated Stage)

3.2.5 مرحلة مندمجة بشكل جزئي (Partial Integrated Stage)

3.5 إيجاد الحل الأمثل لعمل مرحلة ذات درجة ارتداد $0 \leq R$

1.3.5 إيجاد الحل الأمثل لعمل مرحلة منعزلة

2.3.5 إيجاد الحل الأمثل لعمل مرحلة مندمجة

3.3.5 إيجاد الحل الأمثل لعمل مراحل الدخول والخروج لعنفة

4.5 إيجاد الحل الأمثل لعمل مرحلة فوق فعلية $0 > R$

1.4.5 إيجاد الحل الأمثل لعمل مرحلة فوق فعلية منعزلة

2.4.5 إيجاد الحل الأمثل لعمل مرحلة فوق فعلية مندمجة

3.4.5 إيجاد الحل الأمثل لعمل مرحلة فوق فعلية مندمجة على نحو جزئي

5.5 المعاملات المميزة لمرحلة عنفية

1.5.5 معامل التصريف

2.5.5 معامل الضغط

3.5.5 معامل العمل

6.5 دراسة بعض المراحل النموذجية

7.5 مرحلة كورتيس ذات الانخفاض المضاعف للسرعة

1.7.5 مرحلة كورتيس مع تعويض للاحتكاك وذات فعل صافي ($R = 0$)

2.7.5 مرحلة كورتيس دون تمدد خارج الفوهات ($P_1 = P_2 = P_3 = P_4$)

8.5 إيجاد الحل الأمثل لعمل مرحلة كورتيس

1.8.5 مرحلة ذات انخفاض مضاعف للسرعة وفعل صافي

2.8.5 مرحلة ذات انخفاض مضاعف للسرعة ودرجة ارتداد نظرية معدومة

9.5 القوى المؤثرة في ريش الدولاب المتحرك

1.9.5 القوى المؤثرة في الريش في اتجاه السرعة المحيطية

2.9.5 القوى المؤثرة في الريش في اتجاه محور الدوران

العمل الميكانيكي لمرحلة من عنفة

بيّنا في الفصل السابق كيف أنه من الممكن إنتاج العمل المحرك بفضل جريان البخار وتمدده في مرحلة عنفية. وسندرس الآن كيف يجب تنظيم هذه المرحلة هندسياً على نحو يعطي للسرعة المختلفة الاتجاهات التي تسمح بالحصول على أكبر ربح من تمدد البخار الذي درس سابقاً بصفة طاقية. كما سنوضح في الوقت نفسه القوى الناشئة عن الجريان في الطوق المتحرك من المرحلة.

1.5 دراسة مثلثات السرعة

تبين المثلثات الموضحة في الشكل (4-1) السرعة المطلقة عند الدخول والخروج من الدولاب الدائر، والسرعة النسبية والمحيطية وتدعى بمثلثات السرعة: وهي تمثل السرعات u و c_1 و w_1 و c_2 و w_2 بالقيمة والاتجاه، وتعطينا المعلومات عن الزوايا $\alpha_1, \alpha_2, \beta_1, \beta_2$. إن الترتيب المنطقي لإنشاء هذه المثلثات هو كالتالي:

بفرض أن السرعة المحيطية أو المماسية u معروفة، نختار بالقيمة والاتجاه الزاوية (α_1) ، كما أن السرعة c_1 التي تطابق التمدد (0.1) محددة، وهكذا فإنه يمكن تحديد السرعة النسبية w_1 بالقيمة والاتجاه (ومنه الزاوية β_1) بوساطة مثلث السرعات عند الدخول. نختار بعدها السرعة النسبية w_2 الناشئة من التمدد (2,1). وبتحديد الزاوية (β_2) أو (γ) على نحو مناسب، نجد قيمة السرعة المطلقة c_2 عند مخرج الدولاب بالإضافة إلى اتجاهها (α_2) . لاختيار السرعة النسبية w_2 بالقيمة والاتجاه (الزاوية β_2 أو γ)، يجب الأخذ في الحسبان مقاطع عبور المائع (A_1 و A_2) عند مدخل ومخرج الدولاب الدائر. من أجل تصرف كتلي معطى G (kg/s)، يجب معرفة نصف قطر الدولاب r (المسافة بين محور

الدوار ونصف ارتفاع الريش المتحركة)، والحجوم النوعية v_1 و v_2 وارتفاعات الريش (b_1 و b_2) بالتتابع عند مدخل ومخرج الريش المتحركة. وهكذا لدينا:

$$G v_1 = A_1 k_1 w_1 = 2 \pi r b_1 \sin \beta_1 k_1 w_1$$

$$G v_2 = A_2 k_2 w_2 = 2 \pi r b_2 \sin \beta_2 k_2 w_2$$

إن الثوابت k_1 و k_2 تصحح التقريب المفروض لنموذج الجريان الأحادي الاتجاه والمستخدم بصفة عامة في دراسة العنفات، كما أن هاتين العلاقتين تفرضان على إنشاء مثلثات السرعة الشرط التالي:

$$\frac{w_2 \sin \beta_2}{w_1 \sin \beta_1} = \frac{b_1 v_2 k_1}{b_2 v_1 k_2} \quad (1-5)$$

إن قيم الثوابت k_1 و k_2 قريبة من الواحد، وإن الحجم النوعي v_2 دائماً أكبر من v_1 ($v_2 > v_1$) كما سنرى على مخطط (H-S). ونظراً لأن قيمة b_2 يمكن أن تكون أكبر من b_1 فإن اختيار w_2 و β_2 يخضع إلى شيء من التصرف. و يمكن أن نستجيب غالباً للشرط (1-5) إذا اخترنا:

$$w_2 \sin \beta_2 = w_1 \sin \beta_1 \quad (1-5)$$

ومع ذلك نستطيع أن نؤكد بفرض أن السرعة المحيطية u ثابتة، فإن إنشاء مثلثات السرعة يضم أيضاً ثلاث درجات حرية: قيمة السرعة المطلقة c_1 ، الزاوية α_1 ، قيمة السرعة النسبية عند الخروج w_2 والتي ترتبط بها الزاوية β_2 بالعلاقة (1-5). من أجل تمدد البخار بين الحالة 0 (T_0, p_0) وضغط معطى p_2 ، فإن مجمل الشكل الناشئ بواسطة مثلثي السرعة يمكن تحديده بواسطة ثلاثة بارامترات.

البارامتر الأول هو معامل الارتداد أو درجة رد الفعل R الذي يحدد p_1 ، والقيم المواكبة لـ c_1 و w_2 وفق العلاقات (4-17) و (4-33) في الفصل الرابع.

أما البارامترين الآخرين فهما من طبيعة هندسية (Geometric). ويمكن اختيارهما بطرائق مختلفة حيث أن عدداً كبيراً من النظريات تعتمد بصفة خاصة على تحديد قيمة ثابتة للزاوية α_1 ، وتستخدم كميز آخر النسبة التالية:

$$\sigma = \frac{u}{c_{1,r}} = \frac{u}{c_1 \cos \alpha_1} = \frac{u}{u + w_1 \cos \beta_1} \quad (2-5)$$

حيث $c_{1,r}$ المركبة المماسية للسرعة المطلقة c_1 . ومع ذلك فإنه يبدو أكثر منطقية جعل الزاوية α_1 متغيرة واختيار معامل مرافق إلى σ وهو النسبة:

$$\delta = \frac{c_{1,a}}{u} = \frac{c_1 \sin \alpha_1}{u} = \frac{w_1 \sin \beta_1}{u} = \frac{w_2 \sin \beta_2}{u} \quad (3-5)$$

حيث:

$c_{1,a}$ المركبة المحورية للسرعة المطلقة

σ معامل السرعة

δ معامل التصريف

نلاحظ أنه إذا كان الخيار حول الفرق بين b_1 و b_2 يجعل العلاقة (5-1) مستحيلة، فإننا نستعاض عن المعامل δ بالقيم التالية:

$$\delta_1 = \frac{w_1 \sin \beta_1}{u} \quad \text{و} \quad \delta_2 = \frac{w_2 \sin \beta_2}{u}$$

ولكن الشرط (5-1) يبقى قابلاً للتطبيق، مما يحدد العلاقة التالية بين δ_1 و δ_2 :

$$\frac{\delta_2}{\delta_1} = \frac{w_2 \sin \beta_2}{w_1 \sin \beta_1} = \frac{b_1 v_2 k_1}{b_2 v_1 k_2}$$

ونعيد عدد البارامترات التي تحدد مثلثات السرعة إلى ثلاثة. ولعدم التعقيد في الحسابات سنعتبر لاحقاً الحالة التي تكون فيها: $\delta_1 = \delta_2 = \delta$.

نلاحظ أخيراً أنه إذا كانت قيم b_1 و b_2 مختلفة إلى حد كبير، فإنه لا يمكننا السماح باعتبار أن $u_1 = u_2 = u$.

2.5 دراسة مردود مرحلة

إن مراديد التمدد η_n و η_a المحققة بالتتابع في الفوهات والقنوات المتحركة، قادتنا إلى مفهوم المردود الوسطي للتمدد $\bar{\eta}_a$ في المرحلة. وهذا المردود لا يتطابق تماماً في كل الحالات مع مردود المرحلة الذي سنرمز له بـ η_{st} . وفي الحقيقة فإن هذا المردود η_{st} يجب أن يأخذ بعين الاعتبار الشروط التي تعمل بها المرحلة. سنقوم الآن بدراسة هذا المردود في الحالات التالية:

1.2.5 مرحلة منعزلة (Isolated Stage)

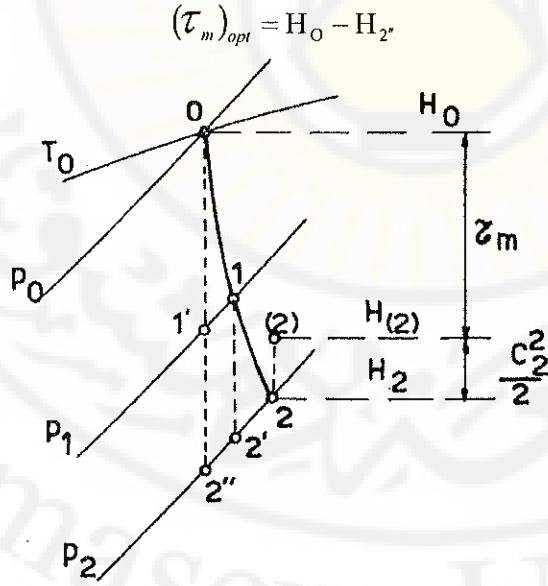
بفرض مرحلة منعزلة تماماً، فإنه يمكن السماح أن المائع أخذ سرعة محددة بدءاً من حالته في وضع الراحة ودخل إلى المرحلة بسرعة ابتدائية c_0 . إن الطاقة الحركية الموافقة لهذه السرعة هي $0.5c_0^2$ التي يمكن إهمالها بالمقارنة مع الطاقات الحركية المنسوبة إلى السرعة الأخرى الموجودة في المرحلة: ويجب أيضاً فرض هذه السرعة معدومة إذا أخذنا من أجل p_0 و T_0 خواص المائع في نقطة الركود. بالمقابل فإن الطاقة حركية عند مخرج المرحلة الناتجة من السرعة النهائية المطلقة c_2 وغير المستخدمة تساوي إلى $0.5c_2^2$.

يمكن التعبير عن العمل الناتج من تمدد kg من البخار بالمعادلة (4 - 7):

$$\tau_m = H_{(0)} - H_{(2)} = H_0 - H_2 - \frac{c_2^2}{2}$$

وهو ممثل على الشكل (5 - 1) بالبعد $H_0 - H_{(2)}$.

في حين أن التمدد الاديباتي في المرحلة يمكنه أن ينتج في الشروط المثالية، أي بغياب الاحتكاك وبلاستفادة من الطاقة الحركية المتبقية $0.5c_2^2$ على نحو كامل، عملاً يساوي إلى:



إن مردود المرحلة الناتج η_s ، هو النسبة بين هاتين القيمتين:

$$\eta_{st} = \frac{\tau_m}{(\tau_m)_{opt}} = \frac{H_o - H_2 - \frac{c_2^2}{2}}{H_o - H_{2^*}} \quad (4-5)$$

وهذا المردود اقل من $\overline{\eta_d}$ المعرفة بالمعادلة (4-49).

2.2.5 مرحلة مندمجة (Integrated stage)

تسمى المرحلة مندمجة عندما تكون مسبقة ومتبوعة في نفس الوقت بمراحل أخرى، كما هي الحالة في مرحلة متوضعة داخل مجموعة من المراحل في جسم واحد من عنفة، إلا إذا كانت مباشرة قبل أو بعد عملية استنزاف للبخار التي تستدعي وجود حيز معين. من أجل مرحلة مندمجة تسلسلها i والمراحل المجاورة، فإن الزوايا $\alpha_2 \alpha_0$ المعرفة بالشكل (4-1) يمكن تحقيقها كالتالي:

$$\alpha_{0,i} = \alpha_{2,i-1}$$

و:

$$\alpha_{2,i} = \alpha_{0,i+1}$$

في هذه الحالة يمكن القبول بأن الطاقة الحركية عند الخروج من مرحلة يتم الاستفادة منها في المرحلة التي تليها. وبفرض أن المراحل المتجاورة تملك عند الخروج نفس السرعة c_2 وأن الاستفادة كاملة بين هذه المراحل فإنه يمكننا أن نكتب إن:

$$C_o = C_2$$

أي إن المرحلة تعمل وفقاً لمخطط (H-S) حسب الشكل (5-2) ولدينا:

$$\tau_m = H_{(o)} - H_{(2)} = H_o - H_2$$

بينما في الشروط المثالية فإنه من الممكن أن ضياع الطاقة الحركية $0.5C_2^2$ في المرحلة، ولكنها تعد غير مستهلكة لأنه يتم الاستفادة منها في المرحلة التالية أي:

$$(\tau_m)_{opt} = H_{(o)} - H_{(2^*)} = H_o - H_{2^*}$$

وهكذا فإن مردود المرحلة يكتب على النحو التالي:

$$\eta_{st} = \frac{H_o - H_2}{H_o - H_{2^*}} = \overline{\eta_d} \quad (5-5)$$

$$(\tau_m)_{opt} = H_o - H_{2^*} - (1-k) \frac{c_2^2}{2}$$

أي إن مردود المرحلة يعبر عنه بالعلاقة:

$$\eta_{st} = \frac{H_o - H_2 - (1-rk) \frac{c_2^2}{2}}{H_o - H_{2^*} - (1-k) \frac{c_2^2}{2}} \quad (7-5)$$

وبما أن $k < 1$ و $r < 1$ فإن المردود η_{st} سيكون أقل من $\bar{\eta}_d$.

3.2.5 مرحلة مندمجة بشكل جزئي (Partial Integrated Stage)

تعد المرحلتان الأولى والأخيرة من مجموعة مراحل كاملة في عنفة مندمجتين بشكل جزئي. ومن أجل مرحلة الدخول لعنفة ذات عدد من المراحل، يمكن الفرض كما هي الحال في مرحلة منعزلة أن $C_o = 0$. من جهة ثانية فإن الطاقة الحركية عند الخروج $0.5c_2^2$ لا يجب فرضها مهمة لأنه يتم الاستفادة منها في المرحلة التالية. أي أنه لدينا إذن:

$$\tau_m = H_o - H_{(2)} = H_o - H_2 - \frac{c_2^2}{2}$$

و:

$$(\tau_m)_{opt} = H_o - H_{(2^*)} = H_o - H_{2^*} - \frac{c_2^2}{2}$$

ومنه نستطيع إيجاد مردود المرحلة:

$$\eta_{st} = \frac{H_o - H_2 - \frac{c_2^2}{2}}{H_o - H_{2^*} - \frac{c_2^2}{2}} \quad (8-5)$$

والتي تطابق المعادلة (7-5) بفرض أن $k = 0$.

من أجل مرحلة الخروج من العنفة لدينا $C_o > 0$ ، ولكن الطاقة الحركية $0.5c_2^2$ تعد ضائعة.

نجد إذن بالأخذ في الحسبان للمعادلة (6-5) أن:

$$\tau_m = H_o - H_2 - (1-kr) \frac{c_2^2}{2}$$

من دون احتكاك، وبفرض أن الطاقة الحركية للمرحلة السابقة تمّ الاستفادة منها على نحو كامل ($r = 1$) وتلك لمرحلة الخروج المدروسة فرضت مستخدمة على نحو كامل أيضاً، نحصل على العمل المثالي:

$$(\tau_m)_{opt} = H_o - H_{2r} + k \frac{c_2^2}{2}$$

ومنه فإن مردود المرحلة الناتج يكتب على النحو التالي:

$$\eta_{st} = \frac{H_o - H_{2r} - (1 - kr) \frac{c_2^2}{2}}{H_o - H_{2r} + k \frac{c_2^2}{2}} \quad (9 - 5)$$

3.5 إيجاد الحل الأمثل لعمل مرحلة ذات درجة ارتداد $0 \leq R$

في جميع علاقات المردود التي كتبناها سابقاً، فإن بسط الكسر يمثل دائماً τ_m الذي يمكن التعويض عنه بدءاً من علاقة أولر (Euler) وذلك بفرض أن $u_1 = u_2 = u$ بأحد العلاقات:

$$\tau_m = \frac{c_1^2 - c_2^2}{2} + \frac{w_2^2 - w_1^2}{2} = u \Delta c_1 = u(c_{1r} \pm c_{2r}) \quad (10 - 5)$$

الإشارة $\pm$ تابعة للزاوية $\alpha_2 \leq 90^\circ$.

من جهة ثانية فإن $H_o - H_{2r}$ التي تظهر في مقام جميع القيم لـ η_{st} ، يمكن التعبير عنها كتابع للسرع، حيث لدينا:

$$\frac{c_1^2 - c_o^2}{2} = H_o - H_1 = \eta_n (H_o - H_r) = \eta_n (1 - R_m) (H_o - H_{2r}) \quad (11 - 5)$$

ونظراً للتشابه المفروض سابقاً: نجد أن: $H_1 - H_{2r} = H_r - H_{2r}$

$$\frac{w_2^2 - w_1^2}{2} = H_1 - H_2 = \eta_a (H_1 - H_{2r}) = \eta_a R_m (H_o - H_{2r}) \quad (12 - 5)$$

بجمع العلاقتين (11 - 5) و (12 - 5) والأخذ في الحسبان للعلاقة (4 - 49) نجد أن:

$$H_o - H_{2r} = \frac{1}{\eta_d} (H_o - H_2) = \frac{1}{\eta_d} \left(\frac{c_1^2 - c_o^2}{2} + \frac{w_2^2 - w_1^2}{2} \right) \quad (13 - 5)$$

إن جميع السرعات المبينة في العلاقات من (5 - 10) إلى (5 - 13) مرتبطة مع بعضها، ومع السرعة المحيطية u بوساطة العوامل R ، σ ، و δ التي تحدد مثلثات السرعة. وهكذا فإن مردود المرحلة η_{st} تصبح من حيث المبدأ تابعاً من الشكل التالي:

$$\eta_{st} = f(\bar{\eta}_d, u, R, \sigma, \delta) \quad (5 - 14)$$

يتم دائماً تحديد قيمة معامل الارتداد R بوساطة الصانع، تبعاً لخبرته الخاصة وللفعالية التي يستطيع بوساطتها التغلب على عدد من الضياعات الثانوية والتي سنتحدث عنها فيما بعد. وهكذا فإن هذا المعامل لا يشكل متحولاً في المسألة المدروسة. سنفترض أيضاً في هذه الحالة أن السرعة المحيطية u معطاة لأنها مرتبطة بنصف قطر المرحلة وبسرعة دوران الآلة. وسنوضح فيما بعد أن هذه السرعة تتعلق بضرورات أخرى، كما سنجد أنها ستحذف من الحسابات ولا تخدم قط، سوى تثبيتها من أجل مرحلة معينة كقيمة من مثلثات السرعة ضمن عدد لا نهائي من الأشكال المتشابهة لها نفس القيم R ، σ ، δ .

تبقى المعاملات σ ، δ ، $\bar{\eta}_d$ حيث أنه بالنسبة للمردود الوسطي للتمدد $\bar{\eta}_d$ ، تبين العلاقة (4 - 49) أنه يعتمد على درجات رد الفعل R_m و R وعلى المراديد η_n و η_a ، والتي سندرسها في الفصل التالي. ولكن بما أن البارامترات σ و δ تحدد الزوايا α_1 و β_1 و β_2 و α_2 ومنه زوايا التماس للريش الثابتة التي تشكل الفوهات، وكذلك للريش المتحركة والتي لها أيضاً بعض التأثير في η_n و η_a ومنه في المردود $\bar{\eta}_d$. إذن فإن أمثلية مردود مرحلة η_{st} هي من حيث المبدأ مشكلة قيم أعظمية مرتبطة مع بعضها البعض. في حين أن $\bar{\eta}_d$ تحتوي على عدد أكبر بكثير من المتحولات، والتي بتأثيرها المشترك لا تدع المجال لـ σ و δ بأن يكون لهما سوى تأثير ثانوي بمجرد تثبيت قيمة درجة رد الفعل R_m أو R . إذن سنحدد دراستنا على المناقشة التحليلية للتأثير المباشر لكل من σ و δ على η_{st} .

1.3.5 إيجاد الحل الأمثل لعمل مرحلة منعزلة

باستخدام العلاقة (5 - 10) للعمل τ_m والعلاقة (5 - 13) لـ $H_o - H_2$ ، حيث فرضنا أن $C_o = 0$ ، فإن مردود المرحلة المنعزلة حسب العلاقة (5 - 4) يكتب على النحو التالي:

$$\eta_{st} = \frac{u(c_{1,t} \pm c_{2,t})}{\frac{c_1^2}{2} + \frac{w_2^2 - w_1^2}{2}} \bar{\eta}_d = \eta_g \bar{\eta}_d \quad (15-5)$$

حيث η_g يمثل المردود الهندسي للمرحلة. مع الملاحظة أن لدينا:

$$\frac{w_2^2 - w_1^2}{2} = R\tau_m = Ru(c_{1,t} \pm c_{2,t}).$$

نجد أيضاً:

$$\eta_g = \frac{2u(c_{1,t} \pm c_{2,t})}{c_{1,t}^2 + c_{1,a}^2 + 2Ru(c_{1,t} \pm c_{2,t})} \quad (16-5)$$

وبدراسة مثلث السرعات عند الدخول، نلاحظ أنه تبعاً لقيمة الزاوية $\beta_1 \leq 90^\circ$

من الشكل (3-5) نجد أن:

$$c_{1,t} = u \pm w_{1,t}$$

$$\pm w_{1,t} = c_{1,t} - u$$

أو:

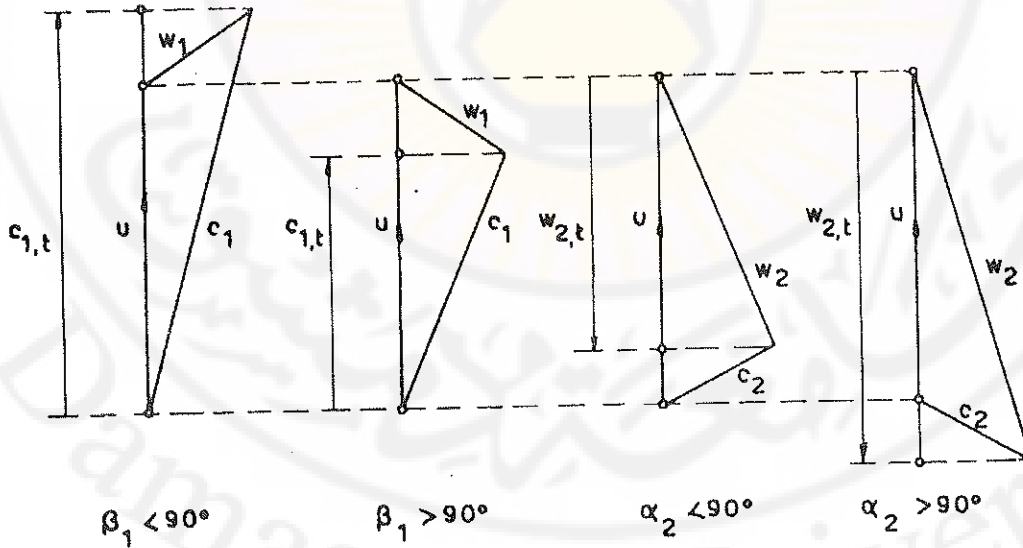
يبين مثلث السرعات عند الخروج أيضاً أنه تبعاً لقيمة الزاوية $\alpha_2 \leq 90^\circ$ من الشكل 4)

(5-) نجد أن:

$$w_{2,t} = u \pm c_{2,t}$$

أو:

$$\pm c_{2,t} = w_{2,t} - u$$



$\beta_1 < 90^\circ$

$\beta_1 > 90^\circ$

$\alpha_2 < 90^\circ$

$\alpha_2 > 90^\circ$

الشكل (3-5)

الشكل (4-5)

بتطبيق العلاقة (4-41) في الفصل السابق يمكن أن نكتب إذن:

$$w_{2,i} = 2uR \pm w_{1,i} = 2uR + c_{1,i} - u \quad (17-5)$$

مما يؤدي إلى العلاقة:

$$\pm c_{2,i} = 2uR + c_{1,i} - 2u = c_{1,i} - 2u(1-R) \quad (18-5)$$

وهكذا يصبح المردود الهندسي η_g بإدخال قيمة $c_{2,i}$ من المعادلة (18-5):

$$\eta_g = \frac{2u(2c_{1,i} - 2u + 2uR)}{c_{1,i}^2 + c_{1,a}^2 + 2Ru(2c_{1,i} - 2u + 2uR)}$$

وبتقسيم الصورة والمخرج على $c_{1,i}^2$ مع الأخذ في الحسبان قيم σ و δ المحددة بالعلاقات (2-5) و (3-5) واللتين تحددان العلاقة $c_{1,a}^2 / c_{1,i}^2 = \sigma^2 \delta^2$ ، ينتج إذن أن:

$$\eta_g = \frac{4\sigma - 4\sigma^2(1-R)}{1 + \sigma^2 \delta^2 + R[4\sigma - 4\sigma^2(1-R)]} = \frac{f_1(\sigma)}{f_2(\sigma) + Rf_1(\sigma)} \quad (19-5)$$

كما نوهنا سابقاً فإن الحد u لا يظهر في هذه العلاقة. نلاحظ أيضاً أن المردود الهندسي η_g يزداد بنقصان δ ، و لكن قيمة δ يجب أن تبقى أعلى من حد معين، وذلك حتى نتمكن من تحقيق التصرف المطلوب. بفرض أن هذا التابع ثابت فإن القيمة المثالية لـ σ والتي من أجلها النسبة f_2 / f_1 أصغرية:

$$\begin{aligned} \frac{1}{f_2} \frac{df_2}{d\sigma} - \frac{1}{f_1} \frac{df_1}{d\sigma} &= 0 \\ \frac{2\delta^2\sigma}{1 + \sigma^2\delta^2} &= \frac{4 - 8\sigma(1-R)}{4\sigma - 4\sigma^2(1-R)} \end{aligned} \quad \text{أي إن:}$$

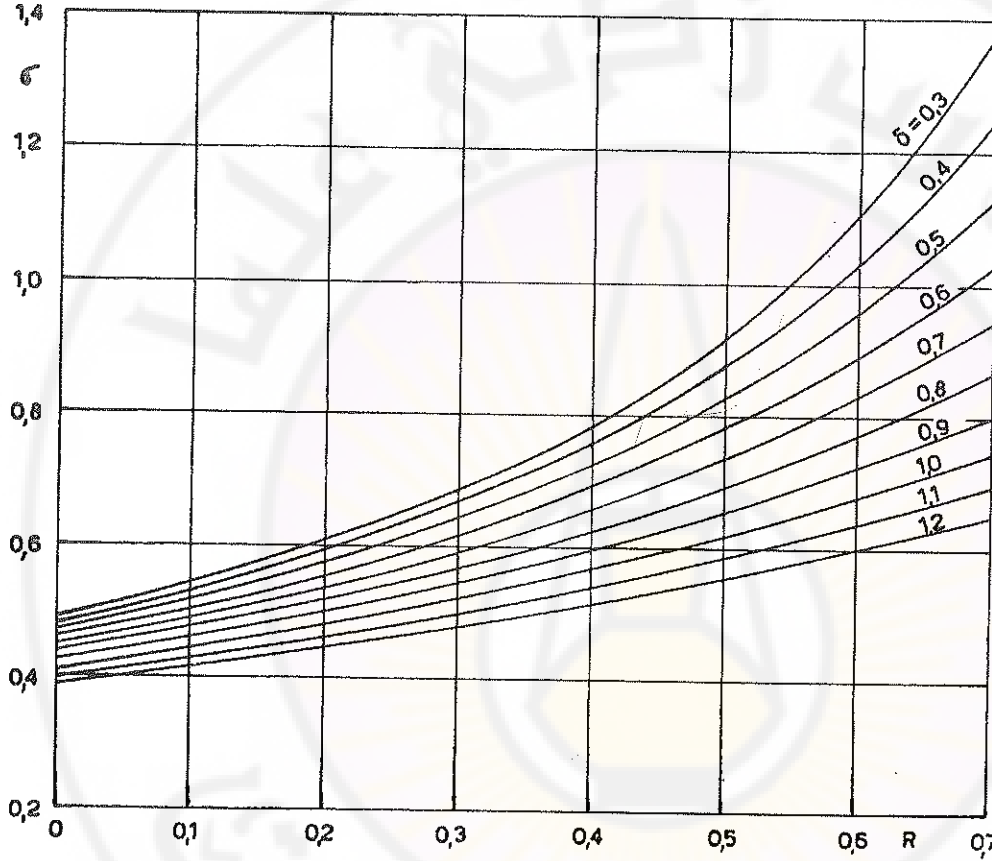
إن حل هذه المعادلة يؤدي إلى العلاقة:

$$\sigma = \frac{1 - \sigma^2 \delta^2}{2(1-R)} \quad (20-5)$$

يمثل الشكل (5-5) المنحنيات التي تعطي من أجل قيم مختلفة لـ δ القيمة المثالية لـ σ كتابع لدرجة الارتداد R .

نرى أنه من أجل مراحل عنفة فعل، حيث R معدومة (أي R_{th} تساوي ...0.05...) إن:

$$\sigma = \frac{1 - \sigma^2 \delta^2}{2} \quad (20-5)$$



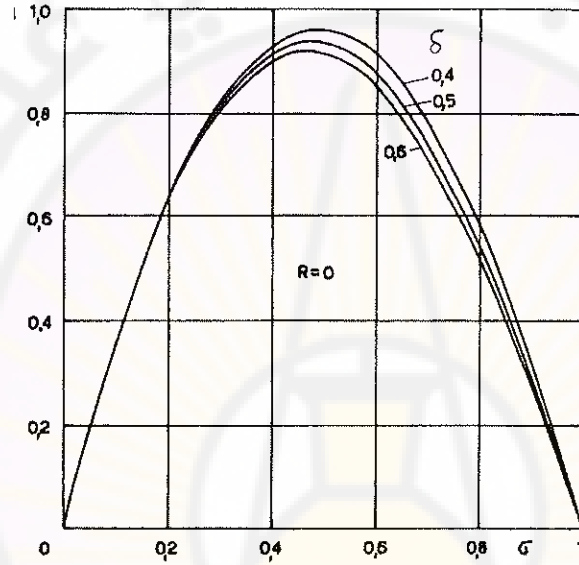
الشكل (5 - 5)

مما يعطي قيمة مثالية لـ σ تقع عادة بين 0.45 و 0.50. وبالطريقة نفسها فإنه من أجل مراحل ارتدادية حيث لدينا $R = R_{th} = 0.5$ نجد أن:

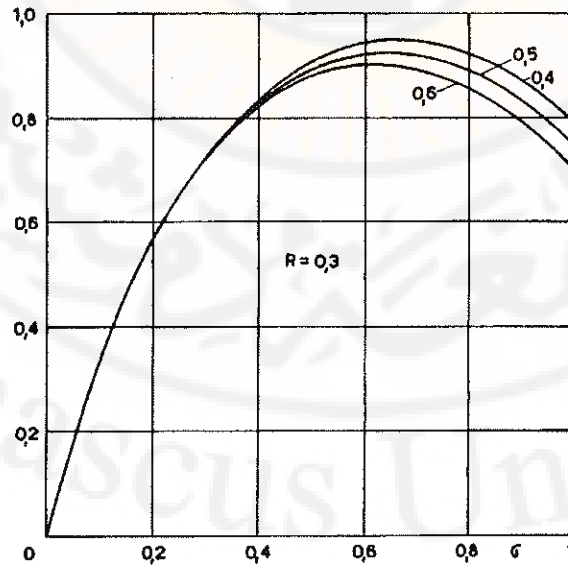
$$\sigma = 1 - \sigma^2 \delta^2 \quad (20 - 5)$$

مما يؤدي إلى قيم مثالية لـ σ تقع بين 0.75~0.90 تبعاً لقيمة δ . بعكس الفكرة الشائعة فإن القيمة الأعظمية للمردود الهندسي η_g لا تطابق مثلثات السرعة التي تحقق بالضرورة $\alpha_2 = 90^\circ$ ، لأنه من أجل σ_{opt} لا يمكن البرهان بصفة منهجية أن $c_{2,r} = 0$.

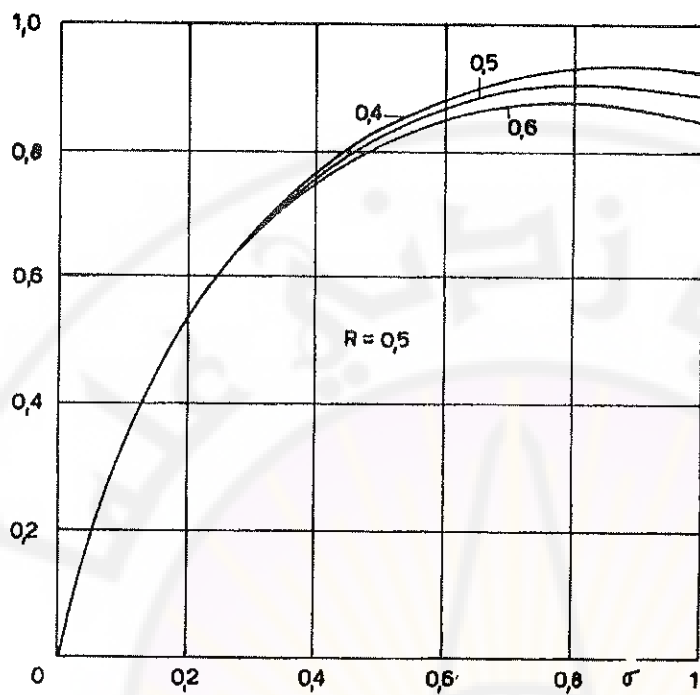
تمثل المنحنيات الموضحة على الأشكال (5-6)، (5-7)، (5-8)، (5-9) تغيرات المردود الهندسي η_g كتابع لمعامل السرعة σ من أجل درجات ارتداد $R = 0 \dots 0.3 \dots 0.5 \dots 0.7$ ، ومعاملات تصريف $\delta = 0.4 \dots 0.5 \dots 0.6$. إضافة إلى أن هذه المنحنيات فإنها تعطي معلومة حول تأثير δ حيث تبين أنه بالقرب من قيم σ_{opt} فإن المردود الهندسي η_g يصبح شيئاً فشيئاً أقل حساسية لتغيرات σ كلما زادت درجة الارتداد.



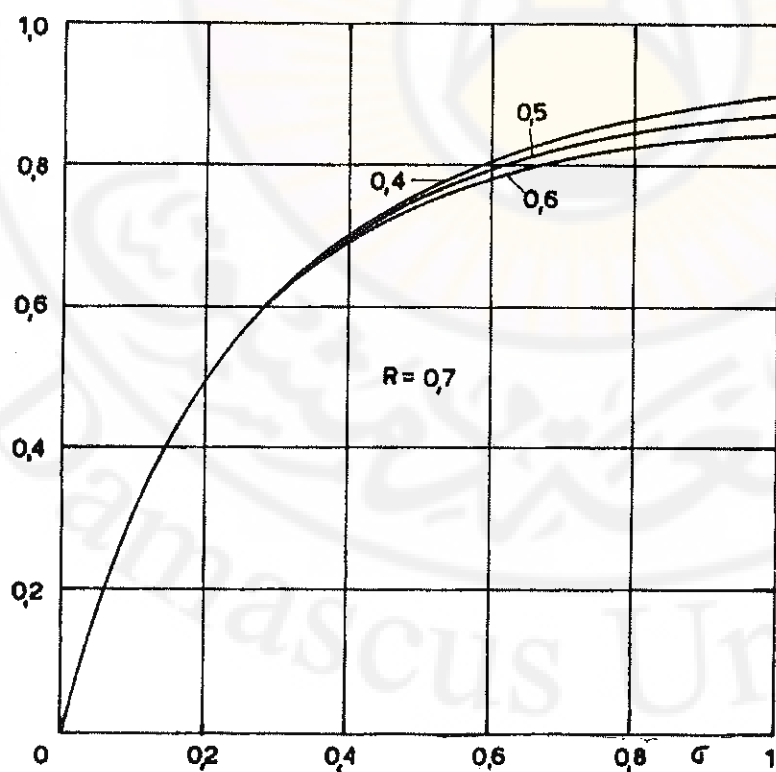
الشكل (5-6)



الشكل (5-7)



الشكل (5 - 8)



الشكل (5 - 9)

2.3.5 إيجاد الحل الأمثل لصل مرحلة مندمجة

من أجل مرحلة مندمجة، يتحقق في الوقت نفسه أن:

— السرعة عند الدخول إلى المرحلة C_0 تساوي السرعة عند الخروج من المرحلة C_2 أي $c_0 = c_2$.

— الاستفادة الكاملة من الطاقة الحركية عند الخروج من المرحلة.

نجد أن مردود المرحلة η_{st} يتشابه مع المردود الوسطي للتمدد $\bar{\eta}_d$ كما تبينه العلاقة (5-5).

وهكذا فإن المردود الهندسي η_g يساوي الواحد ولا يعتمد على المعادلات σ و δ . ولكن الحالة التي واجهناها تضم عدداً من الاستثناءات بالإضافة إلى أنها حالة من النادر تحقيقها عملياً على نحو دقيق. وبصورة عامة فإن إعادة صياغة المسألة بدءاً من العلاقة (5-6) والعلاقة (5-7) لمردود المرحلة η_{st} ، هي صيغة أكثر عمومية. نلاحظ أيضاً أنه من أجل $k=1$ و $R=1$ فإننا نعود إلى الحالة الخاصة المطبقة في المعادلة (5-5). في العلاقة (5-7) نكتب البسط بأحد صيغ العلاقة (5-10) بينما بالنسبة للمقام فإنه بالرجوع إلى العلاقة (5-13) نجد أن:

$$\begin{aligned} H_o - H_{2'} - (1-k) \frac{c_2^2}{2} &= \frac{1}{\eta_d} \left[\frac{c_1^2 - c_o^2}{2} + \frac{w_2^2 - w_1^2}{2} - \bar{\eta}_d (1-k) \frac{c_2^2}{2} \right] = \\ &= \frac{1}{\eta_d} \left(\frac{c_1^2}{2} - [kr + \bar{\eta}_d (1-k)] \frac{c_2^2}{2} + \frac{w_2^2 - w_1^2}{2} \right) \\ &= \frac{1}{\eta_d} \left(\frac{c_1^2}{2} - ro \frac{c_2^2}{2} + R \tau_m \right) \end{aligned}$$

حيث فرضنا أن:

$$ro = kr + \bar{\eta}_d (1-k) \quad (21-5)$$

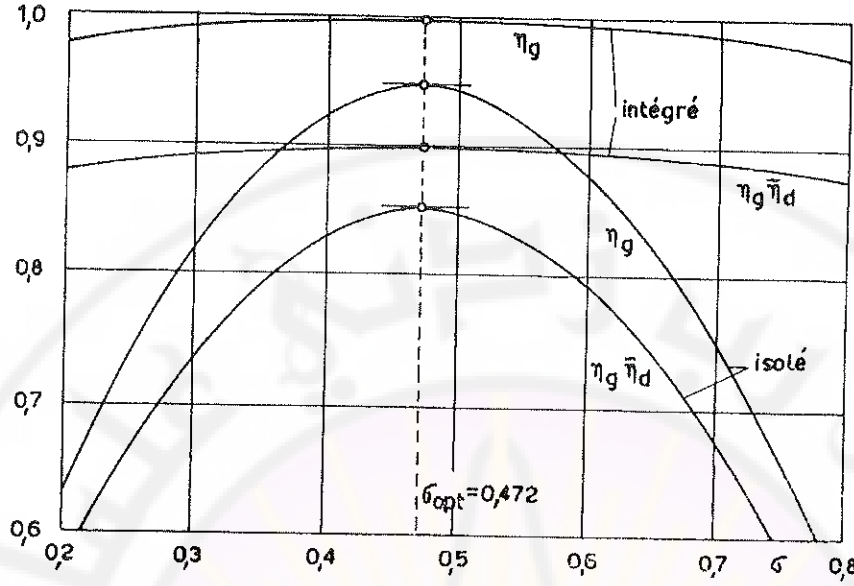
ومنه فإن مردود المرحلة يمكن حسابه ابتداءً من العلاقة التالية:

$$\eta_{st} = \frac{2u(c_{1,t} \pm c_{2,t})}{c_1^2 - ro c_2^2 + 2Ru(c_{1,t} \pm c_{2,t})} \bar{\eta}_d = \eta_g \bar{\eta}_d \quad (22-5)$$

تبين هذه العلاقة أنه تبعاً لقيمة $ro \geq 1$ يصبح لدينا أن:

$$c_1^2 - ro c_2^2 \geq 2(1-R)\tau_m$$

وبالتالي فإن $\eta_g \geq 1$ أي أن $\eta_{st} \geq \bar{\eta}_d$.



الشكل (5 - 10)

في العلاقة (5 - 22) نعيد ترتيب القيمة $C_1^2 - r_o C_2^2$ كالتالي:

$$C_1^2 - r_o C_2^2 = C_{1,t}^2 + C_{1,a}^2 - r_o C_{2,t}^2 - r_o C_{2,a}^2$$

وكما فرضنا سابقاً أن $\delta_1 = \delta_2 = \delta$ فإن $C_{1,a} = C_{2,a}$ واستناداً إلى العلاقة (5 - 18) نجد إذن:

$$\begin{aligned} C_1^2 - r_o C_2^2 &= C_{1,t}^2 + (1 - r_o) C_{1,a}^2 - r_o [C_{1,t}^2 - 2u(1 - R)]^2 = \\ &= C_{1,t}^2 [1 + (1 - r_o) \sigma^2 \delta^2] - C_{1,t}^2 r_o [1 + 4\sigma^2 (1 - R)^2 - 4\sigma(1 - R)] \end{aligned}$$

وبتعويض هذه القيمة في المعادلة (5 - 22) حيث نقسم الصورة والمخرج على $C_{1,t}^2$ نجد أخيراً:

$$\begin{aligned} \eta_g &= \frac{4\sigma - 4\sigma^2(1 - R)}{(1 - r_o)(1 + \sigma^2 \delta^2) + r_o(1 - R)[4\sigma - 4\sigma^2(1 - R)] + R[4\sigma - 4\sigma^2(1 - R)]} \\ &= \frac{f_1(\sigma)}{(1 - r_o)f_2(\sigma) + r_o(1 - R)f_1(\sigma) + Rf_1(\sigma)} \end{aligned} \quad (23 - 5)$$

يصبح المردود الهندسي η_g أعظماً عندما تكون النسبة f_2/f_1 أصغرية. وفي هذه الحالة فإن التوابع f_1 و f_2 هي نفسها الموضحة في العلاقة (5 - 19). وهكذا فإن قيمة σ المثالية هي القيمة نفسها الموضحة في العلاقة (5 - 20). مثلنا على الشكل (5 - 10) منحنى المردود الهندسي η_g بالنسبة إلى σ وذلك لمرحلة فعل صافي

مندمجة ($R = 0$) والتي من أجلها لدينا $\delta = 0.5$ والتي فيها السرعة $C_{2,i-1}$ تمثل حوالي 95% من السرعة $C_{2,1}$ ؛ سيصبح لدينا $k = 0.902$ من أجل $\bar{\eta}_d = 0.90$ و $r = 0.95$ تقود إلى $r_o = 0.946$ للسماح بالمقارنة قمنا برسم نفس المنحني لمرحلة فعلية منعزلة لها نفس قيمة δ .

3.3.5 إيجاد الحل الأمثل لعمل مراحل الدخول والخروج لعنفة

تمثل مرحلة الدخول بالنسبة لعنفة تتكون من عدد من المراحل، سرعة دخول مهملة C_o وطاقة حركية عند الخروج من المرحلة مستفاد منها في المرحلة التالية. إذن فإن هذه المرحلة تسلك سلوك المرحلة المندمجة والتي من أجلها $k = 0$ ومنه $r_o = \bar{\eta}_d$ ، مما يقودنا إلى العلاقة (5-23) التي درسناها سابقاً. من أجل مرحلة الخروج لمجموعة متكاملة من عنفة فإنه يجب أن نستخدم من أجل η_{st} العلاقة (5-9) مع الملاحظة أنه استناداً إلى العلاقة (5-6) فإن مخرج هذه العلاقة يكتب على النحو التالي:

$$\begin{aligned} H_o - H_{2''} + k \frac{c_2^2}{2} &= \frac{1}{\eta_d} \left(\frac{c_1^2 - c_0^2}{2} + \frac{w_2^2 - w_1^2}{2} + \bar{\eta}_d k \frac{c_2^2}{2} \right) = \\ &= \frac{1}{\eta_d} \left[\frac{c_1^2}{2} - k(r - \bar{\eta}_d) \frac{c_2^2}{2} + \frac{w_2^2 - w_1^2}{2} \right] \\ &= \frac{1}{\eta_d} \left(\frac{c_1^2}{2} - r_o \frac{c_2^2}{2} + R \tau_m \right) \end{aligned}$$

حيث r_o تمثل الجداء:

$$r_o = k(r - \bar{\eta}_d) \quad (24-5)$$

ومن أجل مردود المرحلة نجد أن:

$$\eta_{st} = \frac{2u(c_{1,i} \pm c_{2,i})}{c_1^2 - r_o c_2^2 + 2Ru(c_{1,i} \pm c_{2,i})} \bar{\eta}_d = \eta_g \bar{\eta}_d$$

وهذه العلاقة مطابقة للمعادلة (22-5) لمرحلة مندمجة ولكن بفرض أن قيمة r_o هي تلك الموضحة في العلاقة (24-5) عوضاً عن (21-5) مما لا يؤثر على القيمة المثالية σ التي أوجدناها سابقاً من العلاقة (20-5).

4.5 إيجاد الحل الأمثل لعمل مرحلة فوق فعلية $O > R$

بما أن u_1 تساوي u_2 ، تصبح قيمة R سالبة عندما $w_1 > w_2$ نفرض إذن كما

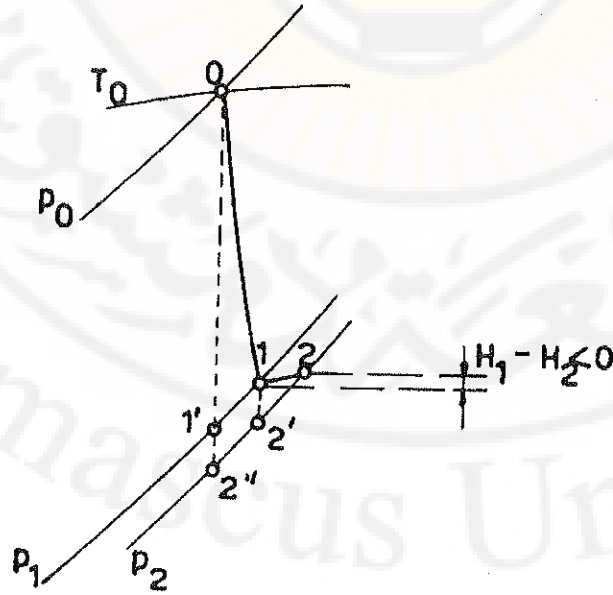
فعلنا سابقاً:

$$w_2 = \psi/w_1 \quad (25 - 5)$$

حيث ψ معامل تمهل أقل من الواحد. في الحالة التي فيها $R = 0$ فإن R_{th} تأخذ قيمة خاصة $R_{th,0}$ و ψ تساوي الواحد. بمجرد أن تنخفض قيمة R_{th} بدءاً من $R_{th,0}$ ، فإن قيمة R تصبح أكثر صغراً و ψ تنخفض. عندما تنعدم قيمة R_{th} ، فإن R و ψ تأخذان قيمتهما الأصغرية؛ نظراً لأن أي تمدد لا يعوض أعمال الاحتكاك في الريش المتحركة ولدينا $H_2 = H_1$ و $p_1 = p_2$.

نقول إن المرحلة تعمل على الدفع (Impulsion) تمثل الأشكال (4 - 9) و (4-10) مخططات (H - S) للحالات الحدية للمجال $(0, R_{th,0})$ ؛ الشكل (5 - 11) منسوب إلى حالة وسطية.

لاحظنا في حسابات الفقرة السابقة أن R تدخل في كل مرة تظهر فيها w_2 كتابع لـ w_1 من أجل الحالة التي فيها R سالبة، فإنه من العملي استخدام العلاقة (5 - 25) التي يحافظ فيها المعامل ψ على قيمة محددة موجبة.



الشكل (5 - 11)

1.4.5 إيجاد الحل الأمثل لعمل مرحلة فوق فعلية منغذلة:

مع ملاحظة أنه لمرحلة من هذا النوع، حيث C_o معدومة، يصبح للحالة العامة الممثلة بالشكل (5-11):

$$H_o - H_{2^*} = \frac{H_o - H_{1^*}}{1 - R_{th}} = \frac{H_o - H_1}{\eta_n(1 - R_{th})} = \frac{1}{\eta_n(1 - R_{th})} \frac{c_1^2}{2}$$

تبين علاقة مردود المرحلة (5-4):

$$\eta_{st} = \frac{\tau_m}{H_o - H_{2^*}} = \frac{2u(c_{1,t} \pm c_{2,t})}{c_1^2} \eta_n(1 - R_{th}) = \eta_g \eta_n(1 - R_{th}) \quad (26-5)$$

وفقاً لقيمة $\beta_1 \leq 90^\circ$ ، نكتب:

$$\pm w_{1,t} = c_{1,t} - u$$

أو:

$$c_{1,t} = u \pm w_{1,t}$$

لنسمح كما هو مفترض في العلاقة (5-25) بأنها تتسحب في نفس الوقت على كل من:

$$w_{2,t} = \Psi w_{1,t} \quad \text{و} \quad w_{2,a} = \Psi w_{1,a}$$

ومثلثات السرعة عند الدخول و الخروج لها معاملات تصريف مختلفة كما يلي:

$$\delta_2 = \psi \delta_1 \rightarrow c_{2,a} = \psi c_{1,a}$$

$$w_{2,t} = \Psi(c_{1,t} - u) \quad \text{وهكذا نحصل على:}$$

ولكن تبعاً لقيمة $\alpha_2 < 90^\circ$ نجد:

$$w_{2,t} = u \pm c_{2,t} \quad \text{أو} \quad \pm c_{2,t} = w_{2,t} - u$$

$$\pm c_{2,t} = \psi(c_{1,t} - u) - u \quad \text{نتجت لدينا العلاقة لـ } c_{2,t}$$

مما يعطينا أخيراً للمردود الهندسي للريش:

$$\eta_g = \frac{2u(c_{1,t} - u)(1 + \psi)}{c_{1,t}^2 + c_{1,a}^2} = \frac{2\sigma(1 - \sigma)(1 + \psi)}{1 + \sigma^2 \delta^2} = 2(1 + \psi) \frac{f_1(\sigma)}{f_2(\sigma)} \quad (27-5)$$

بينما في الشكل (4-9) أنه إذا كانت $R = 0$ لدينا $\psi = 1$ ؛ كما تتطابق أيضاً العلاقة

(27-5) من أجل $\psi = 1$ مع تلك (5-19) باعتبار $R = 0$. إضافة إلى ذلك يمكن

التعويض عن الجداء $\eta_n(1 - R_{th})$ لهذه الحالة الخاصة بالعلاقة (5-6) بـ $\overline{\eta_d}$ ، كما

يبين ذلك العلاقة (4-52) في الفصل السابق. على العكس، لأجل العمل المسمى بالدفع،

الشكل (4-10) من الفصل الرابع، فإن ψ تأخذ قيمتها الأصغر، وفي نفس الوقت

تصبح R_{th} معدومة، ونعبر عن η_{st} بالجداء $\eta_g \eta_n$. مهما كانت قيمة ψ تصبح η_g أعظمية عندما:

$$\frac{1}{f_1} \frac{df_1}{d\sigma} - \frac{1}{f_2} \frac{df_2}{d\sigma} = 0$$

أي عندما يصبح لدينا:

$$\frac{1-2\sigma}{\sigma(1-\sigma)} = \frac{2\sigma\delta^2}{1+\sigma^2\delta^2}$$

والذي سيعيدنا إلى الحل (5-20):

$$\sigma = \frac{1-\sigma^2\delta^2}{2}$$

من أجل حالة العمل بواسطة الدفع المبينة على الشكل (4-10) والتي فيها $R_{th} = 0$ فإن مردود التمدد $\overline{\eta_d}$ يعتمد نفسه على σ و δ . لدينا من العلاقة (4-53) السابقة:

$$\overline{\eta_d} = \eta_n - \frac{(1-\psi^2)w_1^2}{2(H_0 - H_{2'})} = \eta_n \left[1 - \frac{(1-\psi^2)w_1^2}{c_1^2} \right]$$

مع ملاحظة أنه لدينا:

$$w_1^2 = w_{1,u}^2 + w_{1,a}^2 = (c_{1,u} - u)^2 + c_{1,a}^2 = c_{1,u}^2 (1 + \sigma^2\delta^2 - 2\sigma + \sigma^2)$$

نجد:

$$\overline{\eta_d} = \eta_n \left[1 - \frac{(1-\psi^2)(1 + \sigma^2\delta^2 - 2\sigma + \sigma^2)}{1 + \sigma^2\delta^2} \right] = \eta_n \left[\psi^2 - (1-\psi^2) \frac{\sigma^2 - 2\sigma}{1 + \sigma^2\delta^2} \right] \quad (28-5)$$

نلاحظ أن قيمة σ التي تؤمن قيمة أمثلية لـ η_{st} لا تعيد قيمة $\overline{\eta_d}$ أعظمية. يجب أن لا يتحقق ذلك؛ حيث أنه بإيجاد القيمة الأمثلية لـ η_{st} نعيد قيم ضياعات الاحتكاك أصغرية في الريش وتلك الضائعة بالطاقة الحركية عند مخرج المرحلة المنعزلة. القيمة الأمثلية لـ $\overline{\eta_d}$ لا تطابق سوى القيمة الأصغرية لقوى الاحتكاك لوحدها.

2.4.5 إيجاد الحل الأمثل لعمل مرحلة فوق فعلية مندمجة:

من أجل مرحلة مندمجة لها نفس سرعة الخروج من المرحلة التي تسبقها وتحقق استرجاع تام للطاقة الحركية، لدينا $C_0 = C_2$ ؛ وهكذا يختلط مردود المرحلة η_{st} مع المردود الوسطي $\overline{\eta_d}$ ، كما تبين العلاقة (5-5)؛ سنبين لاحقاً كيف يمكن حساب هذا المردود لحالة العمل بالدفع (Impulsion).

في الحالة العامة التي نفرضها تبعاً للعلاقة (5-6):

$$c_o^2 = krc_2^2$$

تطبق علاقة المردود η_{st} المبينة في العلاقة (5 - 7).

بينما نبين η_n بالطريقة نفسها للمرحلة المنعزلة، نكتب المقام للعلاقة (5 - 7) بالطريقة التالية:

$$\begin{aligned} H_o - H_{2'} - (1-k) \frac{c_2^2}{2} &= \frac{H_o - H_2}{\eta_n(1-R_{th})} - (1-k) \frac{c_2^2}{2} = \\ &= \frac{1}{\eta_n(1-R_{th})} \left[\frac{c_1^2 - c_o^2}{2} - \eta_n(1-R_{th})(1-k) \frac{c_2^2}{2} \right] = \frac{1}{\eta_n(1-R_{th})} \left(\frac{c_1^2}{2} - r_o \frac{c_2^2}{2} \right) \end{aligned}$$

r_o تأخذ القيمة التالية:

$$r_o = kr + \eta_n(1-R_{th})(1-k)$$

نفكك بعدها $C_1^2 - r_o C_2^2$ باستخدام التعبيرات نفسها $C_{2,t}$ و $C_{1,t}$ و $C_{2,a}$ فقط للمرحلة المنعزلة، وهكذا نجد:

$$\begin{aligned} c_1^2 - r_o c_2^2 &= c_{1,t}^2 + c_{1,a}^2 - r_o(c_{2,t}^2 + c_{2,a}^2) = \\ &= c_{1,t}^2 + c_{1,a}^2 - r_o[\psi^2(c_{1,t}^2 - 2uc_{1,t}^2 + u^2) - 2\psi(c_{1,t} - u)u + u^2 + \psi^2 c_{1,a}^2] = \\ &= (c_{1,t}^2 + c_{1,a}^2)(1 - r_o\psi^2) - r_o[u^2(1+\psi)^2 - 2uc_{1,t}\psi(1+\psi)] = \\ &= c_{1,t}^2[(1 - r_o\psi^2)(1 + \sigma^2\delta^2) - r_o(1+\psi)^2\sigma^2 + 2r_o\sigma\psi(1+\psi)] \quad (29-5) \end{aligned}$$

بتعويض هذه النتائج في علاقة مردود المرحلة (5 - 7) نجد:

$$\eta_{st} = \frac{2\sigma(1-\sigma)(1+\psi)}{(1 - r_o\psi^2)(1 + \sigma^2\delta^2) - r_o(1+\psi)^2\sigma^2 + 2r_o\sigma\psi(1+\psi)} \eta_n(1-R_{th}) = \quad (30-5)$$

$$\eta_g \eta_n(1-R_{th})$$

عندما $R=0$ ، لدينا $\psi=1$ ؛ و بالتالي الجداء $\eta_n(1-R_{th})$ يتطابق مع η_d كما هو مبين في العلاقة (4 - 52) من الفصل الرابع، تصبح العلاقة (5 - 30) متطابقة مع العلاقة (5 - 23) بجعل $R=0$.

للعمل بمبدأ الدفع، حيث لدينا $R_{th} = 0$ ، وبأخذ معامل التمهّل ψ قيمته الأصغر، لدينا إذن $P_1 = P_2$ و $H_{2'} = H_1$ والمردود $\eta_{s,t}$ مبينة بالجاء $\eta_g \eta_n$. بالإضافة إلى ذلك إذا وجد أن $r_o = 1$ ، لأن $K = 1$ و $r = 1$ مما يطابق استرجاع كامل للطاقة الحركية وتتحقق المساواة $C_o = C_2$ كما يصبح مردود المرحلة $\eta_{s,t}$ مساوياً إلى $\overline{\eta_d}$ ، مما يقود بتطبيق العلاقة (4 - 54) إلى:

$$\eta_{s,t} = \overline{\eta_d} = \eta_n - \frac{(1 - \psi^2) w_1^2}{2(H_o - H_{2'})}$$

تطابق هذه العلاقة تلك المبينة في (5 - 30) باعتبار أن $r_o = 1$ ، نجد من أجل هذه الحالة أن:

$$H_o - H_{2'} = H_o - H_{1'} = \frac{c_1^2 - c_2^2}{2\eta_n}$$

الفرق $C_1^2 - C_2^2$ الذي يظهر في هذه المعادلة يمكن تبيانها بالعلاقة (5 - 29) باعتبار $r_o = 1$: نسمي هذا التعبير بـ $C_{1,t}^2 \psi$. من جهة ثانية بالكتابة كما في الفقرة السابقة:

$$w_1^2 = c_{1,t}^2 (1 + \sigma^2 \delta^2 - 2\sigma + \sigma^2)$$

نجد:

$$\eta_{s,t} = \overline{\eta_d} = \eta_n \left[1 - \frac{(1 - \psi^2) w_1^2}{c_{1,t}^2 \psi} \right] = \eta_n \frac{\psi - (1 + \sigma^2 \delta^2 - 2\sigma + \sigma^2)(1 - \psi^2)}{\psi}$$

وبالاختصار نقودنا إلى العلاقة:

$$\overline{\eta_d} = \frac{2\sigma(1 - \sigma)(1 + \psi)}{(1 - \psi^2)(1 + \sigma^2 \delta^2) - (1 + \psi)^2 \sigma^2 + 2\sigma\psi(1 + \psi)} \eta_n \quad (5 - 31)$$

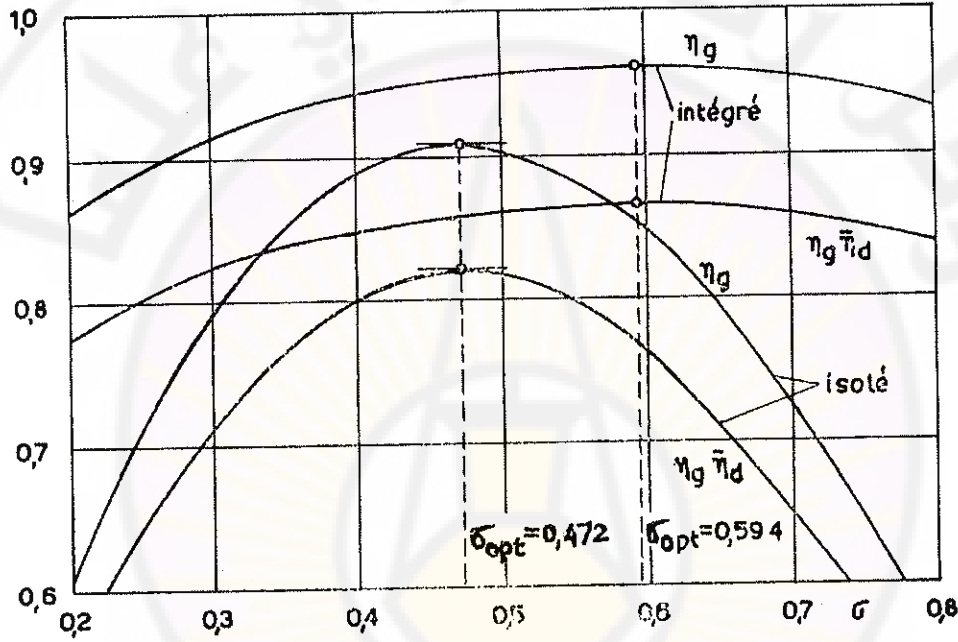
وهي العلاقة نفسها (5 - 30) للمردود $\eta_{s,t}$ حيث فرضنا أن $r_o = 1$ و $R_{th} = 0$. بينما القيمة الأعظمية لـ η_g المحددة بالعلاقة (5 - 30) للحالة العامة حيث r_o يختلف

عن الواحد، نحصل من أجل δ ثابتة: $\frac{d\eta_g}{d\sigma} = 0$

مما يقودنا بعد إجراء الحسابات إلى الشرط:

$$\sigma = \frac{1 - \sigma^2 \delta^2}{2} + \frac{1}{2} \frac{r_o(1 - \psi^2)}{1 - r_o \psi^2} \sigma^2 \quad (32 - 5)$$

إذا $\psi = 1$ نجد القيمة الأمثلية لـ σ الموافقة للعلاقة (5-20)؛ ولكن بمجرد أن تصبح قيمة ψ أقل من الواحد، فإننا نحصل على المردود الأفضل لقيمة أكبر لـ σ .



الشكل (5 - 12)

بيّنا على الشكل (5 - 12) منحنى η_g كتابع لـ σ من جهة لمرحلة دفع منعزلة، وفق العلاقة (5-27)، ومن جهة ثانية لمرحلة دفع مندمجة، وفق العلاقة (5-30). اعتمدت قيم المعاملات $\delta = 0.5$ و $\psi = 0.93$ و $r_o = 0.96$.

3.4.5 إيجاد الحل الأمثل لعمل مرحلة فوق فعلية مندمجة على نحو جزئي

حالة مرحلة الدخول أو الخروج لمجموعة مندمجة تقود كما هي الحال في المراحل التي فيها درجة الارتداد $R \geq 0$ إلى دراسة مشابهة سابقاً وبالتالي لن نناقش ذلك في هذه الفقرة.

5.5 المعاملات المميزة لمرحلة عنفية

سمحت لنا المعاملات اللابعدية R ، σ ، δ التي تم اختيارها لدراسة مرحلة من عنفة بتحديد الشكل الهندسي المثالي الذي يجب إعطاؤه إلى هذه المرحلة. من جهة أخرى فإن عدداً من المؤلفين والصانعين يستخدمون معاملات لا بعدية أخرى لتوصيف المرحلة العنفية، تقدم خواصاً أكثر عمومية، يمكن تطبيقها أيضاً على المولدات العنفية، والتي تسمح من الناحية الفيزيائية بتقدير تشابه المراحل، ما دام عدد ماخ وعدد رينولدز للجريان يبقيان ضمن حدود عادية.

1.5.5 معامل التصريف

نحصل على هذه الخاصية الأولى بأن ننسب إلى السرعة المحيطية u التصرف الحجمي في واحدة سطح مرور المائع، مقاساً في المستوى العمودي على محور دوران الآلة. نستخدم على أن نبين هذا المعامل بالنسبة إلى مقطع الخروج من المرحلة والسرعة u_2 عند نصف القطر r_2 .

انطلاقاً من هذه المعطيات فإن المقطع المعتبر هو:

$$A_{2,n} = 2\pi r_2 b_2 = \frac{A_2}{\sin \beta_2}$$

بفرض أن V_2 تعين التصرف الحجمي في واحدة السطح عند مقطع الخروج من المرحلة $A_{2,n}$ ، فإن معامل التصريف يصبح:

$$\frac{V_2}{u_2} = \frac{G v_2}{A_{2,n}} \frac{1}{u_2} = \frac{G v_2}{2\pi r_2 b_2} \frac{1}{u_2} = \frac{w_2 \sin \beta_2}{u_2} = \delta_2 \quad (33-5)$$

نلاحظ أن هذا المعامل مطابق للمعامل δ_2 المحدد في الفقرة (5-1). وإذا كان من الممكن اختيار القيم b_1 و b_2 بحيث نستطيع تطبيق العلاقة (5-1)، فإن معامل التصريف ليس له سوى قيمة واحدة δ والتي استخدمناها في حساباتنا السابقة.

إن القيم المستخدمة عادة لمعامل التصريف δ ضمن مراحل العنفة ما عدا المراحل الأخيرة منها والتي يصبح فيها التصريف الحجمي كبيراً هي:

— من أجل مرحلة فعل : $\delta = \dots 0.45 \dots$

— من أجل مرحلة ارتدادية $R = 0.5$: $\delta = \dots 0.38 \dots$

2.5.5 معامل الضغط

تعرف هذه الخاصية الثانية و التي نرسم لها بـ μ بالنسبة التالية:

$$\mu = \frac{\int_{2''}^0 v dp}{u_2^2 / 2} = \frac{H_0 - H_{2''}}{u_2^2 / 2} \quad (34-5)$$

وكما فرضنا دائماً أن $u_1 = u_2 = u$ ، فإنه بالنسبة إلى مرحلة مندمجة والتي نسمح من أجلها ولو بشكل تقريبي أن $C_0 = C_2$ نجد:

$$H_0 - H_{2''} = \frac{1}{\eta_d} \left(\frac{c_1^2 - c_0^2}{2} + \frac{w_2^2 - w_1^2}{2} \right) = \frac{1}{\eta_d} \frac{w_2^2 - w_1^2}{2R}$$

وهكذا فإن معامل الضغط يصبح:

$$\mu = \frac{1}{\eta_d} \frac{w_2^2 - w_1^2}{Ru^2}$$

بالإضافة إلى ذلك يمكن فرض أن $\delta_1 = \delta_2 = \delta$ ، ولدينا أيضاً $w_{1,a} = w_{2,a}$. كما أن

$$w_{2,t} = 2uR \pm w_{1,t} \quad \text{العلاقة (5-17) تعطينا:}$$

ينتج بالنسبة إلى معامل الضغط μ العلاقة:

$$\begin{aligned} \mu &= \frac{1}{\eta_d} \frac{w_{2,t}^2 - w_{1,t}^2}{Ru^2} = \frac{1}{\eta_d} \frac{(2uR \pm w_{1,t})^2 - w_{1,t}^2}{Ru^2} = \\ &= \frac{4}{\eta_d} \frac{u^2 R^2 \pm uRw_{1,t}}{Ru^2} = \frac{4}{\eta_d} \left(R + \frac{c_{1,t} - u}{u} \right) \\ &= \frac{4}{\eta_d} \left(R + \frac{1}{\sigma} - 1 \right) \end{aligned} \quad (35-5)$$

التي تربط مباشرة معامل الضغط μ بالمعاملات R و σ .

3.5.5 معامل العمل

هذا المعامل الأخير و الذي نحدده بـ τ يعرف بالنسبة التالية:

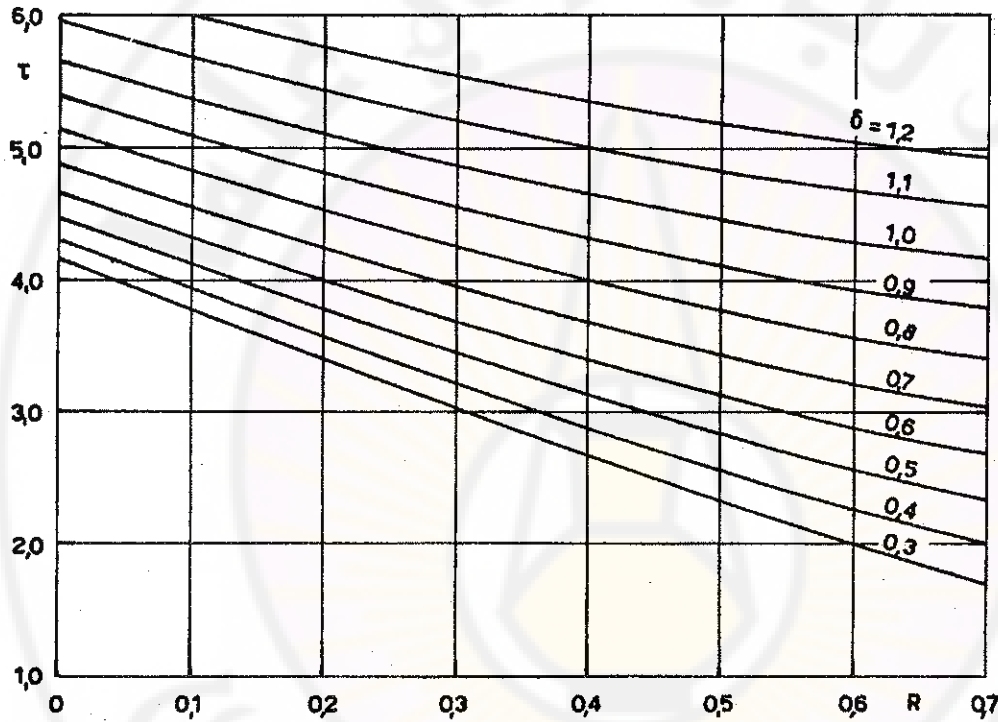
$$\tau = \frac{\tau_m}{u_2^{2/2}} \quad (36-5)$$

في مجال الفرضيات السابقة، والتي من بينها $C_0 = C_2$ ، فإن العمل المحرك يمكن أن يكتب على النحو التالي:

$$\tau_m = H_{(0)} - H_{(2)} = H_0 - H_2 = \overline{\eta_d} (H_0 - H_{2''})$$

مما يعطي بين τ و μ من جهة، وبين τ و R من جهة أخرى، العلاقات التالية:

$$\tau = \overline{\eta_d} \mu = 4 \left(R + \frac{1}{\sigma} - 1 \right) \quad (37-5)$$



الشكل (5 - 13)

بما أن استطاعة المرحلة تعطى بالواط فإنها تساوي من أجل تصرف G (kg/s):

$$N = \tau_m G = \tau \frac{u^2}{2} \frac{A_{2,n}}{v_2} \delta u = \frac{A_{2,n}}{2v_2} \tau \delta u^3$$

يمكننا أيضاً من أجل مرحلة عنفية تعريف معامل الاستطاعة كالتالي:

$$\nu = \frac{N}{u^3} = \frac{A_{2,n}}{2v_2} \tau \delta = k \tau \delta = k \overline{\eta_d} \mu \delta,$$

المعامل k ($wsec^3/m^3$) تابع لنصف القطر الوسطي للمرحلة، ولارتفاع الريش عند خروج المائع منها b_2 ، ولنوع الشفرات وللحالة التي يوجد بها مائع التشغيل.

في المخطط المبين على الشكل (5 - 13) قَدَّمنا المنحنيات التي تعطي التابع R القيم التالية:

$$\tau = \overline{\eta_d} \mu = f(R)$$

والتي تتبعاً للعلاقات (5-34) و(5-37) تطابق القيم الأمثلية لـ σ . إذن فإن هذا المنحني أيضاً صالح للقيم الأمثلية لـ τ و μ . وكما أن σ_{opt} تعتمد أيضاً على δ كما في الشكل (5-5) فإنه يوجد منحني لـ τ من أجل كل قيمة لـ δ .

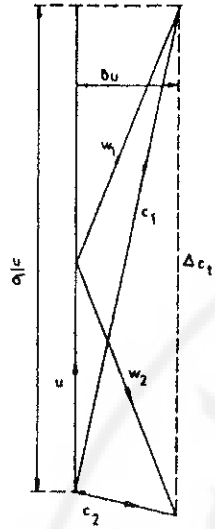
6.5 دراسة بعض المراحل النموذجية

سنطبق ما سبق على دراسة بعض المراحل النموذجية، والتي خواصها اللابعدية موضحة في الجدول التالي:

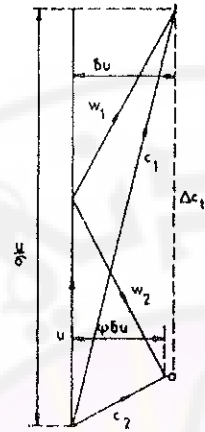
μ	τ	R_{th}	$\overline{\eta_d}$	η_a	η_b	θ_a	θ_b	σ	δ	R
4.76	4.24	0	0.890	$-\infty$	0.93	135°	81°	0.476	0.45	< 0
3.68	3.27	0	0.890	$-\infty$	0.93	121°	47°	0.550	0.45	< 0
4.95	4.38	0.05	0.884	0	0.93	135°	90°	0.476	0.45	0
3.62	3.21	0.355	0.889	0.75	0.92	120°	90°	0.665	0.40	0.3
2.79	2.15	0.5	0.990	0.90	0.90	91°	90°	0.880	0.38	0.5
2.09	1.88	0.69	0.888	0.90	0.86	40°	90°	1.30	0.36	0.7

تعود قيم الصفين الأول والثاني في الجدول السابق إلى المراحل التي فيها قيمة درجة الارتداد النظرية ($0.R_{th}$) والتي من أجلها لدينا $R < 0$. بينما بالنسبة للصفوف الأخرى فهي منسوبة إلى المراحل التالية: $R = 0 \dots 0.3 \dots 0.5 \dots 0.7$.

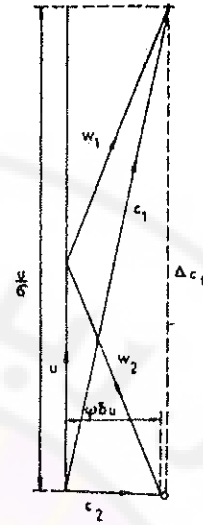
اختيرت قيم δ في الجدول أعلاه بحيث تطابق الواقع العملي الدارج. كما اختيرت قيم σ تبعاً لمعطيات المخطط الموضح في الشكل (5 - 5)، والتي تؤدي إلى القيم الأعظمية لـ η_g . يمكن عندئذ إنشاء مثلثات السرعة بدءاً من السرعة u التي يتم اختيارها مسبقاً تبعاً للإمكانات العملية للإنشاء، وهذه المثلثات مبينة على الأشكال (5-16)، (5-17)، (5-18)، (5-19).



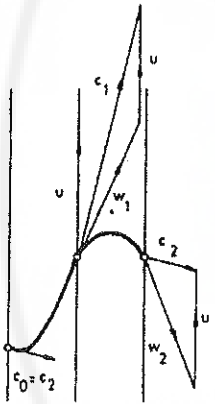
الشكل (16-5)



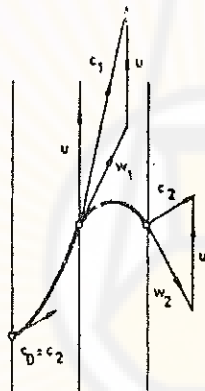
الشكل (15-5)



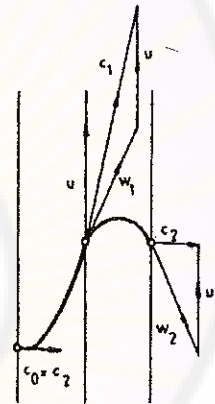
الشكل (14-5)



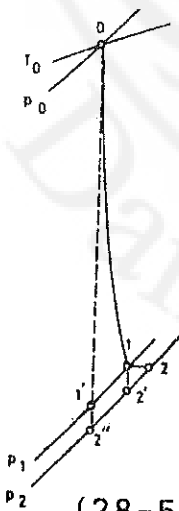
الشكل (22-5)
 $R=0$



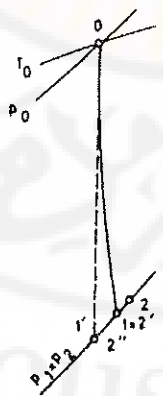
الشكل (21-5)
 $R < 0$ مندمجة



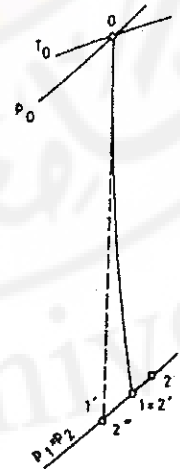
الشكل (20-5)
 $R < 0$ منعزلة



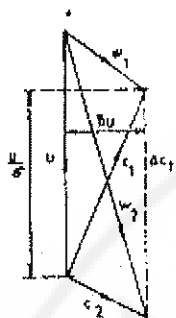
الشكل (28-5)



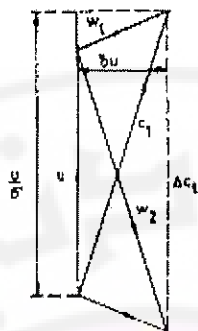
الشكل (27-5)



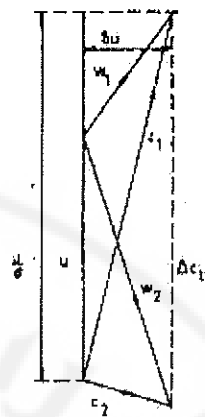
الشكل (26-5)



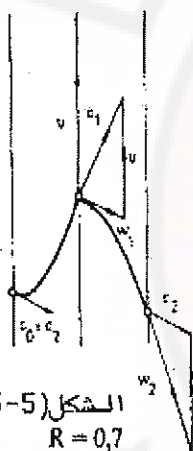
الشكل (19-5)



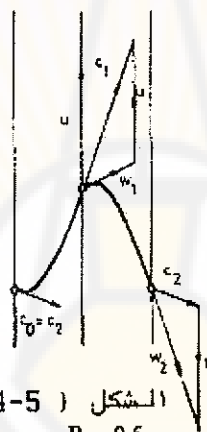
الشكل (18-5)



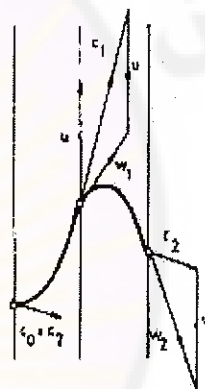
الشكل (17-5)



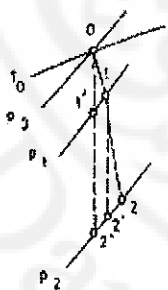
الشكل (25-5)
 $R = 0,7$



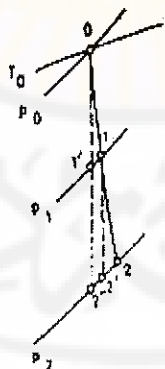
الشكل (24-5)
 $R = 0,5$
مرحلة متدمجة أو معزولة



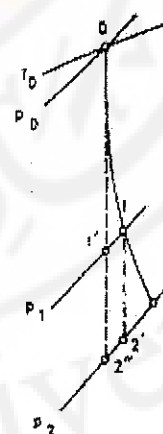
الشكل (23-5)
 $R = 0,3$



الشكل (31-5)



الشكل (30-5)



الشكل (29-5)

١٢٥

وقد أنشئت مثلثات السرعة عند الدخول إلى الدولاب المتحرك بدءاً من العوامل σ و δ ؛ أما بالنسبة إلى مثلثات السرعة عند الخروج فهي محددة بـ $w_{2,t}$ والتي تساوي من العلاقة (5-7):

$$w_{2,t} = C_{1,t} + 2uR - u$$

بمعرفة الزوايا $\alpha_1, \alpha_2 = \alpha_0, \beta_1, \beta_2$ من الشكل (4-1)، فإنه يمكن الحصول على فكرة حول نوع الريش الواجب استخدامها، وتوضح الأشكال (5-22)، (5-24) (5-25) الهيئة العامة لهذه المراحل.

إن زوايا التماس للفوهات $\alpha_1 -- \alpha_2 = \theta_n$ في الحالات المدروسة قريبة من 90°. إذن فإن مردود الفوهات يختلف بسبب عوامل أخرى سنناقشها فيما بعد. ونستطيع أن نشير هنا كتقريب أولي أن المردود η_n تابع أيضاً لقيمة السرعة c_1 المرتبطة بالسرعة المحيطية u والتي يعتمد عليها عدد رينولدز للجريان. وفي الحقيقة فإن قيمة المردود η_n تنخفض بتناقص السرعة c_1 وذلك باعتبار أن العوامل الأخرى هي نفسها، والقيم الموضحة في الجدول السابق تبين هذه الظاهرة. بينما بالنسبة لقيمة المردود η_a فإنها تنخفض عندما تزداد زاوية تماس الريش المتحركة $\theta_a = \beta_2 - \beta_1$ ؛ ولكنها تعتمد أيضاً على قيمة السرعة النسبية w_2 (المرتبطة بالسرعة المحيطية u)؛ ومن أجل الحالات المدروسة فإن w_2 تتغير قليلاً. إن المردود الوسطي للتمدد $\bar{\eta}_d$ ينتج من المعادلة التالية:

$$\bar{\eta}_d = (1 - R_{th}) \eta_n + R_{th} \eta_a$$

$$R_{th} = R \frac{\eta_a}{\eta_d} \quad \text{حيث } R_{th} \text{ تعرف بالعلاقة:}$$

من أجل درجة الارتداد $R = 0$ فإن القيمة التقديرية لمعامل الارتداد النظري $R_{th} = 0.05$ الناتجة من تقديرات يثبتها الواقع العملي.

إنه من الممكن الآن حساب معاملات العمل والضغط (μ, τ)، تبعاً للعلاقات (5-37) و (5-34)؛ كما أنه لا يمكن تطبيق هذه العلاقات إلا في المراحل المندمجة إذ تتم الاستفادة الكاملة من الطاقة الحركية عند الخروج من المرحلة أي ($r = 1$)، لأنه تم إيجادها أصلاً بفرض أن $C_0 = C_2$ ومع ذلك فإنه في جميع الحالات يمكن حساب τ بدءاً من تعريفها في العلاقة (5-36) بكتابة أن:

$$\tau = \frac{\tau_m}{u^2/2} = \frac{2\Delta c_t}{u} \quad (5-8)$$

إن قيم Δc_i موضحة بالأشكال (5-16)، (5-7)، (5-18) و (5-19). كما أن التمدد الذي يمكن تحقيقه في المراحل المثالية السابقة يجب أن يطابق بالضرورة قيم τ و μ . إذن الانخفاض الأيزنثروبي في الانتالبي الذي يميز المراحل السابقة يزداد إلى:

$$H_0 - H_{2''} = \mu \frac{u^2}{2} = \frac{\tau}{\eta_d} \frac{u^2}{2}$$

وبما أن مختلف المراحل المدروسة فرضت بأنها تملك قيمة u نفسها، أي إن الفروقات $H_0 - H_{2''}$ التي تطابقها ستكون متناسبة مع قيم μ . وقد أخذنا ذلك في الحسبان في الأشكال (5-28)، (5-29)، (5-30)، (5-31) والتي رسمت بنفس المقياس؛ من أجل نفس النوع من المراحل المحققة مع سرعة محيطية مختلفة u ، فإن مثلثات السرعة تبقى متشابهة بفرض أن معامل التناسب هو u ، بينما سيتغير هبوط الانتالبي الموافق حسب u^2 .

من أجل الحالتين المحددتين بالسطرين الأول والثاني من الجدول السابق، فقد فرضنا أن $R_{11} = 0$ ، مما يطابق تساوي الضغطين $P_1 = P_2$ ودرجة ارتداد $R < 0$. في هذين النوعين من المراحل تخضع السرعة النسبية إلى انخفاض يميز بمعامل التمهّل والذي يمكن أن نفرضه مساوياً $\psi = 0.93$ ، وذلك إذا كان عدد رينولدز للجريان في الدولاب مرتفعاً نسبياً، وهاتان الحالتان تتطلبان بعض الإيضاحات الإضافية.

يطابق السطر الأول مرحلة منعزلة كما هو موضح في الأشكال (5-4)، (5-20) و (5-26). إن القيمة المثالية لمعامل السرعة σ هي تلك الموضحة في العلاقة (5-20). ومن جهة ثانية، فإنه في هذه المرحلة حيث السرعة الابتدائية C_0 (معدومة بالفرض)، تختلف عن السرعة عند الخروج c_2 فإن العلاقة (5-35) تصبح غير قابلة للتطبيق، ونلجأ إلى تطبيق العلاقة (5-38) بعد إنشاء مثلثات السرعة.

بينما يطابق السطر الثاني في الجدول مرحلة مندمجة كما هو موضح في الأشكال (5-15) و (5-21) و (5-27) وأن القيمة الأمثلية لـ σ هي في حدود 0.60. وبالمقابل فإن العلاقة (5-35) تبين لنا أن العوامل μ و τ يتناقصان بسرعة عندما تزداد σ ، وفي المثال الموضح بالجدول السابق أخذنا $\sigma = 0.55$ والتي تحدد من أجلها المعاملات τ و μ تبعاً للعلاقة (5-35).

أخيراً عندما $R_{th} = 0$ و $\eta_a = -\infty$ ، فإن المردود $\bar{\eta}_d$ لا يمكن حسابه بالعلاقة العادية. ويمكن الحصول عليه تبعاً للعلاقة (4 - 69) حيث نطرح من المردود η_n قيمة تساوي

$$\bar{\eta}_d = \eta_n - \frac{(1 - \psi^2)w_1^2}{2(H_o - H_{2'})} \quad \text{إلى الضياعات الدورانية:}$$

في هذه العلاقة يمكن تبديل قيمة $H_o - H_{2'}$ بالقيمة المأخوذة من العلاقة:

$$2(H_o - H_{2'}) = \mu u^2$$

من جهة ثانية فقد وجد أنه بالنسبة للمراحل فوق الفعلية والمندمجة أن:

$$w_1^2 = c_{1,t}^2 (1 + \sigma^2 \delta^2 - 2\sigma + \sigma^2)$$

وهكذا فإن تقدير المردود $\bar{\eta}_d$ يصبح من الآن ممكناً بالعلاقة:

$$\bar{\eta}_d = \eta_n - \frac{1}{\mu} (1 - \psi^2) \left(\frac{1}{\sigma^2} - \frac{2}{\sigma} + 1 + \delta^2 \right)$$

والتي لا تحتوي إلا على معاملات معروفة.

أما ما يخص مراديد المراحل المعتبرة هنا η_{st} ، فإنه يمكن الحصول عليها بالطريقة التالية:

من أجل مرحلة مندمجة حيث $R \geq 0$ ، فإن مردود المرحلة يتم الحصول عليه من الجداء:

$$\eta_{st} = \bar{\eta}_d \eta_g$$

علماً أن η_g يجب أن تجدد تبعاً للعلاقة (5-23)؛ وعملياً فإن قيمة المردود الهندسي η_g قريبة جداً من الواحد.

أما في حالة مرحلة منعزلة ذات $R \geq 0$ ، فإن مردود المرحلة يمكن إيجاده من الجداء السابق نفسه، حيث η_g يتم حسابها وفقاً للعلاقة (5-19).

من أجل مرحلة منعزلة حيث $R_{th} = 0$ (السطر الأول من الجدول السابق) فإن مردود المرحلة يزداد إلى:

$$\eta_{st} = \eta_n \eta_g$$

حيث η_g تحسب تبعاً للعلاقة (5-27). وفي الوقت الحاضر فإن هذا النوع الأخير من التشغيل قل استخدامه أولاً بأول.

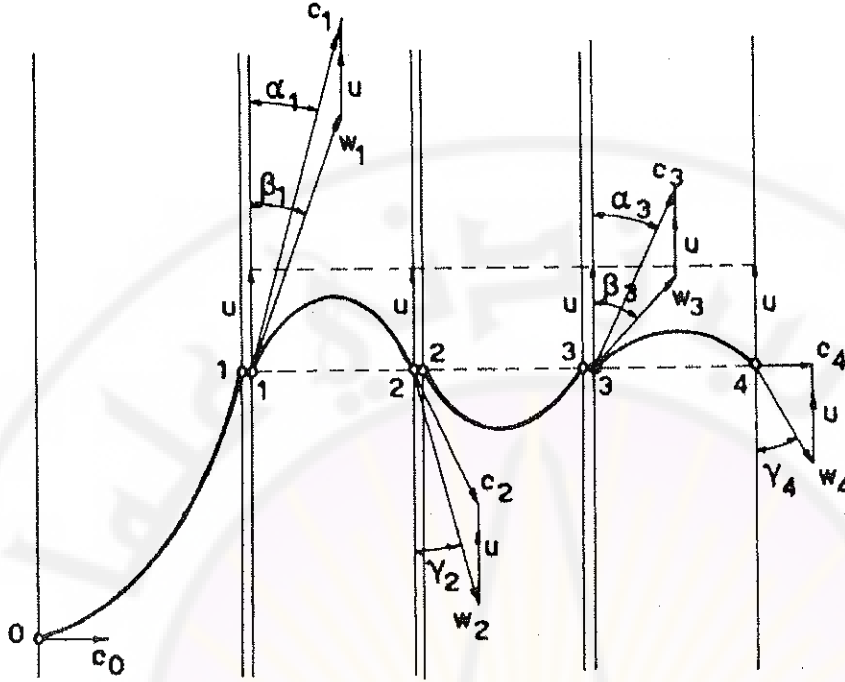
أخيراً من أجل مرحلة مندمجة حيث $R_{th} = 0$ (السطر الثاني من الجدول) فإن مردود المرحلة يحسب أيضاً تبعاً للعلاقة:

$$\eta_{st} = \eta_g \eta_n (1 - R_{th}) = \eta_g \eta_n$$

وكما هو في الحالة السابقة فإن هذا النوع غير منصوح به بسبب القيم الصغيرة لكل من μ و τ .

7.5 مرحلة كورتيس ذات الانخفاض المضاعف للسرعة

نضطر في بعض الأحيان إلى إنشاء مرحلة من عتفة يكون فيها انخفاض الانتالبي كبيراً جداً، وهذه هي الحالة دائماً في العتفات ذات الدولاب الواحد. من المناسب اختيار طريقة عمل فعلية لهذا النوع من المراحل لأنها ذات قيمة كبيرة لمعامل الضغط μ ، يضاف إلى ذلك أن الفرق بين ضغط الدخول إلى المرحلة P_0 وضغط الخروج منها كبيراً، كما أن الضغط عند الخروج من الفوهات الثابتة P_1 يمكن أن يهبط إلى قيمة أخفض من القيمة الحرجة للضغط، مما يجبرنا للجوء إلى فوهات متقاربة متباعدة، وبالتالي فإن السرعة C_1 تصبح كبيرة جداً. وهكذا فإنه من الصعب تحقيق القيمة المثالية لـ σ ، لأن السرعة المحيطية u محددة إنشائياً بواسطة القوى النابذة التي تخضع لها الريش. والحالة هذه كما تشير مثلثات السرعة فإن أي تخفيض في قيمة معامل السرعة σ يفرض زيادة السرعة النهائية C_2 . من هنا ففتشنا عن أسلوب لاسترجاع الطاقة الحركية $0.5C_2^2$ بتوجيه المائع الخارج من طوق الريش، على طوق آخر مثبت على نفس الدولاب الدوائر بنفس الاتجاه. انطلاقاً من هذه المعطيات فإنه من الضروري تركيب ريش موجهة ثابتة بين هذين الطوقين بحيث يبقى الضغط ثابتاً على هذه الريش الثابتة و القيام بتعديل اتجاه السرعة المطلقة على نحو مناسب. في مرحلة مصممة للعمل بهذه الطريقة فإن استخدام الطاقة قد جرى بحيث تتخفض السرعة من C_1 إلى C_2 في الطوق الأول من الريش المتحركة، وتستمر هذه السرعة بالانخفاض في الطوق الثاني. لهذا السبب سميت هذه المرحلة ذات الانخفاض المضاعف للسرعة. يمكن لعملية تجزئة الاستفادة من الطاقة الحركية أن تتم على عدد أكبر من المراحل وذلك بزيادة عدد الأطواق المتحركة وعدد صفوف الريش الموجهة. ولكن هذه الزيادة في عدد المراحل تؤدي إلى انخفاض المردود على نحو كبير ولهذا السبب حدد عدد انخفاضات السرعة باثنتان فقط. نسمي هذا التوزيع للمراحل بمرحلة كورتيس (Curtis) حسب اسم مخترعها. يبين الشكل (5 - 32) منشور مقطع أسطواني على الارتفاع المتوسط للريش والموجهات لمرحلة كورتيس؛ وهو يحدد التسميات التي سنستخدمها فيما بعد.



الشكل (5-32)

يمكن لمرحلة كورنيس أن تعمل بإحدى الطريقتين التاليتين:

— يخضع المائع بعد تمدده في الفوهة (0, 1) إلى تمدد إضافي بين النقاط 2 و 4 لتعويض الاحتكاك على الريش الثابتة والمتحركة.

— يتمدد المائع على نحو كامل في الفوهة بين النقاط 0, 1 وتؤدي الأعمال الناشئة عن الاحتكاك إلى تخفيض سرعة المائع في الأطواق المتحركة و الريش الموجهة بين النقطتين 2 و 4.

سنقوم الآن بدراسة هاتين الحالتين بالتتابع، مع الأخذ في الحسبان ظروف استخدام مرحلة ذات عدد من انخفاضات السرعة، والتي تتطوي دائماً على اعتبار أن السرعة الابتدائية مهملة أي $C_0 = 0$ وأن الطاقة الحركية النهائية ضائعة $0.5C_4^2$.

1.7.5 مرحلة كورتيس مع تعويض للاحتكاك وذات فعل صافي (R = 0)

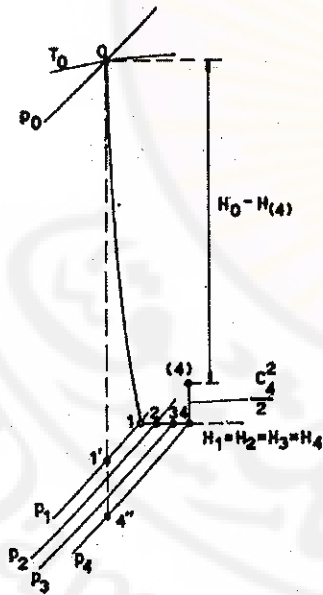
يطابق هذا النوع من العمل لمخطط (H- S) الموضح في الشكل (5 - 33). تساوي سرعة المائع بعد تمدده في الفوهات الثابتة إلى:

$$\frac{c_1^2}{2} = H_o - H_1 = \eta_n (H_o - H_{1'})$$

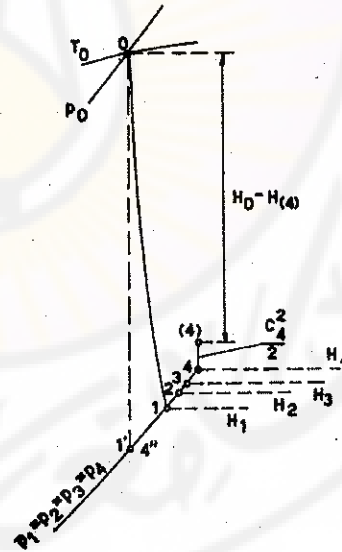
يدخل المائع إلى الدولاب الأول الذي يتحرك بسرعة محيطية u ، ويأخذ سرعة نسبية عند الدخول w_1 ناتجة من الطرح الشعاعي $\vec{C}_1 - \vec{u}$.

يخضع بعدها إلى تمدد بحيث أن السرعة النسبية عند الخروج من الدولاب w_2 تبقى مساوية للسرعة w_1 ومنه نجد وفقاً لمعادلة الجريان في الحركة النسبية أن:

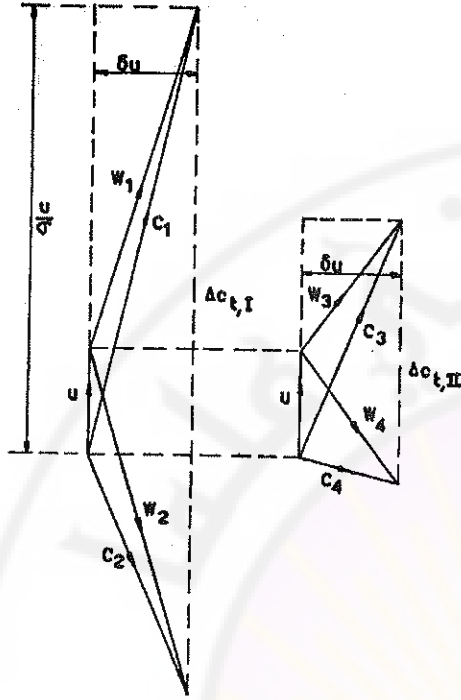
$$\frac{w_2^2 - w_1^2}{2} = H_1 - H_2 = \int_2^1 v dp - \tau_{f1-2} = 0$$



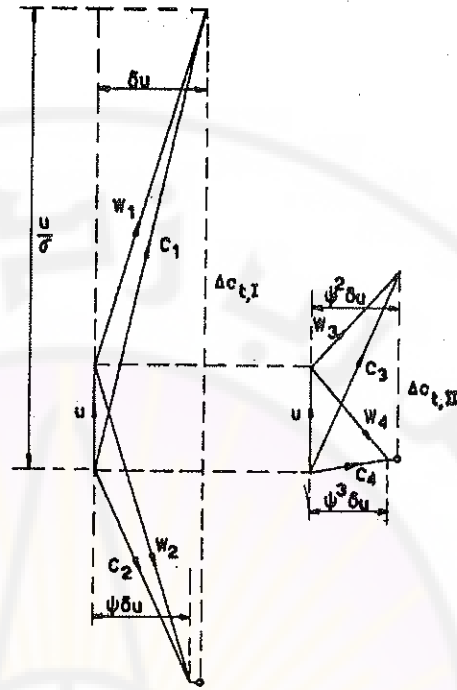
الشكل (5 - 34)



الشكل (5 - 33)



الشكل (5-37)



الشكل (5-35)

مما ينطوي على أن $P_2 < P_1$. كما أن المائع ما زال يملك عند خروجه من الدولاب الأول سرعة مطلقة عالية C_2 ، ناشئة عن التركيب الشعاعي لـ w_2 و u . يدخل بعدها المائع في طوق الريش الثابتة الموجهة والمتناظرة، والتي اتجاهها عند الدخول مماسي للسرعة المطلقة C_2 ، ويخضع إلى تمدد بحيث أن السرعة المطلقة C_3 عند الخروج من الموجهات تملك نفس قيمة السرعة C_2 ، وهكذا يمكن كتابة العلاقة التالية:

$$\frac{c_3^2 - c_2^2}{2} = H_2 - H_3 = \int_3^2 v dp - \tau_{f2-3} = 0$$

والتي تبين وجوب كون الضغط $P_3 < P_2$.

يدخل المائع بعد ذلك إلى الطوق الثاني للريش المتحركة بسرعة مطلقة C_3 ويأخذ سرعة نسبية w_3 (الفرق الشعاعي بين $(\vec{C}_1 - \vec{u})$). يتم تمدد المائع في هذا الطوق بسرعة نسبية ثابتة تقريباً ويخضع للعلاقة التالية:

$$\frac{w_4^2 - w_3^2}{2} = H_3 - H_4 = \int_4^3 v dp - \tau_{f3-4} = 0$$

مما يفرض بأن يكون الضغط $P_4 < P_3$. أما عند الخروج من المرحلة فإن السرعة المطلقة C_4 يمكن الحصول عليها من التركيب الشعاعي لـ w_4 و u . الطاقة الحركية عند

الخروج $0.5C_4^2$ ضائعة، وهو ما ينتج من الخاصة الانعزالية التي تمثلها دائماً مرحلة كورتيس.

العمل المحرك في الطوق الأول I يصبح:

$$\tau_{m,I} = H_{(1)} - H_{(2)} = \frac{c_1^2 - c_2^2}{2} = H_o - H_2 - \frac{c_2^2}{2}$$

في الطوق المتحرك الثاني II، نجد أيضاً أن العمل المحرك:

$$\tau_{m,II} = H_{(3)} - H_{(4)} = \frac{c_3^2 - c_4^2}{2} = H_2 - H_4 + \frac{c_2^2 - c_4^2}{2}$$

أخيراً فإن العمل المحرك الكلي للمرحلة τ_m يصل إلى:

$$\tau_m = H_o - H_{(4)} = H_o - H_4 - \frac{c_4^2}{2} = \frac{c_1^2 - c_4^2}{2} \quad (39 - 5)$$

أي أنه يطابق مجموع العلاقتين السابقتين. وبما أن العمل يعادل انخفاضاً في الطاقة الحركية المطلقة، فإنه يشكل عمل فعل. المرحلة إذن ذات فعل صافي: $R = 0$ ، ولكنها تملك درجة ارتداد نظرية، والتي نعرفها كما ورد سابقاً بالنسبة الموجبة:

$$R_{th} = \frac{H_{1'} - H_{4''}}{H_o - H_{4'}} > 0$$

ومنه:

$$1 - R_{th} = \frac{H_o - H_{1'}}{H_o - H_{4''}}$$

بينما يكتب المردود الوسطي للتمدد كما يلي:

$$\bar{\eta}_d = \frac{H_o - H_4}{H_o - H_{4'}} = \frac{H_o - H_{1'}}{H_o - H_{4''}} (1 - R_{th}) = \eta_n (1 - R_{th})$$

تبين علاقة مردود المرحلة، بما يتطابق مع الشكل (5 - 33):

$$\eta_{st} = \frac{\tau_m}{H_o - H_{4'}} = \frac{H_o - H_{(4)}}{H_o - H_{(4')}} \quad (40 - 5)$$

2.7.5 مرحلة كورتيس دون تمدد خارج الفوهات (P1 = P2 = P3 = P4)

يطابق هذا النوع من العمل مخطط (H - S) الموضح على الشكل (5 - 34). يخضع التمدد في فوهات الحقن للعلاقة التالية :

$$\frac{c_1^2}{2} = H_o - H_1 = \eta_n (H_o - H_{1'})$$

يأخذ المائع عند دخوله إلى الطوق الأول الذي يدور بسرعة سحب محيطية u ، سرعة نسبية w_1 . وبسبب الاحتكاك فإن السرعة النسبية عند الخروج تصبح:

$$w_2 = \psi_1 w_1$$

حيث ψ_1 معامل التمهّل لهذا الطوق، ويجب الأخذ في الحسبان في علاقة الحركة النسبية أن $dp = 0$ ؛ وهكذا تكتب على النحو التالي:

$$\frac{w_2^2 - w_1^2}{2} = \frac{w_1^2 (\psi_1^2 - 1)}{2} = -\tau_{f1-2} = H_1 - H_2 < 0$$

مما يبين أن $H_2 > H_1$. يملك المائع عند خروجه من صف الريش المتحركة سرعة مقدارها C_2 ناتجة من التركيب الشعاعي لـ w_2 و u .

إن تقويم هذه السرعة في الموجهات الثابتة (2,3) يؤدي إلى معامل تمهّل (ψ_2) الذي يجب أن يرضي العلاقات التي تأخذ في الحسبان أن $dp = 0$ ؛ لدينا إذن:

$$C_3 = \psi_2 C_2$$

$$\frac{c_3^2 - c_2^2}{2} = \frac{c_2^2 (\psi_2^2 - 1)}{2} = -\tau_{f2-3} = H_2 - H_3 < 0 \quad \text{و:}$$

مما يفرض أن $H_3 > H_2$.

بحقن المائع في الطوق الثاني المتحرك، فإنه يأخذ سرعة نسبية w_3 . عند الخروج تصبح السرعة النسبية w_4 أقل من w_3 ؛ وبفرض أن ψ_3 يحدد معامل التمهّل لهذا الجريان فإن:

$$w_4 = \psi_3 w_3$$

وبما أن $dp = 0$ إذن:

$$\frac{w_4^2 - w_3^2}{2} = \frac{w_3^2 (\psi_3^2 - 1)}{2} = -\tau_{f3-4} = H_3 - H_4 < 0$$

ومنه ينتج أن $H_4 > H_3$. عند مخرج المرحلة فإن السرعة المطلقة للمائع C_4 هي المجموع الشعاعي لـ w_4 و u ، والطاقة الحركية المطابقة لها ضائعة.

في الطوق المتحرك I، يصبح العمل المحرك:

$$\tau_{m,I} = H_{(1)} - H_{(2)} = H_1 - H_2 + \frac{c_1^2 - c_2^2}{2} = \frac{c_1^2 - c_2^2}{2} - \frac{w_1^2(1 - \psi_1^2)}{2}$$

أما العمل في الطوق الثاني المتحرك II، لدينا أيضاً:

$$\tau_{m,II} = H_{(3)} - H_{(4)} = H_3 - H_4 + \frac{c_3^2 - c_4^2}{2} = \frac{c_3^2 - c_4^2}{2} - \frac{w_3^2(1 - \psi_3^2)}{2}$$

أخيراً فإن العمل الكلي لمرحلة τ_m يصل إلى:

$$\tau_m = H_o - H_{(4)} = \frac{c_1^2 - c_4^2}{2} - \frac{w_1^2(1 - \psi_1^2) + c_2^2(1 - \psi_2^2) + w_3^2(1 - \psi_3^2)}{2} \quad (41 - 5)$$

وهو يحتوي على عمل فعلي موجب وحد آخر لعمل رد فعلي سالب، وهكذا فإن درجة رد الفعل R سالبة وتساوي إلى:

$$R = - \frac{w_1^2(1 - \psi_1^2) + c_2^2(1 - \psi_2^2) + w_3^2(1 - \psi_3^2)}{c_1^2 - c_4^2 - w_1^2(1 - \psi_1^2) - c_2^2(1 - \psi_2^2) - w_3^2(1 - \psi_3^2)} < 0$$

ولكن بما أن $P1 = P2 = P3 = P4$ فإن الحالتين 1 و 4 تختلطان كما أن درجة الارتداد النظرية R_{th} تصبح معدومة، لأنه لدينا:

$$R_{th} = \frac{H_1' - H_4''}{H_o - H_4''} = 0$$

$$1 - R_{th} = \frac{H_o - H_1'}{H_o - H_4''} = 1 \quad \text{و:}$$

يكتب المردود الوسطي للتمدد كالتالي:

$$\begin{aligned} \overline{\eta_d} &= \frac{H_o - H_4}{H_o - H_4''} = \frac{H_o - H_1}{H_o - H_1'} + \frac{H_1 - H_4}{H_o - H_4''} = \\ &= \eta_n - \frac{w_1^2(1 - \psi_1^2) + c_2^2(1 - \psi_2^2) + w_3^2(1 - \psi_3^2)}{2(H_o - H_4'')} \end{aligned}$$

ويصبح مردود المرحلة مساوياً إلى:

$$\eta_{st} = \frac{\tau_m}{H_o - H_{4''}} = \frac{H_o - H_{(4)}}{H_o - H_{1'}} = \frac{2[\bar{H}_o - H_{(4)}]}{c_1^2} \eta_n \quad (42 - 5)$$

8.5 إيجاد الحل الأمثل لعمل مرحلة كورتيس

1.8.5 مرحلة ذات انخفاض مضاعف للسرعة وفعل صافي $R = 0$:

في العلاقة (40 - 5) التي تعطي مردود المرحلة، نعوض $(H_o - H_{4''})$ بقيمتها

فنجد:

$$H_o - H_{4''} = \frac{H_o - H_{1'}}{1 - R_{th}} = \frac{H_o - H_{1'}}{\eta_n (1 - R_{th})} = \frac{1}{\eta_d} \frac{c_1^2}{2}$$

من جهة ثانية يمثل الشكل (35 - 5) مثلثات السرعة لطوقي الدولاب المتحرك حيث مثلت

القيم $\Delta c_{1,II}$ و $\Delta c_{1,I}$ ، نستطيع استخدام علاقة أولر لبيان العمل المحرك ونكتب:

$$\tau_m = u(\Delta c_{1,I} + \Delta c_{1,II}) = u(c_{1,I} \pm c_{2,I} + c_{3,I} \pm c_{4,I}) \quad (43 - 5)$$

تطبق الإشارة الأولى $\pm$ حسب قيمة الزاوية $\alpha_2 = (u, c_2) \leq 90^\circ$. كما تطبق الإشارة

الثانية $\pm$ حسب الزاوية $\alpha_4 = (u, c_4) \leq 90^\circ$.

وإذا كانت قيمة معامل التصريف δ هي نفسها للمرحلة كاملة، فإن المركبات المحورية

لجميع السرع C و w هي نفسها والعلاقات:

$$w_2 = w_1, \quad C_2 = C_3, \quad w_3 = w_4$$

تعاادل القيم:

$$w_{2,I} = w_{1,I}, \quad C_{2,I} = C_{3,I}, \quad w_{3,I} = w_{4,I}$$

وبدراسة مثلث السرعات عند الدخول إلى الطوق الأول، نلاحظ أنه لدينا:

$$w_{1,I} = C_{1,I} - u$$

وبالطريقة نفسها فإن مثلثات السرعات عند الخروج تبين أنه تبعاً للزاوية $\alpha_2 \leq 90^\circ$ لدينا:

$$w_{2,I} = u \pm C_{2,I}$$

$$\pm c_{2,I} = w_{2,I} - u = c_{1,I} - 2u \quad \text{أو:}$$

ومن مثلث السرعات عند الدخول إلى الطوق الثاني نجد أن:

$$w_{3,I} = C_{3,I} - u$$

أما مثلثات السرعات عند الخروج فإنه يعطي تبعاً لقيمة الزاوية $\alpha_4 \leq 90^\circ$:

$$w_{4,t} = u \pm C_{4,t}$$

$$\pm c_{4,t} = w_{4,t} - u = c_{3,t} - 2u = c_{1,t} - 4u \quad \text{أو:}$$

وبتعويض هذه القيم في المعادلة (5-43) نجد:

$$\tau_m = u(4C_{1,t} - 8u)$$

وتصبح معادلة مردود المرحلة (5-40):

$$\eta_{st} = \frac{\tau_m}{H_o - H_{4^*}} = \frac{2\tau_m}{c_1^2} \eta_d = \frac{8c_{1,t}u - 16u^2}{c_{1,t}^2 + c_{1,a}^2} \eta_d = \eta_g \eta_d \quad (5-44)$$

ينتج أن المردود الهندسي للمرحلة يساوي:

$$\eta_g = \frac{8\sigma(1-2\sigma)}{1+\sigma^2\delta^2} \quad (5-45)$$

وقيمته معدومة من أجل $\sigma = 0$ و $\sigma = 0.5$ ، كما أن قيمة هذا المردود تصبح أعظمية عندما يكون لدينا:

$$\frac{1-4\sigma}{\sigma-2\sigma^2} = \frac{2\sigma\delta^2}{1+\sigma^2\delta^2}$$

أو عندما:

$$\sigma = \frac{1-\sigma^2\delta^2}{4} \quad (5-46)$$

بينما بالنسبة إلى معاملات الضغط والعمل فإنها تساوي:

$$\mu = \frac{H_o - H_{4^*}}{u^2/2} = \frac{c_1^2}{u^2} \frac{1}{\eta_d} = \frac{1+\sigma^2\delta^2}{\sigma^2} \frac{1}{\eta_d} \quad (5-47)$$

و:

$$\tau = \frac{\tau_m}{u^2/2} = \frac{8c_{1,t}u - 16u^2}{u^2} = 8\left(\frac{1}{\sigma} - 2\right) \quad (5-48)$$

كمثال عددي سندرس مرحلة كورتيس ذات فعل صافي $R = 0$. لمرحلة من هذا النوع فإن درجة رد الفعل النظرية $R_{th} = 0.15...$ ، وبفرض $\eta_n = 0.94$ ، نجد من هذه المعطيات أن $\overline{\eta_d} = 0.94(1 - R_{th}) = 0.799$. من جهة ثانية يجب اختيار معامل تصريف أكبر بحيث نحصل على زاوية كافية α_1 (أقل ما يمكن 12°)؛ أنه من الطبيعي أن نأخذ $\delta = ...0.90...$. في هذه الحالة فإن قيمة المردود الهندسي η_g تصبح حسب العلاقة

$$(5-46) \text{ أعظمية من أجل } \sigma = 0.240, \text{ ونجد من العلاقة (5-45) أن } \eta_g = 0.956.$$

وهكذا يصبح مردود المرحلة مساوياً:

$$\eta_{st} = \eta_n (1 - R_{th}) \eta_g = 0,7622$$

من أجل مرحلة مصممة وفق هذه الحال، فإن معاملات الضغط والعمل تزداد بالتتابع وفق المعادلات (5 - 47) و (5 - 48) إلى:

$$\mu = 23,1 \quad \tau = 17,6$$

بوساطة الشكل (5 - 35) المرسوم انطلاقاً من هذه المعطيات، يمكن إيجاد القيمة نفسها لـ τ :

$$\tau = \frac{2(\Delta c_{t,I} + \Delta c_{t,II})}{u}$$

كما نلاحظ أيضاً أن τ و μ يطابقان العلاقة:

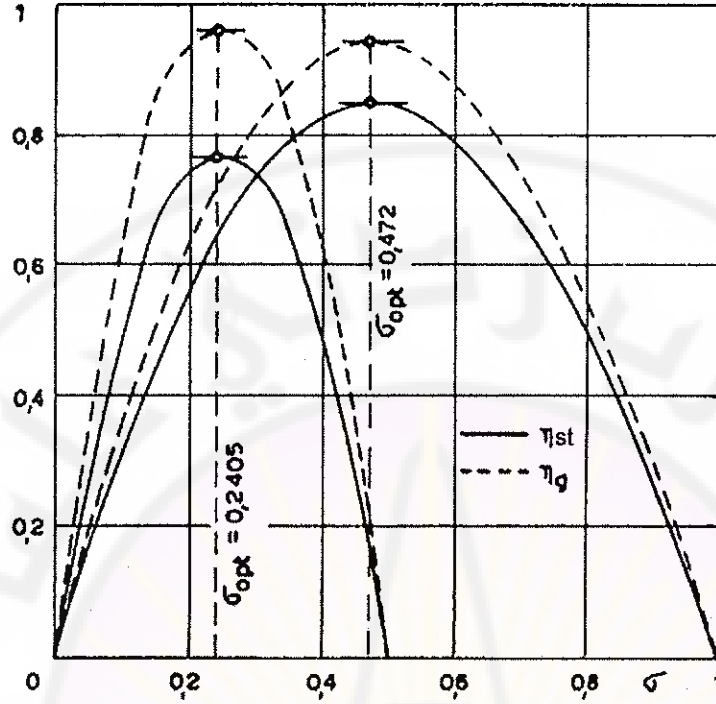
$$\tau = \eta_{st} \mu$$

يظهر الشكل (5 - 35) أن قيمة τ المركبة من τ_I و τ_{II} والموزعة بالتتابع على كل من الطوقين الأول والثاني تعطي:

$$\tau_I = \frac{2\Delta c_{t,I}}{u} = 12,8 \quad \text{و} \quad \tau_{II} = \frac{2\Delta c_{t,II}}{u} = 4,8$$

إن قيمة τ_{II} التي تساوي في هذه الحالة إلى 37 % من قيمة τ_I ، يجعلنا نتوقع أنه إذا استخدمنا نفس المبدأ بتنفيذ انخفاض ثالث للسرعة، فإن الطوق الثالث لن يساهم إلا بصورة هزيلة في إنتاج العمل المحرك.

أخيراً يمثل الشكل (5 - 36) منحنيات المردود الهندسي η_g (خطوط متقطعة) ومردود المرحلة η_{st} (خطوط متصلة) كتابع لـ σ ، من جهة لمرحلة منعزلة ذات فعل صافي $R = 0$ (مع $\delta = 0.5$ و $R_{th} = 0.05$ و $\eta_n = 0.94$)، ومن جهة ثانية لمرحلة كورنيس ذات فعل $R = 0$ والتي سبق ودرسناها آنفاً.



الشكل (5 - 36)

2.8.5 مرحلة ذات انخفاض مضاعف للسرعة ودرجة ارتداد نظرية معدومة

في علاقة مردود المرحلة (5 - 42) نعوض عن τ_m بقيمتها الموضحة في العلاقة (5 - 43). لدينا من حيث المبدأ أن $\Psi_1 < \Psi_2 < \Psi_3$ ولكن سنفترض في حساباتنا قيمة وسطية ψ لمعاملات التمهّل المختلفة ومن جهة ثانية سنفرض أيضاً العلاقات:

$$w_2 = \psi w_1 \quad C_3 = \psi C_2 \quad w_4 = \psi w_3$$

والتي تؤدي إلى:

$$w_{2,a} = \psi w_{1,a} \quad C_{3,a} = \psi C_{2,a} \quad w_{4,a} = \psi w_{3,a}$$

$$w_{2,t} = \psi w_{1,t} \quad C_{3,t} = \psi C_{2,t} \quad w_{4,t} = \psi w_{3,t}$$

إن هذا الترتيب إضافة إلى أنه يطابق ريشاً وشفرات موجهة متناظرة، فإنه يخصص مثلثات السرعة بعوامل δ مختلفة بحيث أنه إذا كتبنا $\delta_1 = \delta$ نجد:

$$\delta_2 = \psi \delta \quad \delta_3 = \psi \delta_2 = \psi^2 \delta \quad \delta_4 = \psi \delta_3 = \psi^3 \delta$$

نسمح دراسة مثلثات السرعة المختلفة في الشكل (5 - 37) بكتابة ما يلي بالتتابع:

$$w_{1,t} = c_{1,t} - u$$

$$w_{2,t} = \psi w_{1,t} = \psi (c_{1,t} - u)$$

$$w_{2,t} = u \pm c_{2,t}$$

$$\pm c_{2,t} = w_{2,t} - u = \psi (c_{1,t} - u) - u \quad \text{ومنه:}$$

$$c_{3,t} = \psi c_{2,t} = \psi^2 (c_{1,t} - u) - \psi u$$

$$w_{3,t} = c_{2,t} - u = \psi^2 (c_{1,t} - u) - \psi u - u$$

$$w_{4,t} = \psi w_{3,t} = \psi^3 (c_{1,t} - u) - \psi^2 u - \psi u$$

$$w_{4,t} = u \pm C_{4,t} \quad \text{وأيضاً:}$$

$$\pm c_{4,t} = w_{4,t} - u = \psi^3 (c_{1,t} - u) - \psi^2 u - \psi u - u \quad \text{ومنه:}$$

بتعويض هذه القيم في معادلة العمل المحرك (5 - 41) نجد:

$$\begin{aligned} \tau_m &= u [c_{1,t} + \psi (c_{1,t} - u) - u + \psi^2 (c_{1,t} - u) - \psi u + \psi^3 (c_{1,t} - u) - \psi^2 u - \psi u - u] = \\ &= u [c_{1,t} (1 + \psi + \psi^2 + \psi^3) - u (2 + 3\psi + 2\psi^2 + \psi^3)] \end{aligned}$$

$$\Psi_1 = 1 + \Psi + \Psi^2 + \Psi^3 \quad \text{وبفرض:}$$

$$\Psi_2 = 2 + 3\Psi + 2\Psi^2 + \Psi^3$$

فتصبح معادلة العمل المحرك τ_m :

$$\tau_m = u (\Psi_1 c_{1,t} - \Psi_2 u) \quad (49 - 5)$$

وهكذا فإن مردود المرحلة يمكن أن يكتب تبعاً للعلاقة (5 - 42):

$$\eta_{st} = \frac{2\tau_m}{c_1^2} \eta_n = \frac{2u (\Psi_1 c_{1,t} - \Psi_2 u)}{c_{1,t}^2 + c_{1,a}^2} \eta_n = \eta_g \eta_n \quad (50 - 5)$$

وينتج بالنسبة إلى المردود الهندسي للمرحلة η_g بعد إدخال العوامل σ و δ أن:

$$\eta_g = \frac{2\sigma (\Psi_1 - \Psi_2 \sigma)}{1 + \sigma^2 \delta^2} \quad (51 - 5)$$

الذي ينعدم من أجل $\sigma = 0$ و $\sigma = \Psi_1 / \Psi_2$ ، يصبح أعظماً عندما:

$$\frac{2\Psi_1 - 4\Psi_2 \sigma}{2\Psi_1 \sigma - 2\Psi_2 \sigma^2} = \frac{2\sigma \delta^2}{1 + \sigma^2 \delta^2}$$

تؤدي هذه المعادلة بعد إصلاحها إلى:

$$\Psi_1 - \Psi_1 \sigma^2 \delta^2 - 2\Psi_2 \sigma = 0,$$

أو أيضاً:

$$\sigma = \frac{\Psi_1}{2\Psi_2} (1 - \sigma^2 \delta^2) \quad (52 - 5)$$

أخيراً نجد أن معاملات الضغط والعمل تساوي إلى:

$$\mu = \frac{H_o - H_{4^*}}{u^2/2} = \frac{c_1^2}{u^2} \frac{1}{\eta_n} = \frac{1 + \sigma^2 \delta^2}{\sigma^2} \frac{1}{\eta_n} \quad (53-5)$$

$$\tau = \frac{\tau_m}{u^2/2} = \frac{2u(\Psi_1 c_{1,t} - \Psi_2 u)}{u^2} = 2\Psi_1 \frac{1}{\sigma} - 2\Psi_2 \quad (54-5)$$

نعتبر كمثال، مرحلة كورتيس فوق فعلية $R < 0$ ، ذات درجة ارتداد نظرية $R_{th} = 0$. ونعتبر أيضاً أن $\eta_n = 0.94$ و $\Psi = 0.90$ ومنه نجد:

$$\Psi_1 = 3,439 \quad \text{و} \quad \Psi_2 = 7,049$$

نختار $\delta = 0.90$ كما في المثال السابق. ففي هذه الحالة يصبح المردود الهندسي وفق العلاقة (52-5) أعظماً من أجل $\sigma = 0,233$ ويأخذ القيمة $\eta_g = 0.802$ من المعادلة (51-5)؛ ويصبح مردود المرحلة مساوياً إلى:

$$\eta_{st} = \eta_g \eta_n = 0,754$$

من أجل هذه المرحلة، فإن معاملات الضغط والعمل تساوي إلى:

$$\mu = 20,42 \quad \text{و} \quad \tau = \eta_n \mu = 15,4$$

يمكن أيضاً إيجاد قيمة τ بوساطة القيم Δc_i المقاسة في الشكل (5-37). إن تفكيك τ إلى τ_I و τ_{II} يؤدي إلى التفسيرات نفسها التي ناقشناها في الفقرة السابقة. نلاحظ أخيراً أنه في حال عمل المرحلة بفوق الفعل أي $R_{th} = 0$ ، فإن المعاملات μ و τ أقل من تلك في حال العمل بفعل صافي $R = 0$. وهكذا فإنه من المفضل استخدام الترتيب الأخير بدلاً من الترتيب السابق والذي فيه $(R_{th} = 0)$.

9.5 القوى المؤثرة في ريش الدولاب المتحرك

يمكن الحصول على علاقة هذه القوى بتطبيق نظرية الدفع وتغير كمية الحركة على المائع المار داخل الطوق المتحرك.

1.9.5 القوى المؤثرة في الريش في اتجاه السرعة المحيطة u

بفرض أن مثلثات السرعة لطوق متحرك في مرحلة معروفة، أو أن عدد الريش التي يحتويها الدولاب z ، وارتفاعها عند الدخول b_1 ، كما أنها متوضعة تبعاً لخطوة α مقاسة عند القطر الوسطي.

بفرض G التصرف الكتلي الكلي للمرحلة بـ (kg/s) ، وبالتالي فإن كتلة المائع المار بين ريشتين تصبح:

$$\frac{G}{z} = \frac{ab_1 c_{1,a}}{v_1} = \frac{ab_1 \delta u}{v_1}$$

حيث v_1 الحجم النوعي في المقطع 1.

نسمي F_r مركبة القوة المطبقة على الريشة في اتجاه السرعة المحيطية u ، أي أن F_r هي القوة المؤثرة على المائع. إن تغير كمية حركة المائع خلال الزمن $\Delta t = 1s$ والمسقط على السرعة المماسية u تساوي إلى دفع القوة F_r خلال الزمن نفسه، أي:

$$-F_r = \frac{G}{z} (\vec{c}_{2,r} - \vec{c}_{1,r})$$

حيث $\vec{c}_{2,r}$ و $\vec{c}_{1,r}$ قيم شعاعية. وباستخدام القيم المطلقة للأشعة نجد:

$$F_r = \frac{G}{z} (\vec{c}_{1,r} - \vec{c}_{2,r}) = \frac{G}{z} (c_{1,r} \pm c_{2,r}) = \frac{G}{z} \Delta c_r \quad (55-5)$$

تطابق الإشارة $\pm$ قيمة الزاوية $\alpha_2 \leq 90^\circ$.

نلاحظ أيضاً أنه يمكن تعويض القيم التالية في العلاقات السابقة:

$$\vec{c}_{1,r} - \vec{c}_{2,r} = \vec{w}_{1,r} - \vec{w}_{2,r}$$

أو:

$$c_{1,r} \pm c_{2,r} = \mp w_{1,r} + w_{2,r}$$

تطابق الإشارة الأخيرة $\mp$ قيمة الزاوية $\beta_1 \leq 90^\circ$.

تسمح العلاقة (55-5) حيث يعبر عن العلاقة بالنيوتن، بإيجاد علاقة العمل المحرك τ_m بالجول لوادة كتلة المائع المارة خلال المرحلة. ومن أجل تصرف G قدره 1 kg/s يمر خلال مجموعة الريش z ؛ نجد أن العمل المحرك لدولاب يدور بسرعة محيطية $u \text{ m/s}$:

$$\tau_m = u \Delta C_r$$

2.9.5 القوى المؤثرة في الريش في اتجاه محور الدوران

نسمي F_a مركبة القوة المؤثرة في الريشة في اتجاه محور دوران الآلة، أي إن F_a هي القوة المؤثرة في المائع. من جهة ثانية فإن الضغوط P_1 و P_2 عند مدخل ومخرج الطوق المتحرك مختلفة كما أن تغير كمية حركة المائع خلال الزمن $\Delta t = 1s$ في الاتجاه المحوري يساوي إلى دفع هذه القوى خلال نفس الوقت أي:

$$-F_a + p_1 a b_1 - p_2 a b_2 = \frac{G}{Z} (\vec{c}_{2,a} - \vec{c}_{1,a})$$

أو أيضاً:

$$F_a = a (p_1 b_1 - p_2 b_2) + \frac{G}{Z} (\vec{c}_{1,a} - \vec{c}_{2,a}) \quad (56-5)$$

وإذا كان المعامل δ وحيد أي $(\delta = \delta_1 = \delta_2)$ ، لدينا أيضاً $\vec{c}_{1,a} = \vec{c}_{2,a}$ وهكذا ينعدم الطرف الأخير من العلاقة (56-5).

من أجل مرحلة عنفية فوق فعلية حيث $R_{th} = 0$ فإن لدينا $P_1 = P_2$ وبالتالي تصبح القوة F_a مهمة تقريباً. في عنفة فعل صافي حيث $R = 0$ والضغط P_1 يختلف عن الضغط P_2 فإن القوة F_a صغيرة. ولكن في عنفات رد الفعل حيث $R > 0$ فإن الفرق $(P_2 - P_1)$ يزداد تدريجياً مع زيادة درجة رد الفعل R وبالتالي تزداد القوة المحورية F_a .

نستنتج أنه لعنفات الفعل أن القوة F ، الناتجة من المركبتين F_a و F_t تميل قليلاً على مستوى الطوق المتحرك، بينما بالنسبة إلى مراحل الارتدادية فإن ميل هذه القوة يزداد كلما كانت درجة الارتداد R أكبر.



تصميم وتخطيط الأفنية الموجهة والريش المتحركة

1.6 المشكلات الناجمة عن الخاصية الدائرية للعنفات

2.6 التخطيط الهندسي لأفنية التوجيه الثابتة والريش المتحركة

1.2.6 تخطيط أفنية التوجيه الثابتة

2.2.6 تخطيط الريش المتحركة

3.6 بروفيلات الريش النظامية

4.6 القوى المؤثرة في الريش الثابتة والمتحركة

1.4.6 القوة الحاملة والمطبقة بواسطة المائع على الريش

2.4.6 سحب البروفيل والقوة الإجمالية المطبقة على الريش

5.6 تقدير الضياعات بالاحتكاك على طول بروفيلات الريش

6.6 تقدير المراديد الداخلية النسبية للريش الثابتة و المتحركة

7.6 الانحراف عند مخرج متقارب مقطوع بمستوى مائل

8.6 دراسة مرحلة أخيرة من عنفة ذات استطاعة كبيرة



تصميم وتخطيط الأتية الموجهة والريش المتحركة

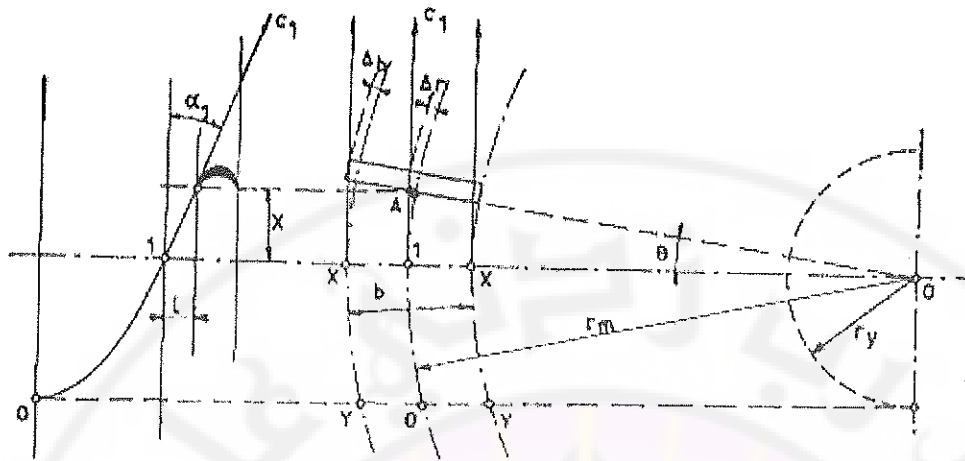
تمكننا دراسة مثلثات السرعة من معرفة الزوايا α_0 و α_1 و β_1 و β_2 التي تحدد اتجاهات السرعة المطلقة و النسبية للمائع في المستويات 0، 1، 2. كما يجب أن تحقق هذه الزوايا عدداً من الشروط التي تأخذ في الحسبان المقاومة الميكانيكية وإمكانات الاهتزاز، وترضي الاقتراحات الواردة عن طرائق التصنيع، بحيث تسمح ريش الموزعات والريش المتحركة بتحقيق جريان البخار المتدفق بأفضل الشروط، وذلك بأقل ضياع ممكن للطاقة بالاحتكاك. إن اختيار أو رسم الريش الذي يسمح باحترام المعطيات الزاوية المتكونة، يطرح مشكلة تعتمد بصفة خاصة على النتائج التجريبية لاسيما ما يختص بالمردود وسندرس في هذا الفصل الجوانب الرئيسة لهذه المشكلة.

1.6 المشكلات الناجمة عن الخاصية الدائرية للنفقات

درسنا في الفصل السابق مرحلة من عنفة وحددنا الشكل الذي يجب أن تكون عليه الريش الثابتة والمتحركة، وذلك في مستوي السطح الأسطواناني المار عبر الارتفاع الوسطي للمرحلة. ومع ذلك فإنه بسبب الخاصية الدائرية لطوق الريش، تبرز بعض الخواص الهندسية التي يجب الانتباه إليها.

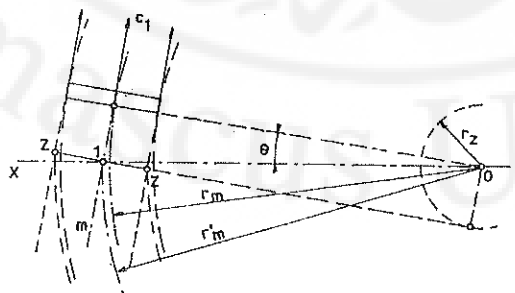
لندرس مرحلة عنفية (الشكل 6-1)؛ حيث تملك الريش الموجهة (0,1) زاوية خروج α_1 تعطي السرعة المطلقة c_1 لحقن المائع في الدولاب، اتجاهها يميل بالنسبة للسرعة المحيطية u للطوق المتحرك بمقدار هذه الزاوية. وبسبب وجود خلوص i بين الريش المحمولة على الدولاب المتحرك وريش الموزعات، فإن المائع الخارج على طول حافة الفوهة XX لا يصل إلى الطوق المتحرك إلا بعد مسافة مقدارها x ، أي بعد أن يدور هذا الطوق بالنسبة لنصف القطر OX بزاوية مقدارها θ :

$$\operatorname{tg} \theta = \frac{x}{r_m} = \frac{i}{r_m \operatorname{tg} \alpha_1}$$



الشكل (1-6): تأثير التركيب الدائري للمرحلة العنقية

حيث r_m نصف القطر الوسطي للمرحلة. يوضح الشكل أنه إذا رغبتنا بإدخال المائع الخارج من الفوهات على نحو كامل في الريش المتحركة، فإنه يجب إعطاء إضافة إلى طول الريش بمقدار Δb ، أو إزاحة الريش قطرياً نحو الخارج بطول مقداره Δr . نلاحظ أيضاً أنه إذا خرج المائع من الريش الثابتة على طول الحرف XX ، فإن جريانه في طوق الريش المتحركة مائل نسبياً، وهكذا فإن ظروف الجريان الحقيقي ليست مطابقة تماماً لظروف الحساب. يمكن تجنب الضياعات الثانوية للطاقة التي تسبب هذه الظاهرة، بتنفيذ الحقن وفق المحور m (الشكل 2-6)، وبجعل حواف الريش من النوع ZZ مائلة بزاوية مقدارها θ على نصف القطر OX ومماسه على طول محيط نصف القطر r_z . وهكذا تتباعد المحاور m ، كما هو موضح على الشكل، من المحيط الوسطي لنصف القطر r_m نحو المحيط الخارجي للآلة. نرى مما تبقى أن نصف القطر r'_m لطوق الريش الموزعة، يجب أن يكون أكبر من r_m في الوضعية الحالية.



الشكل (2-6): إعادة ترتيب ريش المرحلة العنقية

تتشأ صعوبات أكبر عندما يصبح طول الريش b كبيراً بالمقارنة مع نصف القطر الوسطي للمرحلة.

نلاحظ أولاً أن الريش تتباعد مع زيادة القطر الوسطي أي مع زيادة طول هذه الريش. وإذا أخذت الخطوة المحيطية لهذه الريش عند نصف القطر الوسطي الموافق لبروفيل الريش على نحوٍ مثالي، فإن هذه الخطوة ستأخذ قيمةً صغيرة جداً عند جذر الريشة، مما يؤدي إلى زيادة أعمال الاحتكاك، وستأخذ قيمة كبيرة جداً عند الرأس، مما يسبب استخداماً سيئاً لمائع التشغيل.

من جهة ثانية، فإنه لكل نوع من المراحل (فعل أو رد فعل ذو درجات مختلفة) توجد قيمة مثالية لمعامل السرعة σ . وإذا ضبطنا السرعة c_1 إلى السرعة المحيطية u من أجل نصف قطر محدد، فإن قيمة σ تصبح صغيرة جداً من أجل أنصاف أقطار أصغر، وكبيرة جداً من أجل أنصاف أقطار أكبر.

أخيراً فإنه لم يعد بالإمكان من أجل ريش طويلة أن نحقق، تبعاً لمبدأ عمل وحيد، مثلثات سرعة منطقية لجميع أنصاف الأقطار.

تبين مجموعة هذه الاعتبارات أن الخاصية الدائرية للعنفة، تطرح من وجهة نظر عمل الآلة، مشكلة تزداد صعوبتها كلما ازدادت نسبة طول الريش b إلى القطر الوسطي D . وهكذا فإن حل هذه المشكلة ممكن بجعل الريش ذات بروفيل متغير، بحيث أن شبكة المائع تجري على نحوٍ متكرر ينتقل على سطوح دورانية متوافقة مع التصميم العام للعنفة، وبحيث يساعد على تغيير الخطوة المحيطية للريش وتغيير معامل السرعة. إن تطبيق هذه الحلول في العنفات ذات الاستطاعة الكبيرة لا يمكن تفاديه بمجرد أن تصبح قيمة النسبة:

$$\frac{b}{D} = \frac{b}{2r_m} = 0.13.....0.15$$

أما في العنفات الغازية، حيث يعتبر المردود ذو أهمية خاصة لأن العمل الخارجي ينتج من الفرق بين العمل المتولد بالعنفة والعمل المستهلك بالضاغط، فإن هذه الحلول تطبق على نحوٍ متكرر.

2.6 التخطيط الهندسي لأقنية التوجيه الثابتة والريش المتحركة

نعرف الأبعاد الرئيسية لأقنية التوجيه الثابتة والريش المتحركة كالسابق، وذلك كما يلي:

a : خطوة الريش المتحركة مقاسة عند القطر الوسطي للمرحلة (a) للطوق الثابت و a' للمتحرك).

b : ارتفاع الموجهات والريش (يختلف حسب المستويات $(2,1,0)$).

c : عرض الطوق (c) للطوق الثابت و c' للمتحرك).

s : طول وتر الريشة (s أو s') الذي يتدخل عادة في الحسابات.

1.2.6 تخطيط أقنية التوجيه الثابتة

نحدد قدر الإمكان في العنفات المتعددة المراحل هبوط الأنثالي في الأطواق المختلفة (ثابتة أو متحركة) بحيث لا يتجاوز هبوط الضغط قيمته الحرجة، أي أن الشكل الوحيد للأقنية الثابتة هو النوع المتقارب. وهذه الأقنية يجب أن يكون انحناءها بحيث تحقق زاوية α_1 عند الخروج بدءاً من زاوية الدخول α_0 .

بمجرد معرفة التصرف الكتلي للمرحلة، فإنه يمكن تحديد أبعاد مقاطع الدخول والخروج لفوهات التوزيع بكتابة العلاقة التالية:

$$\frac{(a - e_0)zb_0 c_0 \sin \alpha_0}{v_0} = \frac{(a - e_1)zb_1 c_1 \sin \alpha_1}{v_1} = G \quad (1-6)$$

حيث:

Z : عدد الفوهات.

e_0 و e_1 : سماكة ريش الموجهات عند الدخول والخروج.

v_0 و v_1 : الحجوم النوعية في المستويات 0 و 1 لنظام العمل العادي.

إن القيم المثالية لخطوة الموجهات في المستويات 0 و 1 و الموصى بها من الأدبيات التقنية، المعتمدة على الخبرة، تعطى عادة بالنسبة a/s كتابع لزاويا الدخول α_0 والخروج α_1 .

إن القيم الفعلية توافق وسطياً النسبة a/s المعطاة بالمخطط المبين على الشكل (3-6). يمكننا لأسباب تتعلق بالمقاومة الميكانيكية الانتقال إلى مراحل فعلية حيث الريش الموجهة تشكل جزءاً متكاملًا من الفواصل الثابتة (انظر الفصل 7) لاختيار قيمة أصغر لـ a .

إن الشكل الهندسي لمقطع الريش يكون عادة قوساً من دائرة أو جزءاً من قطع مكافئ. وتخص الأشكال (4-6) و (5-6) و (6-6) ريش ذات أقواس دائرية. بفرض $\alpha_0 = 90^\circ$ ، $\alpha_0 < 90^\circ$ ، $\alpha_0 > 90^\circ$ بالتتابع، كما لدينا أيضاً لكل من هذه الأشكال أن:

$$l_2 = r \cos \alpha_1 \quad \text{و} \quad l_1 = r \cos \alpha_0$$

$$e = l_2 - l_1 = r (\cos \alpha_1 - \cos \alpha_0) \quad \text{و}$$

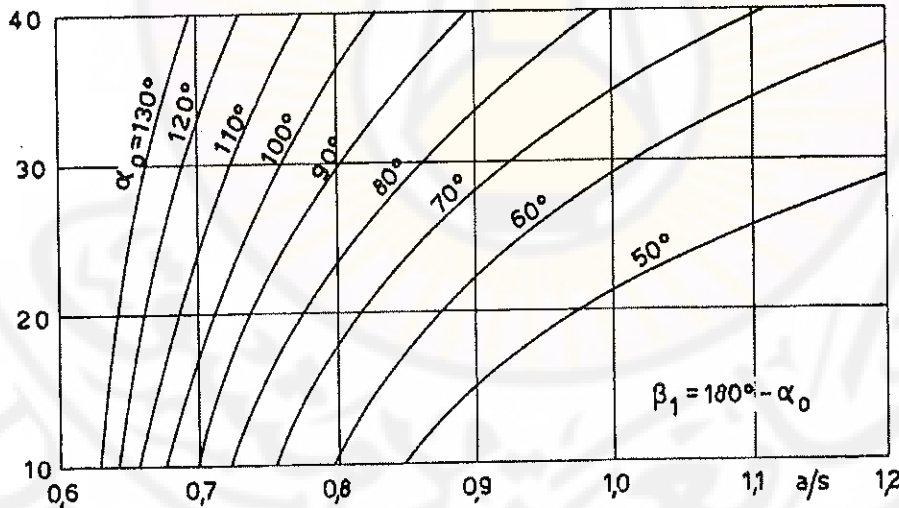
ويتم إنشاء الريش في كل مرة بدءاً من قيمة r :

$$r = \frac{c}{\cos \alpha_1 - \cos \alpha_0}$$

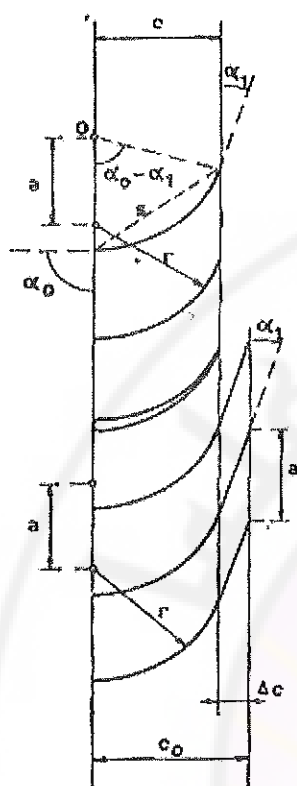
والذي يطابق قيمة وتر الريشة s بحيث:

$$s = 2r \sin \frac{\alpha_0 - \alpha_1}{2}$$

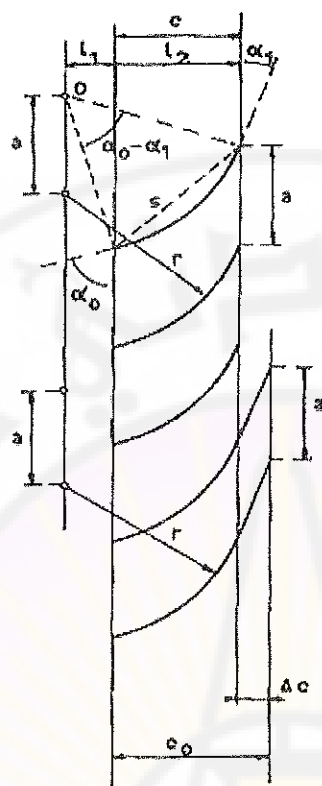
مما يسمح باختيار الخطوة a تبعاً لتوصيات المخطط المبين على الشكل (3-6).



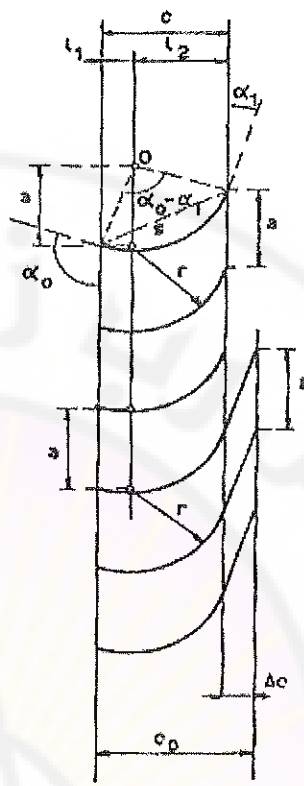
الشكل (3-6)



الشكل (4-6)



الشكل (5-6)

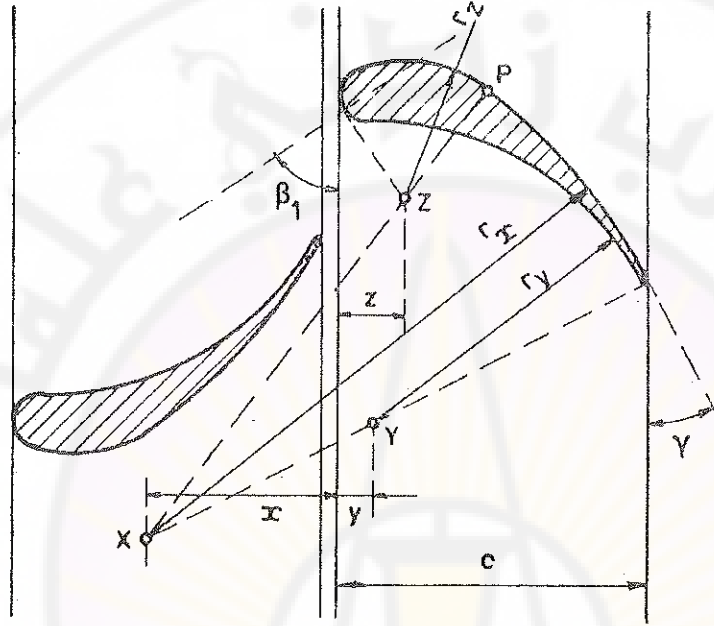


الشكل (6-6)

يتم في بعض الحالات تمديد الفوهات بعد الجزء الدائري للجدران الجانبية، بوصل جزء مستقيم كما هو موضح في الأشكال (4-6)، (5-6) و (6-6). وعلى الرغم من أن هذا الترتيب يعطي لسرعة الخروج c_1 اتجاهًا أفضل للزاوية α_1 ، ولكنه غير مرغوب فيه، لأن زيادة سطح التماس بين المائع وامتداد الفوهة يؤدي إلى زيادة الأعمال الضائعة بالاحتكاك على نحو ملحوظ.

يمكن لريش الفوهات أن تكون ذات سماكة ثابتة (ما عدا طرف الخروج، حيث تقل سماكتها تدريجياً) أو ذات بروفييل خاص، وإن المنحنيات الموضحة في الأشكال (4-6) و (5-6) و (6-6) تشكل الخط المحوري للريشة. يمكن تحديد البروفايل بواسطة سماكة الريشة، وهو متغير كتابع للمسافة المقاسة على الخط المحوري بدءاً من مقطع الدخول، كما سنوضح ذلك لاحقاً.

أخيراً أنشئت ريش ذات بروفيل خاص بحيث أن كامل محيطها يتشكل من قوس دائري أو جزء من قطع مكافئ. وحالياً من أجزاء تتصل مع بعضها دون انقطاع كما هو موضح في الشكل (7-6).



الشكل (7-6)

2.2.6 تخطيط الريش المتحركة

أظهرت دراسة مثلثات السرعة المختلفة أنه من أجل مرحلة فعل ($R_{th} = 0 \dots 0.05$) فإن الريش متشابهة تقريباً كما أن الزوايا β_1 و γ متساوية تقريباً. ومن أجل مرحلة ارتدادية فإن الزاوية γ أقل كثيراً من β_1 ، إن الأشكال من (20-5) إلى (25-5) تجعلنا نتوقع أن الريش المتحركة تأخذ بمجرد أن تصبح $R > 0$ شكلاً هندسياً من نفس نوع الريش الموجهة، ينتج أيضاً التخطيط نفسه للريش الثابتة والمتحركة، كما هو موضح بالشكل (7-6)، بفرض أن درجة الارتداد R قريبة من 0.5 حيث يظهر إلى جانب الريشة الثابتة ريشة متحركة أيضاً.

لإيجاد خطوة الريش يمكن الاستفادة من القيم نفسها المشار إليها في الشكل (3-6). أخيراً فإن الارتفاعات b_1 و b_2 للطوق المتحرك في المستويات 1 و 2 يجب أن تحقق معادلة الاستمرار:

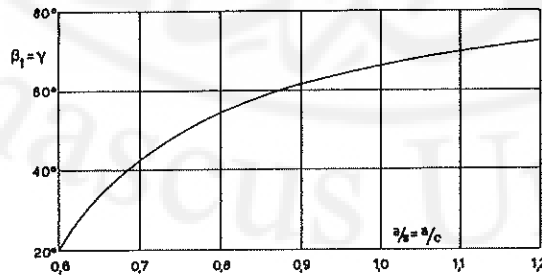
$$\frac{(a-e'_1)z' b_1 w_1 \sin \beta_1}{v_1} = \frac{(a-e'_2)z' b_2 w_2 \sin \gamma}{v_2} = G \quad (1'-6)$$

حيث المؤشرات هي نفسها الواردة في العلاقة (1-6)، ويمكن إيجاد w_1 و w_2 و β_1 و γ من رسم مثلثات السرعة، بينما الهجوم النوعية v_1 و v_2 من دراسة التمدد، أما معدل التصريف G من معرفة استطاعة الآلة ودراسة الدارة الحرارية بشكل رئيس.

من أجل مراحل فعلية فإن انحناء الريش أكبر بكثير من الريش الارتدادية، مما يعطيها شكلاً متميزاً. وكتقريب أولي فإن هذه الريش متناظرة بحيث تحقق المساواة $\beta_1 = \gamma$. بما أن الحجم النوعي v_2 أكبر من v_1 ، وأن العمل بمبدأ الفعل يفرض أن يكون $w_2 \leq w_1$ ، فإن المعادلة (1'-6) لا يمكن تطبيقها إلا إذا كان $b_2 > b_1$. عملياً ليس هناك من عائق يؤثر على تحقيق عدم المساواة في هذه العلاقة، ولكن نظراً لعدم حصول أي تمدد تقريباً في الطوق المتحرك لمرحلة فعلية ($R_{th} = 0$ أو 0.05 أعظمية)، فإنه من الضروري حتى يتم الجريان على نحو صحيح دون انفصال المائع عن الجدران، أن تبقى زاوية الانفتاح للمجاري المتشكلة بالريش محددة بالارتفاع وتتراوح بين $(8^\circ \dots 10^\circ)$ ، مما يستدعي في نفس الوقت زيادة النسبة $(b_2 - b_1)/c$ مما يعطي قيمة ضئيلة للارتفاع b . يصل أحياناً لتحقيق أوضاع خاصة تهم معامل التصريف δ (كمثال $\delta_2 < \delta_1$)، وبهدف تخفيض السرعة المطلقة c_2 وضياح الطاقة الحركية الموافقة، مما يجعلنا أن نقرر أخذ $\beta_1 < \gamma$. أن أصغر قيمة للزاوية γ تتسجم مع عمل الفعل تعطى بالعلاقة التالية:

$$\sin \gamma = \frac{v_2}{v_1} \frac{b_2}{b_1} \sin \beta_1$$

حيث b_2 هي بالنسبة إلى الارتفاع الأكبر المسموح به. بينما بالنسبة للخطوة الأكثر ملائمة، فإنها تطابق قيمة a/s أو a/c كما هو موضح في الشكل (8-6).



الشكل (8-6)

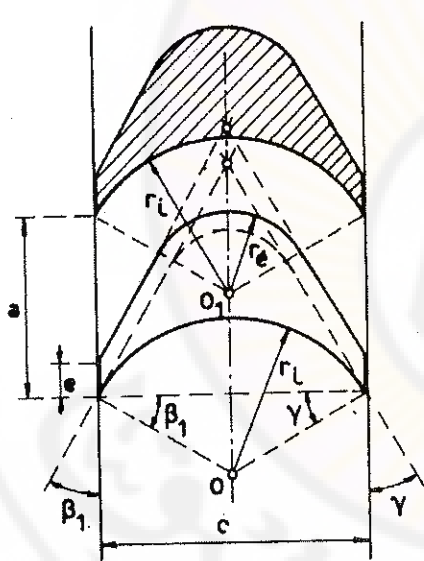
هذا ويتم عملياً رسم بروفيل الريشة المتحركة بحيث يحتوي على أجزاء من أقواس دائرية وأجزاء أخرى مستقيمة، كما هو موضح في الأشكال (9-6) و (10-6) والتي فيها بالتتابع $\beta_1 = \gamma$ و $\gamma < \beta_1$. من أجل $\beta_1 = \gamma$ فإن نصف قطر السطح الاسطوانى الداخلى r_i يحسب كتابع لعرض الطوق المتحرك c بالعلاقة :

$$r_i = \frac{c}{\cos \beta_1 + \cos \gamma}$$

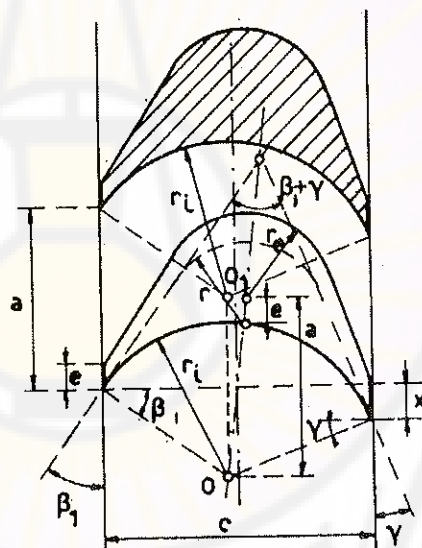
بعدها يعطى نصف القطر للجزء الاسطوانى الخارجى r_e بالعلاقة:

$$r_e = r_i - (a - e) \sin \beta_1$$

كما أن المركز O_1 للسطح الداخلى للريشة التالية ($OO_1 = a$) ؛ يرتبط بالأجزاء المستقيمة لاتجاهات β_1 و γ بالتتابع عند الدخول والخروج.



الشكل (10-6)



الشكل (9-6)

عندما يكون لدينا $\gamma < \beta_1$ ، فإن نصف قطر السطح الداخلى للريشة يحافظ على نفس القيمة. بينما تحدد حالة المركز O بالزوايا β_1 و γ وبالطرف:

$$x = r_i (\sin \beta_1 - \sin \gamma)$$

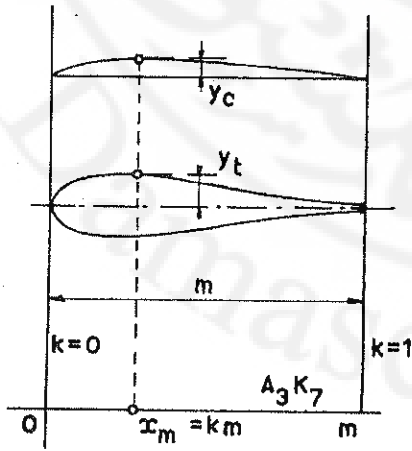
تشكل مماسات القوس الداخلى مع مستوى الدولاب الزوايا β_1 و γ وتحدد محور هذا القوس. وإذا كان الطول e مهملاً، فإنه يمكن رسم القوس الخارجى بحيث يتوضع مركزه على المحور السابق، بحيث يحقق ربطاً تاماً مع مماسات القوس الداخلى، وهكذا فإن

مركز القوس الخارجي يتوضع على مسافة $(a - e)$ من المركز O ، ويقاس هذا الطول في مستوى الدولاب. وهكذا نحصل على مخطط الريشة بخطوط متقطعة. بسبب السماكة e فإن كل السطح الخارجي (الأقواس والمماسات) يجب إزاحتها بالطول e نحو الأعلى: أي أن المركز O' لا ينطبق على المحور المائل للقوس الداخلي. إن الرسم الهندسي للريش الموصوفة سابقاً يقود إلى طرائق تصنيعية بسيطة لهذه الريش. بينما تعد هذه الأشكال غير مناسبة من وجهة نظر جريان المائع لأسباب نظرية بحتة. في الحقيقة فإنه من المناسب تنظيم جريان المائع بحيث نحافظ على خاصية عدم دورانه في القناة المتشكلة بين شفتين متتاليتين.

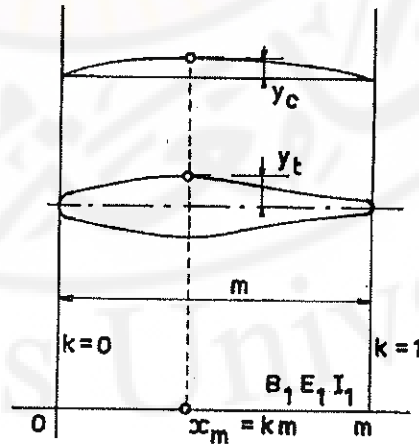
3.6 بروفيلات الريش النظامية

قام صانعو العنفات عبر سنوات طويلة بتجميع النتائج لعدد كبير من الدراسات النظرية والتجريبية حول الأشكال المناسبة التي تعطى للريش، وخصوصية الجريان عبر حواجز تتشكل من بروفيلات متقاربة. ويتعلق معظم البروفيلات التي نجدها بريش المولد العنفي المحوري (نوافث هواء، ضواغط). يعطى الشكل الأساسي للبروفيلات بواسطة جداول عددية، محدداً خواص الأشكال (11-6) و (12-6)، وهي على سبيل المثال:

$$Y_t = f(X_m) \quad \& \quad Y_c = f(X_m)$$



الشكل (12-6)



الشكل (11-6)

حيث $x_m = km$ هو محور السينات مقاساً على طول الخط الوسطي للبروفيل، y_t السماكة بالنسبة للخط الوسطي و y_c محور العينات لخط أساسي منحنى نستطيع فرضه على الخط الوسطي m . القيم y_c و y_t معطاة من أجل 22 و 24 قيمة مختلفة لـ K ، بينما المنحنيات الناتجة من قيم لـ y_t ، فهي مرتبطة من الخلف (K قريب من 1) وفي المقدمة (K قريب من الصفر) بواسطة دوائر أنصاف أقطارها على التتابع $0.01m$ و $0.033m$ و $0.04407m$ ، تبعاً لفئة البروفيل في المجموعة A_3K_7 و $B_1E_1I_1$. يشير الاختبار العددي أنه بالنسبة للريش A_3K_7 السماكة الأعظمية تقدم من أجل $K=0.20$ أو للريش $B_1E_1I_1$ عندما $k=0.40$. أخيراً تزودنا البيانات باتجاهات المماسات على خط منحنى القاعدة، وذلك من أجل $K=0.05$ ، $K=0.95$:

$$tg \lambda_{1,0} = \left(\frac{dY_c}{dX_m} \right)_{0.05} \quad \& \quad tg \lambda_{2,0} = \left(\frac{dY_c}{dX_m} \right)_{0.95}$$

حيث الزاوية $\lambda_{1,0}$ موجبة و تلك $\lambda_{2,0}$ سالبة، زاوية التلاقي الهندسي θ_0 تساوي:

$$\theta_0 = \lambda_{1,0} - \lambda_{2,0} = \lambda_{1,0} + |\lambda_{2,0}|$$

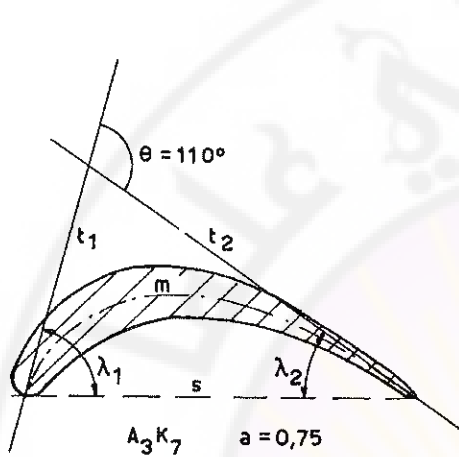
إذا كانت المعطيات العددية لـ y_t تصف بروفيلاً محدداً، فيمكن اعتبار هذه المعطيات أيضاً كخواص لقانون توزيع السماكة كتابع لـ x_m . وهكذا نستطيع أن نشق مجموعة من البروفيلات من نفس النوع بضرب قيم y_t بثابت a نختاره. والشيء نفسه يطبق على خط الانحناء: إذا رغبتنا في أن تصبح زاوية التماس $\theta = b\theta_0$ نضرب الحواف y_c بثابت c كما يلي:

$$\theta = b \theta_0 = \arctg c \left(\frac{dY_c}{dX_m} \right)_{0.05} - \arctg c \left(\frac{dY_c}{dX_m} \right)_{0.95} \quad (2-6)$$

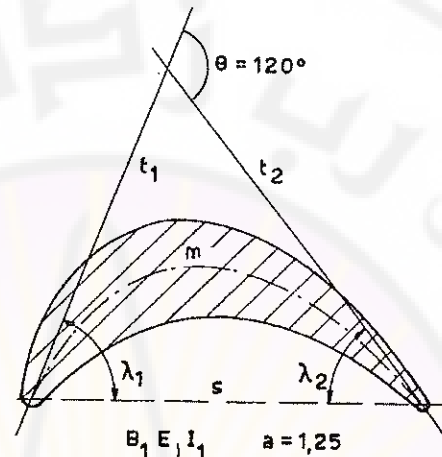
أخيراً توصي النورمات أيضاً بتعديل أنصاف أقطار دوائر الربط عند مدخل ومخرج الريش: العلاقة المقترحة بين نصف القطر الجديد r ، ونصف القطر r_0 المقترح لشروط القاعدة يجب أن تكون:

$$r = \frac{m}{s} r_0 a^2$$

حيث m طول الخط المنحني الوسطي و s طول وتر الريشة. يجب قياس X على طول الوتر لتحديد الخط الجديد للانحناء: إنه من المناسب تبديل X_m بـ $X_s = Ks$. يمثل الشكلان (13-6) و (14-6) بروفيلات ريشتين تم الحصول عليهما بهذه الطريقة العملية:

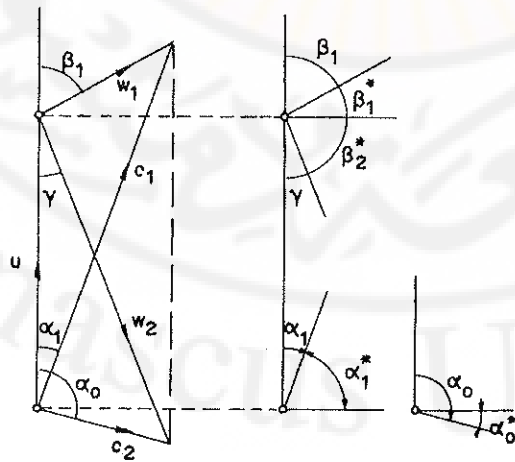


الشكل (14-6)



الشكل (13-6)

الأولى لمجموعة A_3K_7 رسمت بفرض $a = 0.75$ و $\theta = 110^\circ$ ، والثانية لمجموعة $B_1E_1I_1$ تم الحصول عليها بفرض $a = 1.25$ وتحقق زاوية تماس $\theta = 120^\circ$. بتحديد شكل الريش، فإنه يجب توجيهها أيضاً على نحو مناسب بالنسبة لسرعة المائع الموجود، بحيث تتحقق أفضل المتطلبات لمثلثات السرعة.



الشكل (15-6)

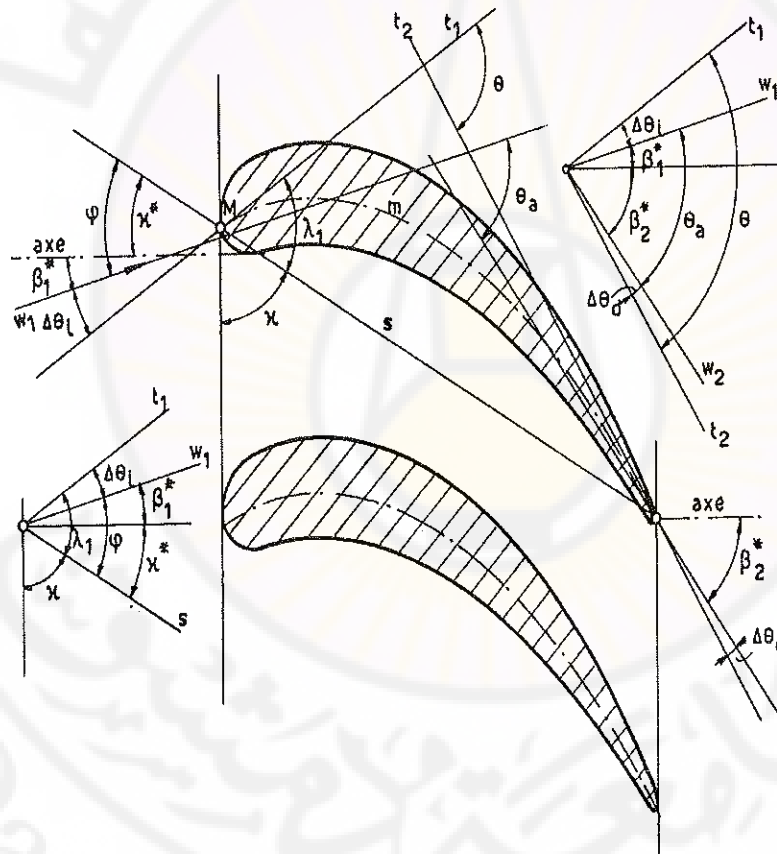
لندرس هذه المشكلة لريشة متوضعة على طوق متحرك لرسمها وفق مثلثات السرعة الموضحة بالشكل (15-6) الزوايا β_1 , γ , معطاة، من الدارج للمسألة الحالية استخدام

$$\beta_1^* = 90^\circ - \beta_1 \quad \& \quad \beta_2^* = 90^\circ - \gamma : w_2 \text{ و } w_1$$

الزوايا للتعريف باتجاهات w_1 و w_2 : وإذا كان الاهتمام مركزاً على ريشة في طوق الموزعات، فإننا سنستخدم لتحديد اتجاهات c_1 و c_2 أو c_0 ، الاتجاهات:

$$\alpha_1^* = 90^\circ - \alpha_1 \quad \& \quad \alpha_0^* = \alpha_0 - 90^\circ$$

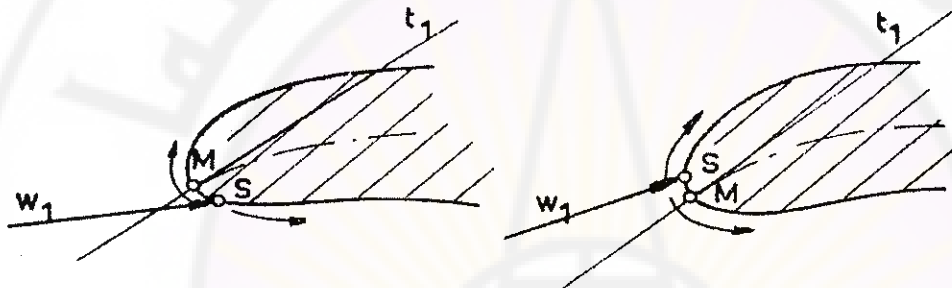
لتحقيق ذلك، ندرس الشكل (16-6).



الشكل (16-6)

المماسات للخط m عند طرفي الريشة (محددة من حيث المبدأ بـ $K = 0.05$ و $K = 0.95$) هما t_1 و t_2 : ويشكلان زاوية التلاقي الهندسي θ . بوصول المائع على الريشة ينفصل إلى جزأين من الجريان على التوالي على طول الجزء المقعر وعلى طول الجزء

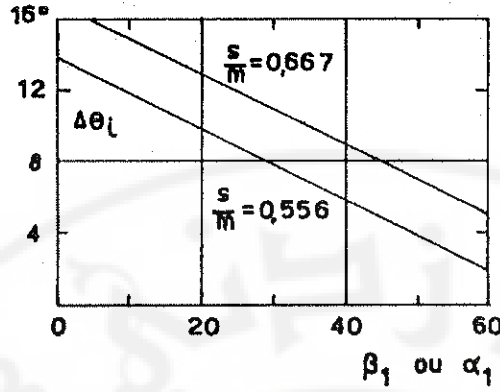
المحذب: نقطة حدوث الفصل على البروفيل، تدعى بنقطة الركود (تعد سرعة المائع في هذه النقطة معدومة). نظرياً، نأمل أن تنطبق نقطة الركود s مع النقطة M على الخط m . تظهر الخبرة بأن هذا الهدف لا يتحقق لأن w_1 باتجاه t_1 : أحد نتائج التجارب هي علاقة لتحديد الاتجاه الذي يجب أن تأخذه w_1 لمطابقة s مع M . ندعو زاوية الورود، الزاوية $\Delta\theta_i$ المتشكلة بين w_1 و t_1 . إذا اقترب اتجاه w_1 من t_1 فإن نقطة الركود s تتراجع نحو التحدب، أما إذا ابتعد اتجاه w_1 عن t_1 فإن نقطة الركود تتقدم نحو التفرع، كما هو مبين على الشكل (17-6).



الشكل (17-6)

بالنسبة للبروفيلات التي نواجهها هنا، قيست الزوايا $\Delta\theta_i$ على الرغم من التشتت الذي تقدمه النتائج فقد اقترح المحافظة على القيم المعطاة بالشكل (18-6) كتابع لـ β_1^* هي نفسها (أو حالياً α_1^*) وللمعامل s/m . بتحقيق هذه العناصر فإنه من الممكن توجيه الريشة على نحو صحيح، بما أن اتجاه w_1 معرف بالزاوية β_1^* يمكننا أن نرسم اتجاه المماس t_1 الذي يثبت موضع الريشة وبالتالي وترها s ، يشكل هذا الوتر مع اتجاه w_1 زاوية ϕ التي ندعوها زاوية الهجوم نرى أنها تساوي:

$$\phi = \lambda_1 - \Delta\theta_i$$



الشكل (18-6)

أخيراً فإنه من الطبيعي تعريف اتجاه الريشة بواسطة زاوية المعايرة x أو متممها x^* والتي تساوي:

$$x^* = \lambda_1 - \Delta\theta_i - \beta_1^*$$

عندما يترك المائع الريشة، يخضع إلى بعض الانحراف $\Delta\theta_d$ بالنسبة إلى لاتجاه t_2 ، الذي عادةً ما يكون صغيراً. بإعادة أخذ نتائج القياس، يمكن توضيح $\Delta\theta_d$ بالدرجات، كتابع لزاوية التماس الهندسي θ بعلاقة من النوع:

$$\Delta\theta_d = a - b (95^\circ - \theta)^2$$

من أجل $s/m = 0.667$ (النموذج A_3K_7) الثابت تصبح $a = 4.8$ لـ $\beta_1^* = 30^\circ$ و $a = 3.9$ لـ $\beta_1^* = 15^\circ$ و $b = 0.0014$ ومن أجل $s/m = 0.556$ (النموذج $B_1E_1I_1$) يمكن فرض $a = 4$ و $b = 0.0022 \dots 0.003$ توافق القيمة الأولى لـ $\beta_1^* = 30^\circ$ والثانية لـ $\beta_1^* = 15^\circ$.

بفرض أن هذه الإنشاءات منفذة، نجد أخيراً لزاوية التماس الأيروديناميكي (أو الحركي) القيمة:

$$\theta_a = \theta - \Delta\theta_i - \Delta\theta_d$$

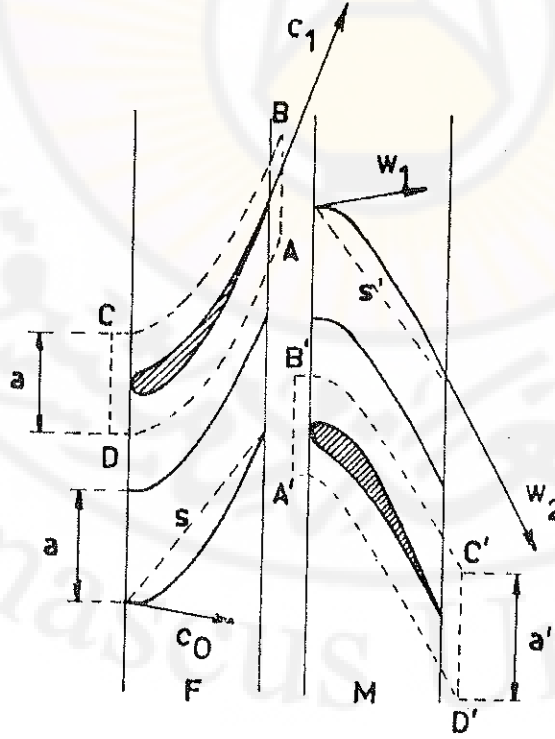
كما أعطينا قيمة الزاوية θ_a (أو حالياً θ_n) بواسطة مثلثات السرعة، تسمح هذه العلاقة، باستخدام قيم $\Delta\theta_i$ و $\Delta\theta_d$ التجريبية، لتحديد القيمة المثالية لـ θ (بالتكرار)، التي نستطيع بعدها مقارنتها بتلك المختارة أساساً والمثبتة بالعلاقة (2-6)، يسمح الثابت c بإنشاء منحنى التقوس m يمكن حالياً إضافة تصحيح إلى شكل البروفيل نفسه.

4.6 القوى المؤثرة في الريش الثابتة والمتحركة

بيناً في الفقرة (5-9) من الفصل الخامس، كيف يمكن حساب القوى المطبقة على الريش المتحركة. سنعيد تداول هذا السؤال بالبحث أيضاً عن القوى المطبقة على الريش الثابتة وتلك المطبقة على الريش المتحركة. بفصل القوى التي يمكن الحصول عليها بالاحتكاك وتلك الناشئة عن الاحتكاك، سيصبح من الممكن كتابة علاقات يدخل فيها معاملات يمكن تحديدها تجريبياً من أجل بروفيلات معطاة.

1.4.6 القوة الحاملة والمطبقة بواسطة المائع على الريش

سندعو قوى الحمل (Portance) بأنها نتيجة القوى المطبقة بواسطة المائع الجاري على بروفيل مادي بغياب أي احتكاك. لحساب هذه النتيجة في حالة مرحلة من عنفة، سندرس جريان المائع المحرك على ريشتين متتابعتين ثابتة ومتحركة، كما هو مبين على الشكل (6-19). تطابق مثلثات السرعة المرحلة المعتبرة وهي ممثلة بالشكل (6-20).



الشكل (6-19)

ندعو a خطوة الريشة كما نعتبر جزءاً من المرحلة يطابق ارتفاعاً واحدياً b . يعطى التصرف الكتلي للمائع المار عبر مقطع القناة المتشكلة من ريشتين متتاليتين للفوهة الثابتة بالعلاقة:

$$G = \frac{c_{0,a} a}{v_0} = \frac{c_{1,a} a}{v_1} = \frac{c_{0,a} + c_{1,a}}{2} \frac{a}{v_m} = \frac{c_{m,a} a}{v_m}$$

حيث:

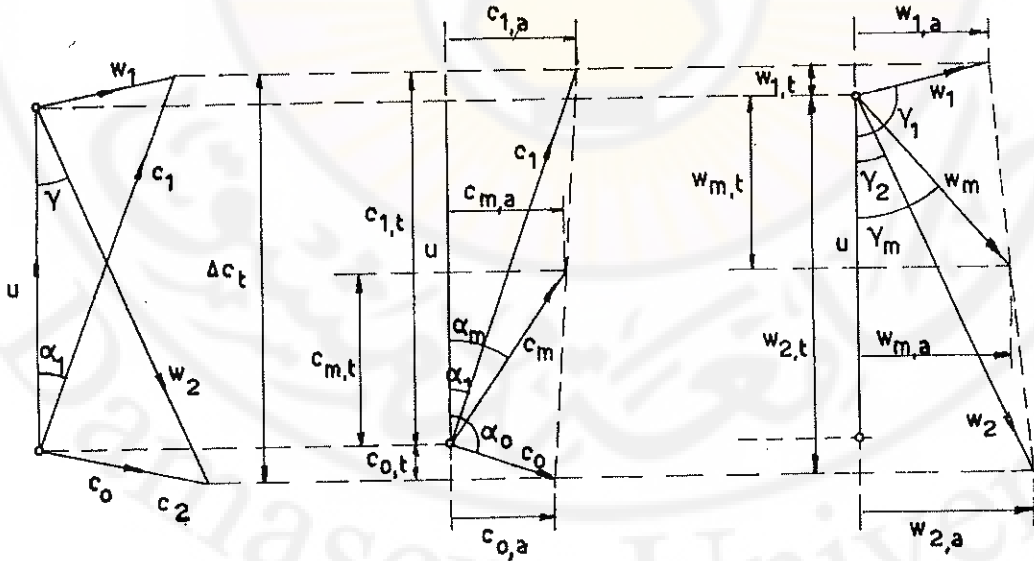
$c_{m,a}$: متوسط السرعتين $c_{0,a}$ و $c_{1,a}$.

v_m : القيمة الوسطية للحجم النوعي.

بصورة مشابهة فإن المجرى المتشكل بين ريشتين متحركتين متتاليتين بخطوة a' وسرعة نسبية متوسطة $w_{m,a}$ تساوي الوسط الحسابي لـ $w_{1,a}$ و $w_{2,a}$ وحيث v'_m كما في السابق قيمة وسطية للحجم النوعي نجد أن:

$$G' = \frac{w_{1,a} a'}{v_1} = \frac{w_{2,a} a'}{v_2} = \frac{w_{1,a} + w_{2,a}}{2} \frac{a'}{v'_m} = \frac{w_{m,a} a'}{v'_m}$$

وبما أن الارتفاع b هو نفسه في المقاطع 0 و 1 و 2، فإنه من الطبيعي في مثلثات السرعة أن تكون $w_{1,a} < w_{2,a}$ و $c_{0,a} < c_{1,a}$ حيث لدينا $v_0 < v_1 < v_2$.



الشكل (20-6)

الشكل (21-6)

الشكل (22-6)

بفرض p و p' نتائج القوى المطبقة من المائع على الريش المدروسة الثابتة والمتحركة بالتتابع؛ فإن القوى المؤثرة على المائع ستكون $-p$ و $-p'$. بتطبيق معادلة تساوي قوى الدفع والتغير في كمية الحركة لكل المائع G و G' المار خلال واحدة الزمن بواسطة الألفية الثابتة والمتحركة. نجد إذن بالنسبة للاتجاه المماسي (الموافق للسرعة المحيطية u) أن:

$$-\vec{p}_t = G(\vec{c}_{1,t} - \vec{c}_{0,t}) = \frac{c_{m,a}}{v_m}(\vec{c}_{1,t} - \vec{c}_{0,t})a,$$

$$-\vec{p}'_t = G'(\vec{w}_{2,t} - \vec{w}_{1,t}) = \frac{w_{m,a}}{v'_m}(\vec{w}_{2,t} - \vec{w}_{1,t})a',$$

ومن أجل الاتجاه المحوري:

$$(p_0 - p_1)a - \vec{p}_a = G(\vec{c}_{1,a} - \vec{c}_{0,a}) = \frac{c_{m,a}}{v_m}(\vec{c}_{1,a} - \vec{c}_{0,a})a,$$

$$(p_1 - p_2)a' - \vec{p}'_a = G'(\vec{w}_{2,a} - \vec{w}_{1,a}) = \frac{w_{m,a}}{v'_m}(\vec{w}_{2,a} - \vec{w}_{1,a})a',$$

عمل المرحلة (بفرض أن $u_1 = u_2$) يتم وفقاً للمعادلات التالية:

$$\frac{c_1^2 - c_0^2}{2} = \int_1^0 v dp - \tau_f,$$

$$\frac{w_2^2 - w_1^2}{2} = \int_2^1 v dp - \tau'_f,$$

إذا فرضنا أن τ_f و τ'_f مهملين، فإن القيم الوسطية لـ v_m و v'_m الظاهرة في العلاقات السابقة يمكن أن تتمثل بالقيم التالية:

$$v_m = \frac{\int_1^0 v dp}{p_0 - p_1} \quad \text{و} \quad v'_m = \frac{\int_2^1 v dp}{p_1 - p_2}$$

نجد إذن أن:

$$\begin{aligned} -\vec{p}_a &= -(p_0 - p_1)a + \frac{c_{m,a}}{v_m}(\vec{c}_{1,a} - \vec{c}_{0,a})a \\ &= \frac{a}{v_m} \frac{c_0^2 - c_1^2}{2} + \frac{c_{m,a}}{v_m}(\vec{c}_{1,a} - \vec{c}_{0,a})a \\ &= \frac{a}{v_m} \frac{c_{0,t}^2 - c_{1,t}^2}{2} + \frac{a}{v_m} \frac{c_{0,a}^2 - c_{1,a}^2}{2} - \frac{c_{m,a}}{v_m}(\vec{c}_{0,a} - \vec{c}_{1,a}) \end{aligned}$$

مما يقود أخيراً إلى العلاقة:

$$-\vec{p}_a = \frac{c_{m,t}}{v_m} (\vec{c}_{0,t} - \vec{c}_{1,t}) a$$

حيث $c_{m,t}$ الوسطي لـ $c_{0,t}$ و $c_{1,t}$ (تؤخذ شعاعياً). كما نجد أيضاً بالنسبة لـ P'_a أن:

$$-\vec{p}'_a = \frac{w_{m,t}}{v'_m} (\vec{w}_{1,t} - \vec{w}_{2,t}) a'$$

القوى P و P' هي نتيجة لتلك الحسابات المفصلة سابقاً:

$$\vec{p} = \vec{p}_a + \vec{p}_t$$

$$\vec{p}' = \vec{p}'_a + \vec{p}'_t$$

وقيم هذه القوى هي:

$$P = \frac{c_m}{v_m} (c_{1,t} \pm c_{0,t}) a \quad \text{و} \quad (3-6)$$

$$P' = \frac{w_m}{v'_m} (w_{2,t} \mp w_{1,t}) a'$$

حيث c_m و w_m تحسبان كالتالي:

$$c_m^2 = c_{m,t}^2 + c_{m,a}^2$$

$$w_m^2 = w_{m,t}^2 + w_{m,a}^2$$

وحيث الإشارات $\pm$ و $\mp$ تطابق بالتتابع للزوايا $\alpha_2 > 90^\circ$ و $\beta_1 > 90^\circ$ والتي تمثل في مثلثات السرعة. كما أن الزوايا التي تشكلها هذه القوى مع الاتجاه المحوري هي φ و θ بحيث أن:

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{|p_t|}{|p_a|} = \frac{c_{m,a}}{c_{m,t}} = \operatorname{tg} \alpha_m \quad (4-6)$$

$$\operatorname{tg} \theta = \frac{|p'_t|}{|p'_a|} = \frac{w_{m,a}}{w_{m,t}} = \operatorname{tg} \gamma_m$$

من جهة ثانية لنعتبر أن مركبات السرعة $\vec{c}_m$ و $\vec{w}_m$ هي بالتتابع $c_{m,t}$ ، $c_{m,a}$ و $w_{m,t}$ ، $w_{m,a}$ تبعاً للأشكال (21-6) و (22-6). نسمي هذه القيم بالمتوسط الشعاعي للسرعات عند الدخول والخروج من الأطواق الثابتة والمتحركة. كما أن المساواة:

$$\alpha_m = \varphi \quad \text{و} \quad \gamma_m = \theta$$

تشير إذن، أنه بغياب الاحتكاك فإن نتائج القوى المطبقة بواسطة المائع على الريش، هي بالتتابع متعامدة مع اتجاه c_m بالنسبة للريشة الثابتة واتجاه w_m للريشة المتحركة.

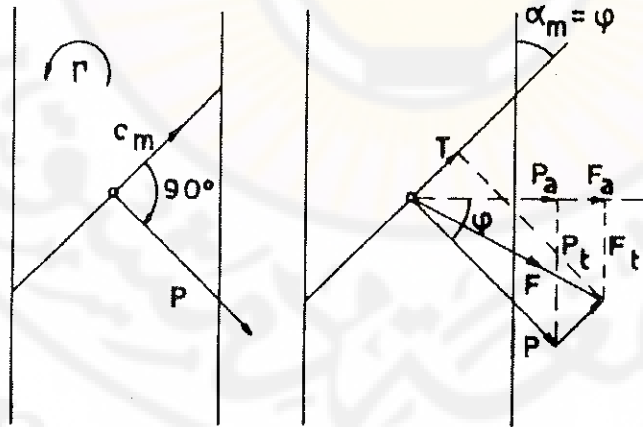
تعتمد هذه النتيجة على العلاقتين (3-6) و (4-6) لتحديد قيمة القوى P و P' ، بينما بالنسبة إلى اتجاه هذه القوى فإنه يمكن الحصول عليه بتدوير شعاع السرعة المتوسطة (w_m أو c_m) بزاوية مقدارها 90° بالاتجاه المعاكس للجريان المعتبر لحساب P أو P' ؛ معامل التناسب هو حاصل جداء الكتلة الحجمية بالمتوسط الشعاعي للسرع في مقدمة ومؤخرة البروفيل.

2.4. سحب البروفيل والقوة الإجمالية المطبقة على الريش

بغياص الاحتكاك، فإن القوى المطبقة على الريش الثابتة والمتحركة هي قوى الحمل P و P' . ولأخذ الاحتكاك في الحسبان نضم عادة إلى القوى P و P' قوى أخرى T و T' عمودية على P و P' بحيث تكون القوى المعاكسة T و T' مطبقة على المائع باتجاه معاكس للجريان. هذه القوى T و T' تدعى بسحب الريش. يمكن دائماً افتراض أن هذه القوى متناسبة مع قوى الحمل P و P' وكتابة:

$$T' = \varepsilon' P' \quad \text{و} \quad T = \varepsilon P$$

ينتج إذن أن القوى P و T من جهة، والقوى P' و T' من جهة أخرى، لها محصلات F و F' كما توضح الأشكال (25-6) و (26-6).



الشكل (23-6)

الشكل (25-6)

كما أن القيم المطلقة للمركبات المماسية لهذه القوى هي:

$$F_t = P \sin \alpha_m - T \cos \alpha_m$$

$$F'_t = P' \sin \gamma_m - T' \cos \gamma_m$$

أما المركبات المحورية فتساوي إلى:

$$F_a = P \cos \alpha_m + T \sin \alpha_m$$

$$F'_a = P' \cos \gamma_m + T' \sin \gamma_m$$

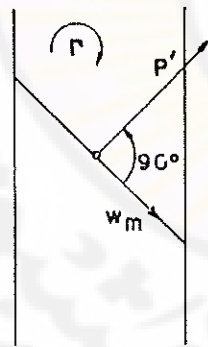
يستخدم المجرّبون لتقديم النتائج العائدة لبروفيل محدد خاصيتين لابعديتين وبحيث تؤخذ القيم (P ، P' ، T ، T') بـ N/m، تعرف الخاصية الأولى بمعامل الحمل وتعطى بالعلاقة التالية:

$$C_p = \frac{P}{\frac{1}{v_m} \frac{C_m^2}{2} s} \quad \text{or} \quad C'_p = \frac{P'}{\frac{1}{v'_m} \frac{W_m^2}{2} s'} \quad (5-6)$$

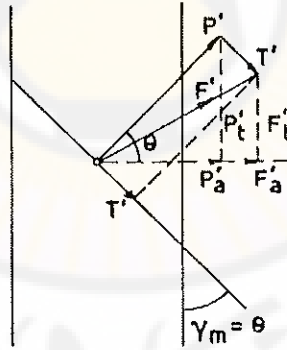
أما الخاصية الثانية فهي معامل السحب وتعطى بالعلاقة:

$$C_t = \frac{T}{\frac{1}{v_m} \frac{C_m^2}{2} s} \quad \text{or} \quad C'_t = \frac{T'}{\frac{1}{v'_m} \frac{W_m^2}{2} s'} \quad (6-6)$$

حيث s و s' تحددان أوتار الريش. توجد بين هذه المعاملات العلاقة التالية:



الشكل (24-6)



الشكل (26-6)

$$C'_t = \varepsilon C'_p \quad \text{أو} \quad C_t = \varepsilon C_p$$

إن إدخال هذه المعاملات في العلاقات التي تحدد F'_a ، F'_t ، F_a ، F_t يقود إذن إلى الصيغ التالية:

$$F'_t = \frac{1}{v_m} \frac{c_m^2}{2} s (C_p \sin \alpha_m - C_t \cos \alpha_m)$$

$$= \frac{1}{v_m} \frac{c_m^2}{2} s C_p \sin \alpha_m (1 - \varepsilon \cotg \alpha_m) \quad (7-6)$$

$$F'_a = \frac{1}{v_m} \frac{c_m^2}{2} s (C_p \cos \alpha_m + C_t \sin \alpha_m)$$

$$= \frac{1}{v_m} \frac{c_m^2}{2} s C_p \sin \alpha_m (\cotg \alpha_m + \varepsilon) \quad (8-6)$$

وأيضاً إلى العلاقات:

$$F'_t = \frac{1}{v'_m} \frac{w_m^2}{2} s' C'_p \sin \gamma_m (1 - \varepsilon' \cotg \gamma_m) \quad (7' -6)$$

$$F'_a = \frac{1}{v'_m} \frac{w_m^2}{2} s' C'_p \sin \gamma_m (\cotg \gamma_m + \varepsilon') \quad (8' -6)$$

تسمح هذه العلاقات بحساب قيم القوى، بدءاً من معرفة خواص المرحلة $(v_m, v'_m, c_m, w_m, \alpha_m, \gamma_m)$ والمعاملات C_p و C_t أو النسبة بينهما ε .

5.6 تقدير الضياعات بالاحتكاك على طول بروفيلات الريش

فرضنا في الفقرة السابقة أن ارتفاع المرحلة b ثابت ويساوي إلى واحدة الطول. وهذه الفرضية لا تتسجم مع خاصية الانضغاط للمائع المتطور إلا إذا سمحنا أن تكون $\delta_1 < \delta_2$ ؛ وهذا ما تم تنفيذه باعتبار $c_{0,a} < c_{1,a}$ و $w_{1,a} < w_{2,a}$. ولكن في الحقيقة يعطى عادةً لارتفاع الريش في المستويات 1 و 2، قيماً مختلفة b_0 و b_1 و b_2 متناسبة مع الحجوم النوعية v_0, v_1, v_2 بحيث:

$$\frac{b_0}{v_0} = \frac{b_1}{v_1} = \frac{b_2}{v_2}$$

يمكن أن نسمح أيضاً بأخذ قيم متساوية لمعاملات التصريف $\delta_1 = \delta_2$ ، أي:

$$c_{0,a} = c_{1,a} = w_{1,a} = w_{2,a}$$

وهكذا ترسم مثلثات السرعة كما هو موضح في الشكل (6-27)، مما يسمح بالإضافة إلى ذلك أن تكون مركبات السرعة $c_{0,t} = c_{2,t}$ وذلك بفرض أن المرحلة مدمجة وذات استفادة كاملة من الطاقة الحركية المتبقية عند الخروج. ينتج أيضاً المساواة بين القيم المطلقة التالية:

$$w_{1,t} \mp \Delta c_t = c_{1,t} \pm c_{2,t} = \Delta w_t = w_{2,t}$$

تتبع الإشارة الأولى $\pm$ لقيمة الزاوية $\alpha_2 < 90^\circ$ ، والثانية $\mp$ لقيمة الزاوية $\beta_1 < 90^\circ$.
 تسمح نظرية تساوي الدفع والتغير في كمية الحركة أن نكتب بالنسبة لقيم القوى F_t و F'_t ،
 أولاً بفرض أن قيمة b_0 تساوي واحدة الطول أي:

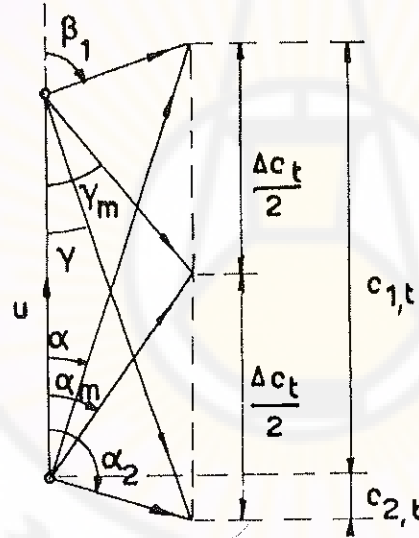
$$F_t = \frac{c_{m,a}}{v_m} \Delta c_t = \frac{c_m \sin \alpha_m}{v_m} a \Delta c_t$$

ومن أجل قيمة b_1 تساوي لواحدة الطول فإن:

$$F'_t = \frac{w_{m,a}}{v'_m} \Delta w_t = \frac{w_m \sin \gamma_m}{v'_m} a' \Delta c_t$$

بمقارنة هاتين العلاقتين مع العلاقات (7-6) و (7'-6) اللتان تعطيان أيضاً القيم المطلقة للقوى، نجد المعادلة التالية:

$$\frac{c_m \sin \alpha_m}{v_m} a \Delta c_t = \frac{1}{v_m} \frac{c_m^2}{2} s C_p \sin \alpha_m (1 - \varepsilon \cotg \alpha_m)$$



الشكل (27-6)

والتي تعطينا:

$$\Delta c_t = \frac{C_p}{2} \frac{s}{a} c_m (1 - \varepsilon \cotg \alpha_m) \quad (9-6)$$

أو أيضاً:

$$\frac{w_m \sin \gamma_m}{v'_m} a' \Delta c_t = \frac{1}{v'_m} \frac{w_m^2}{2} s' C'_p \sin \gamma_m (1 - \varepsilon' \cotg \gamma_m)$$

مما يقود إلى:

$$\Delta c_t = \frac{C'_p s'}{2 a'} w_m (1 - \varepsilon' \cot \gamma_m) \quad (9'-6)$$

نحصل على العمل المحرك τ_m ، بضرب أحد قيم Δc_t بالسرعة المحيطية u . وهكذا يمكن حساب العمل المحرك كتابع لـ α_m و c_m أو γ_m و w_m أي لقيمة واتجاه أشعة السرعة المتوسطة والمعاملات C_p و ε أو C'_p و ε' .

من جهة ثانية إذا كان لدينا $w_{1,a} = w_{2,a}$ و $c_{1,a} = c_{0,a}$ فإن مقارنة العلاقة (5-56) مع المعادلات (9-6) و (9'-6) يعطي:

$$F_a = a \left(p_0 - p_1 \frac{b_1}{b_0} \right) = \frac{1}{v_m} \frac{c_m^2}{2} S C_p \sin \alpha_m (\cot \alpha_m + \varepsilon) \quad (10-6)$$

$$F'_a = a' \left(p_1 - p_2 \frac{b_2}{b_1} \right) = \frac{1}{v'_m} \frac{w_m^2}{2} s' C'_p \sin \gamma_m (\cot \gamma_m + \varepsilon') \quad (10'-6)$$

إن مقارنة العلاقات (9-6) و (9'-6) مع المعادلات (10-6) و (10'-6) يسمح لنا بتقدير مردود الجريان في الفوهات الثابتة وطوق الريش المتحركة. وفي الحقيقة إذا كان لدينا u_1

u_2 = يمكننا كتابة المراديد البوليتروبية $\eta_{p,n}$ و $\eta_{p,a}$ التي تطابق لـ η_n و η_a :

$$\frac{c_1^2 - c_0^2}{2} = \int_1^0 v dp - \tau_f = \eta_{p,n} \int_1^0 v dp = \eta_{p,n} v_m (p_0 - p_1),$$

$$\frac{w_2^2 - w_1^2}{2} = \int_2^1 v dp - \tau'_f = \eta_{p,a} \int_2^1 v dp = \eta_{p,a} v'_m (p_1 - p_2),$$

ومنه ينتج:

$$\eta_{p,n} = \frac{c_1^2 - c_2^2}{2 v_m (p_0 - p_1)} \quad (11-6)$$

$$\eta_{p,a} = \frac{w_2^2 - w_1^2}{2 v'_m (p_1 - p_2)} \quad (11'-6)$$

نلاحظ هنا أن مثلثات السرعة وتعريف c_m و w_m يسمح لنا بكتابة أن:

$$c_{1,t} = c_m \cos \alpha_m + \frac{\Delta c_t}{2}$$

$$\pm c_{2,t} = \frac{\Delta c_t}{2} - c_m \cos \alpha_m$$

إن الإشارات $\pm$ تطابق قيم $\alpha_2 < 90^\circ$ ونجد أيضاً:

$$\mp w_{1,t} = \frac{\Delta c_t}{2} - w_m \cos \gamma_m$$

$$w_{2,t} = w_m \cos \gamma_m + \frac{\Delta c_t}{2}$$

بالأخذ في الحسبان أن $c_{1,a} = c_{2,a} = c_{0,a}$ و $w_{1,a} = w_{2,a}$ نجد:

$$c_1^2 - c_2^2 = c_{1,t}^2 - c_{2,t}^2 = 2 c_m \cos \alpha_m \Delta c_t,$$

$$w_2^2 - w_1^2 = w_{2,t}^2 - w_{1,t}^2 = 2 w_m \cos \gamma_m \Delta c_t.$$

ومن جهة ثانية، بما أن النسب b_1/b_0 و b_2/b_1 مختلفة قليلاً عن الواحد، فإن العلاقات (10-6) و (10'-6) تعطينا القيم $(p_0 - p_1)$ و $(p_1 - p_2)$. إذن فإن علاقات المراديد (11-6) و (11'-6) تأخذ الصيغة التالية:

$$\eta_{p,n} = \frac{2 c_m \cos \alpha_m \Delta c_t}{c_m^2 \frac{s}{a} C_p \sin \alpha_m (\cotg \alpha_m + \varepsilon)} \quad \text{و}$$

$$\eta_{p,a} = \frac{2 w_m \cos \gamma_m \Delta c_t}{w_m^2 \frac{s'}{a'} C'_p \sin \gamma_m (\cotg \gamma_m + \varepsilon')}$$

أو بأخذ قيم Δc_t التي أوجدناها سابقاً في العلاقات (9-6) و (9'-6):

$$\eta_{p,n} = \frac{1}{tg \alpha_m} \frac{1 - \varepsilon \cotg \alpha_m}{\cotg \alpha_m + \varepsilon} \quad (12-6)$$

$$\eta_{p,a} = \frac{1}{tg \gamma_m} \frac{1 - \varepsilon' \cotg \gamma_m}{\cotg \gamma_m + \varepsilon'} \quad (12'-6)$$

إن المردودين $\eta_{p,a}$ و $\eta_{p,n}$ في العلاقتين الأخيرتين تابعين فقط لـ ε و ε' وللزوايا α_m و γ_m . تعتمد قيم الزوايا الأخيرة على شكل مثلثات السرعة، وخاصةً على قيم θ_n و θ_a ، يمكن مراجعة أنه لدينا:

$$\cotg \alpha_m = \frac{1}{2} (\cotg \alpha_1 + \cotg \alpha_2) = \frac{1}{2} [\cotg \alpha_1 + \cotg (\alpha_1 + \theta_n)]$$

$$\cotg \gamma_m = \frac{1}{2} [\cotg \gamma + \cotg (\pi - \beta_1)] = \frac{1}{2} [\cotg \gamma + \cotg (\gamma + \theta_a)]$$

تعتمد قيم ε و ε' على بروفيل الريش الثابتة والمتحركة، وعلى زاوية الهجوم بواسطة المائع φ ، كما عرفت سابقاً في الشكل (16-6). لقد تم الحصول على هذه القيم بتنفيذ تجارب على حواجز مكونة من بروفيلات متشابهة. من المهم الملاحظة أن العلاقات (12-6) و (12'-6) لا تأخذ في الحسبان سوى تبديد الطاقة بالاحتكاك عند التلامس مع جدران البروفيل. لا تشكل هذه التبدلات في الطاقة سوى جزءاً من الضياعات، والتي

بمجمليها عادةً، عبارة عن جداء لتلك المحددة بالمعاملات ε و ε' . أخيراً تعطى قيم ε و ε' في جداول نظامية من أجل حالة ممتازة لسطح البروفيل، والذي لا يطابق بالضرورة ذلك المحقق عملياً في الآلات الحقيقية.

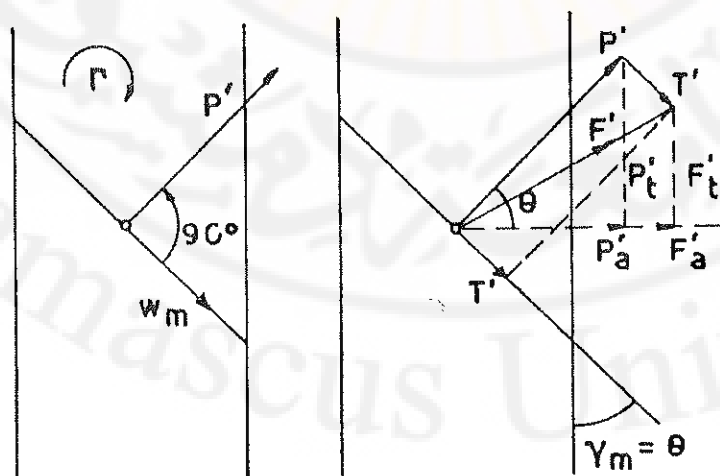
6.6 تقدير المراديد الداخلية النسبية للريش الثابتة والمتحركة

عندما نحقق بروفيل الريشة الثابتة أو المتحركة، وفقاً للاعتبارات السابقة ومدى ملها الميكانيكي، فإنه يمكن إخضاعها إلى تجارب خاصة ضمن الشبكة لتحديد مميزات الجريان الأيروديناميكية. كما يمكن تحديد المردود الذي يمكن أن تحققه على نحو تقريبي نسبياً. من أجل طوق من الفوهات الثابتة أو المتحركة فإن تمدد المائع محدد بحيث لا يمكننا التمييز بين المردودين الأيزنتروبي والبوليتروبي وبفرض علاقات المردود التالية:

$$\eta_n = 1 - (1 - \rho) \frac{\tau_f}{H_0 - H_1} = 1 - f \quad \text{أو}$$

$$\eta_n = 1 - (1 - \rho') \frac{\tau'_f}{H_1 - H_2} = 1 - f'$$

والتي حصلنا عليها سابقاً من أجل الفوهات والريش المتحركة بالتتابع، سندرس الآن مقدار القيم التي يمكن إعطاؤها إلى f و f' . ولإيجاد ذلك، فإنه لا يمكننا سوى استخدام نتائج الدراسات التجريبية التي قام بها عدد من العلماء الذين حاولوا جميعاً تحقيق ارتباط متبادل بين قيم بعض الضياعات والمعاملات الهندسية أو الأيروديناميكية للريش. وهكذا فإن القيمة التقديرية لـ f ذات طبيعة تجريبية بحتة.



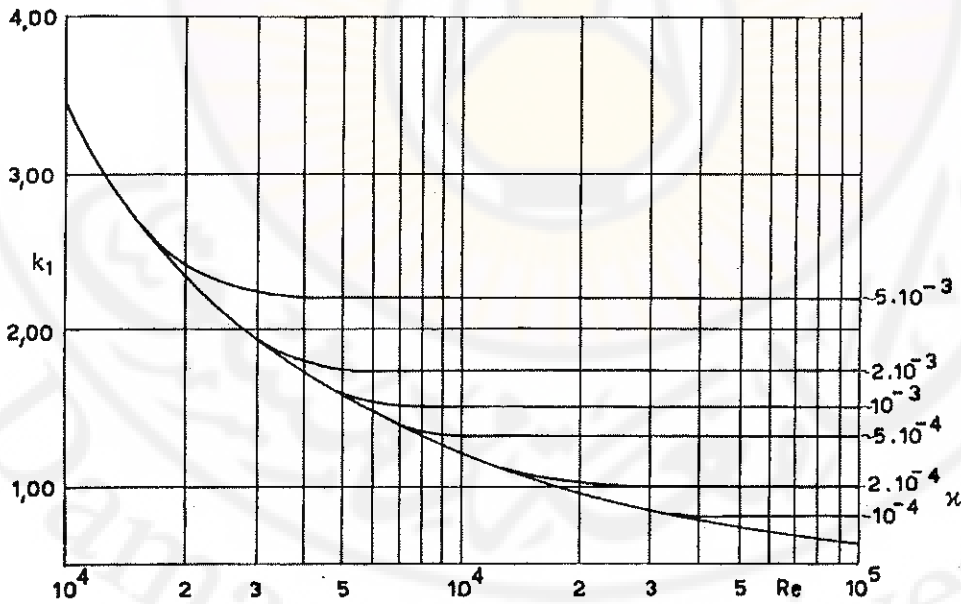
الشكل (28-6)

بفحص ومقارنة عدد كبير من المعلومات المعطاة سواء بصيغة علاقات أو منحنيات أو حتى خرائط، ينتج أنه على الأقل بالنسبة للجريانات تحت الصوتية أن قيمة f (أو f^*) تعطى بالعلاقة التالية:

$$f = f_1 k_1(Re, x) \left[1 + k_2 \frac{a \sin \alpha_1}{b} + k_3 \frac{2r}{a \sin \alpha_1} + k_4 \left(\frac{b}{D} \right)^2 \right] + f_2 k_1(Re, x) + \sum f_3 \quad (13-6)$$

سنقوم الآن بالتعليق على العناصر المختلفة لهذه المعادلة. a يأخذ المعامل f_1 في الحساب الضياعات على طول البروفيل. ويمكن حسابه بدءاً من العلاقات (12-6) و (12'-6)، والتي تبين بأنه يعتمد على الشكل الهندسي لبروفيل الريشة وأيضاً على المعامل $\varepsilon = C_f/C_p$. وهذا المعامل تابع لنظام الجريان وبصورة خاصة لعدد رينولدز Reynolds الذي نعرفه بالعلاقة التالية:

$$Re = \frac{c_1 s}{\nu} \quad \text{أو} \quad Re = \frac{w_2 s}{\nu},$$



الشكل (29-6)

والذي يأخذ في الحساب لزوجة المائع الحركية ν والمقدرة بـ m^2/s . في حين أنه بدءاً من قيمة محددة لعدد رينولدز، فإن خشونة سطح جدار الريشة تأخذ بسرعة أهمية راجحة.

ونعرف عملياً هذه الخشونة بأنها نسبة الارتفاع المتوسط للخشونة (h) إلى بعد مميز للجدار نعبر عنه بوتر الريشة s، وهكذا نحصل على الخشونة النسبية:

$$x = \frac{h}{s}$$

من أجل سطح بحالة جيدة لريش العنفة، فإن قيمة معامل الخشونة x تعادل $2 \cdot 10^{-4}$... ومن جهة ثانية تبين التجارب أنه من أجل هذه الخشونة فإن الضياعات تبقى ثابتة عندما يتجاوز عدد رينولدز $Re = \dots 2, 2 \cdot 10^4$. بالإضافة إلى ذلك يبدو ضمن هذه الشروط أن قيم ε المستخدمة في العلاقتين (12-6) و (12'-6) اللتين تطابقان من جهة النتائج التجريبية ومن جهة أخرى ضمان استمرارية تغيرات f_1 تقود إلى القيم الموضحة في الشكل (28-6)، حيث المعاملات الهندسية هي الزوايا α_1 (أو γ) و $(\alpha_0 - 180)$ أو (β_1) المعطاة بمثلثات السرعة.

ولكن الخشونة الحقيقية لجدران الريش يمكن أن تختلف عن $x = 2 \cdot 10^{-4}$ والمعتبرة كخشونة أساسية. وبصورة عامة فإن هذه الخشونة لريش العنفة تتراوح بين $5 \cdot 10^{-4}$ و $2 \cdot 10^{-4}$. ومن جهة ثانية فإن عدد رينولدز يمكن أن يأخذ قيمة جديدة بحيث أن لزوجة المائع تحدد مقدار الضياعات. لهذا السبب يجب علينا تصحيح قيمة f_1 بضربها بالقيمة $k_1(Re, x)$ والذي يمكن تحديده تقريباً من المخطط الموضح في الشكل (29-6).

(b) إن الضياعات لا تتركز فقط على طول الجدران الجانبية للريش، وإنما يجب الأخذ في الحسبان الحواف العلوية والسفلية للأقنية المشكلة بين الريش، وتعطى كنسبة لمحيط القنال على طول الأسطح الجانبية:

$$\frac{2b + 2k_2 a \sin \alpha_1}{2b} = 1 + k_2 \frac{a \sin \alpha_1}{b}$$

$$1 + k_2 \frac{a' \sin \gamma}{b}$$

أو

حيث k_2 تساوي الواحد في حالة أطواق الريش لعنفة فعلية وتتراوح قيمتها بين $1,05 \dots 1,1$ في حالة الفوهات أو الأقنية المتحركة لعنفة ارتدادية.

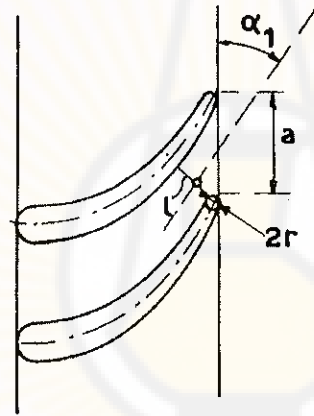
(c) يؤخذ في الحسبان ضياع إضافي ناشئ عن السماكة النهائية لطرف الخروج من الريش أو الشفرات، وتتناسب قيمة هذا الضياع مع معامل تضيق القناة المشكلة بين ريشتين

متتاليتين. باعتبار أن r نصف قطر الدائرة التي تربط تقعر وتحذب البروفيل، فإن هذا المعامل يساوي كما هو مبين في الشكل (30-6) إلى:

$$\frac{2r}{l} = \frac{2r}{a \sin \alpha_1}$$

تزداد قيمة التابع k_3 المرتبط بالمعامل السابق مع الزاوية α_1 (أو γ)، حيث أن تغير هذه الزاوية من 20° إلى 45° يؤدي إلى زيادة k_3 بشكل خطي في المجال: $k_3 = 0,85 \dots 2,25$.

(d) بما أن ارتفاع الريش b يزداد بالتدريج، فإن شروط العمل تبتعد تدريجياً عن الحسابات النظرية. ويمكن التقدير أن الضياعات الناشئة عن هذه الظروف تتناسب مع مربع النسبة b/D ، والتابع k_4 الذي يحقق هذه القيمة يساوي إلى: $k_4 = \dots 1,2$.



الشكل (30-6)

(e) نظراً لتشكل طبقة حدية على طول الجدران الحلقية عند جذر وقمة الريش. نلاحظ بأنه ينشأ ضياعات إضافية تلازم التحول خلال جريان المائع داخل الريش وتعتمد على سماكة الطبقة الحدية التي هي تابع لطول وتر الريشة s ولعدد رينولدز Re ولخشونة السطح x . ولكن هذه الضياعات تقل بالقيمة النسبية عندما يزداد ارتفاع الريشة b . وتقدر قيمة هذه الضياعات بالعلاقة التالية:

$$f_2 k_1(Re, x) = \left[0,050 \frac{s}{b} + 0,012 \left(\frac{s}{b} \right)^2 \right] k_1(Re, x)$$

حيث التابع k_1 معطى بالمخطط (29-6).

(f) إضافة إلى الضياعات المعتبرة حتى الآن يمكن إضافة ضياعات أخرى تعتمد على تصميم الريشة نفسها وهي مجمعة في الحد $\sum f_3$.

عند مرور المائع المحرك بين صفين متتاليين من الريش تظهر ضياعات إضافية بالاحتكاك. وإذا كان طول الشق المحوري بين الريش الموجهة والريش المتحركة، أو بين مخرج الطوق المتحرك والريش الثابتة للمرحلة التالية هو i ، فإن الطريق الذي يعبره المائع خلال هذه الفجوة يساوي:

$$\frac{i}{\sin \alpha_1} \quad \text{أو} \quad \frac{i}{\sin \gamma}$$

ينشأ خلال هذه المسافة احتكاكات على طول الجدارين: الأول عند جذر المرحلة والثاني عند القمة. كما تتناسب الضياعات الناتجة مع هذه الأطوال وعكساً مع ارتفاع المرحلة b . يمكن تخمين هذا الضياع لكل جدار مستقل بعلاقة من النوع:

$$f_3 = \lambda \frac{i}{b \sin(\alpha_1 \text{ or } \gamma)} \frac{c^2}{c_1^2 \text{ or } w_2^2}$$

حيث :

C: السرعة النسبية للمائع بالنسبة للجدار (w_1 أو w_2 يدور مع الدائر c_1, c_2 لجدار لا يتحرك و ينتمي إلى الثابت).

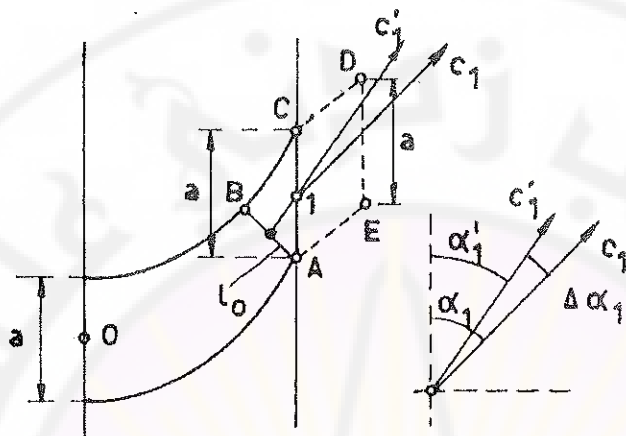
λ : ثابت قيمته الوسطية تساوي $\lambda = 0.025$.

تؤخذ هذه الضياعات على نحو خاص من أجل مراحل الفعل حيث المسافة بين مخرج المرحلة ومدخل فوهات المرحلة التالية يمكن أن تكون مهمة.

7.6 الانحراف عند مخرج مجرى متقارب مقطوع بمستوى مائل

رأينا أن التمدد الأيزنثروبي في مجرى متقارب يمكن أن يعطي للمائع، في المقطع المتضيق، سرعة يمكن لها بعدها الأعظمي أن تصل إلى سرعة الصوت المحلية؛ والتي حسبنا قيمتها سابقاً (بالعلاقة 4-19). يمكن تطبيق هذا الاستنتاج على مجرى متقارب معقوف مقطوع بمستوى مائل على محوره.

يبين الشكل (31-6) المجرى المدروس: طول المقطع المتضيق AB يساوي إلى l_0 ؛ ندعو c_1 سرعة المائع التي يصلها (تفرض نظامية) بسبب التمدد من حالته الأصلية 0 حتى الحالة $(p_{1'}$ و $v_{1'}$).



الشكل (31-6)

ليكن الضغط في نهاية التمدد. مادام لدينا $p_1 \geq p_c$ ، فإنه سيكون أيضاً $p_1 = p_{1'}$ وهكذا لن تحصل أي ظاهرة خاصة عند مخرج الفوهة. لكن عندما يصبح الضغط p_1 أقل من p_c فإن p_1 يصل إلى قيمته الأصغرية المساوية بالتحديد إلى p_c . بدءاً من هذا الضغط يتابع التمدد أبعد من المقطع AB: في هذه الحالة سيأخذ المائع أخيراً سرعة c_1 تعطى بالعلاقة:

$$\frac{c_1^2 - c_{1'}^2}{2} = \frac{k}{k-1} p_{1'} v_{1'} \left[1 - \left(\frac{p_1}{p_{1'}} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]$$

بما أن $c_{1'}$ هي سرعة الصوت المحلية، والتي يساوي مربعها إلى $k p_{1'} v_{1'}$ سنجد أيضاً:

$$\left(\frac{c_1}{c_{1'}} \right)^2 = 1 + \frac{2}{k-1} \left[1 - \left(\frac{p_1}{p_{1'}} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right] \quad (14-6)$$

لدراسة الشكل الذي سيستقر فيه المائع الجاري، نحتاج إلى معادلة الاستمرار ومعادلة الدفع ولتغير كمية الحركة. سنطبق هذه المعادلات على الحجم ABCDE، حيث CD و AE هما شبكة المائع المناسبة، الأطوال AC و ED مساوية لخطوة الريشة a . لتكن c_1 السرعة في المقطع ED و α_1 و α_1' الزوايا التي تشكلها السرعة c_1 و c_1' مع مقدمة الطوق. الانحراف في التدفق سيكون $\Delta\alpha_1 = \alpha_1 - \alpha_1'$. بالتعبير عن نفس التصرف الكتلي G المار عبر المقطعين AB و ED، نجد بكتابة:

$$G = \frac{\ell_0 c_1'}{v_1'} = \frac{a c_1 \sin \alpha_1}{v_1} \quad (15-6)$$

أنه بالإسقاط على اتجاه c_1' ، فإن دفع الضغوط p_1 و p_1' بين نفس المقطعين يساوي إلى التغير في كمية الحركة للكتلة G ، وهكذا نجد:

$$p_1' l_0 - p_1 a \sin \alpha_1' = \frac{l_0 c_1'}{v_1'} (c_1 \cos \Delta\alpha_1 - c_1'),$$

كما لدينا أيضاً $\ell_0 = a \sin \alpha_1$ ، يمكن أن نستنتج من هذه العلاقة:

$$\cos \Delta\alpha_1 = \frac{v_1'}{c_1 c_1'} (p_1' - p_1) + \frac{c_1'}{c_1} = \frac{c_1'}{k c_1} \left(1 - \frac{p_1}{p_1'} \right) + \frac{c_1'}{c_1}$$

ولكن بما أن الزاوية $\Delta\alpha_1$ صغيرة، نستطيع تمثيل جيب الزاوية بالزاوية نفسها (معطاة بالراديان) وكتابة التغير في الزاوية بالعلاقة:

$$\Delta\alpha_1 = \sqrt{1 - \left[\frac{c_1'}{k c_1} \left(1 - \frac{p_1}{p_1'} \right) + \frac{c_1'}{c_1} \right]^2} \quad (16-6)$$

للحصول على $\Delta\alpha_1$ ، يكفي تبديل قيمة $\frac{c_1'}{c_1}$ من العلاقة (14-6).

في الحالة التي لدينا فيها $p_1 \geq p_c$ ، نجد:

$$p_1 = p_1' \quad v_1 = v_1' \quad c_1 = c_1' \quad \Delta\alpha_1 = 0 \quad \alpha_1 = \alpha_1'$$

ينتج من أجل α_1 :

$$\sin \alpha_1 = \sin \alpha_1' = \frac{l_0}{a}$$

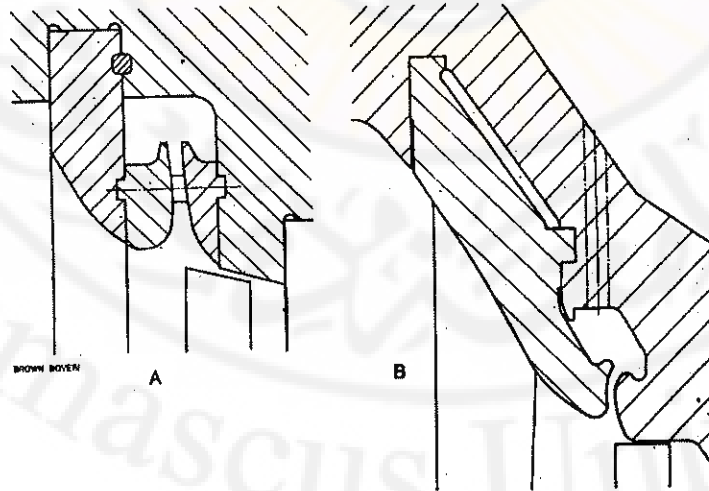
إذا كان المقطع المتضيق $AB = l_0$ غير عامودي على الخط الوسطي للريشة عند نقطة الخروج A، فإن الزاوية α_1 ستكون مختلفة عن الزاوية التي يشكلها الخط المتوسط نفسه

مع مقدمة الطوق. الفرق بين الزاويتين (عادةً صغير) يطابق الانحراف $\Delta\theta_d$ الذي ناقشناه سابقاً والذي لاحظناه لنظام تحت صوتي.

8.6 دراسة مرحلة أخيرة من عنفة ذات استطاعة كبيرة

في المرحلة الأخيرة من عنفة بخارية، حيث نحافظ على ضغط منخفض جداً عند مخرجها (0,04 ... 0,05 بار) بفضل عمل المكثف، الحجم النوعي للمائع كبير جداً. ومن أجل عنفة ذات استطاعة مرتفعة فإن التصريف الحجمي لهذه المرحلة يصبح مهماً. وبهدف تحقيق مقطع مناسب لمرور المائع في طوق الريش، فإن صانعي هذه الآلات يحاولون إعطاء قيم كبيرة للقطر الوسطي للمرحلة D ولارتفاع الريش b . بدراسة القوى الجاذبة الواجب تطبيقها على الريش المتحركة، فقد تأكد أنه من المفيد زيادة طول الريشة b بدلاً من القطر الوسطي للدولاب D أي زيادة النسبة b/D . إضافة إلى ذلك فإن الزيادة المهمة في التصريف الحجمي خلال التمدد تفرض زيادة ارتفاع الريش والشفرات منذ المدخل 0 وحتى الخروج من الآلة 2.

نقودنا هذه الحالة إلى ترتيب للمرحلة يطابق الشكل (6-32)، والتي من أجلها لم يعد بالإمكان كما فعلنا سابقاً تقريب $u_1 = u_2$.

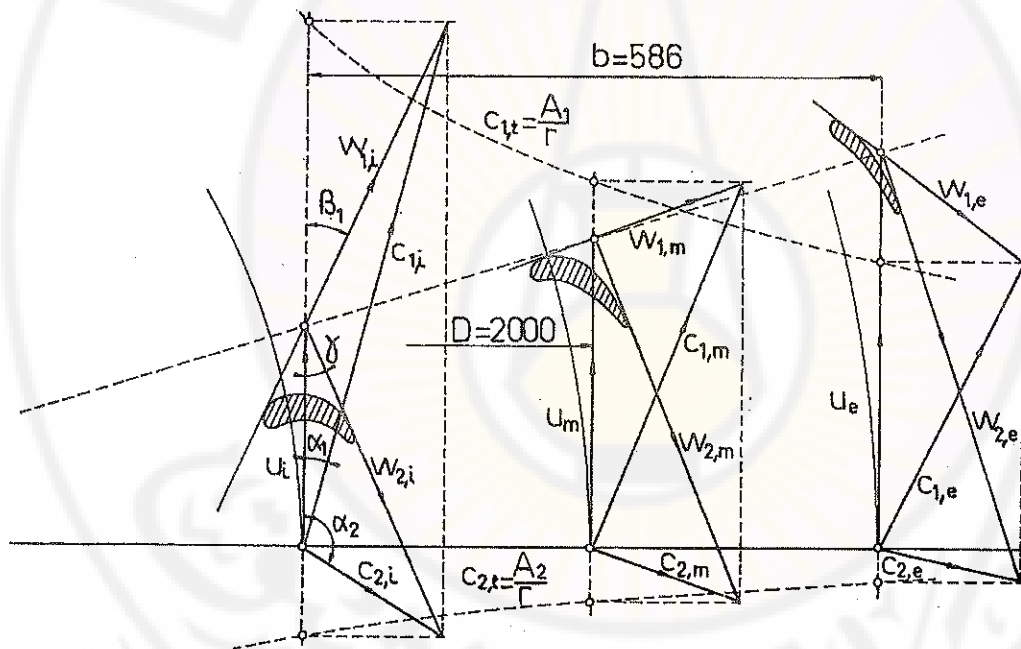


الشكل (6-32)

وجد نظرياً أنه يمكن إنشاء مراحل عنفية ذات نسبة b/D تساوي إلى:

$$\frac{b}{D} = 0,298 \dots 0,35 \dots$$

وبالقبول أولاً أن درجة رد الفعل تختلف على طول الريشة من $R=0$ عند جذر الريشة حتى $R=... 0,7 ...$ تقريباً عند القمة، بالإضافة إلى السماح بتغير طفيف لمركبات السرعة المحيطة $c_{2,a}$ و $c_{1,a}$ مع تغير نصف القطر r ، وبإعطاء معامل التصريف δ_2 قيمة أكبر من δ_1 ، فإن النسبة $k = \delta_2 / \delta_1$ يمكن أن تصل إلى $k = ... 1,5 ...$. إن التغيرات الملحوظة لـ R وللسرع المحورية مع نصف القطر تصبح أكثر أهمية كلما زادت قيمة النسبة b/D .



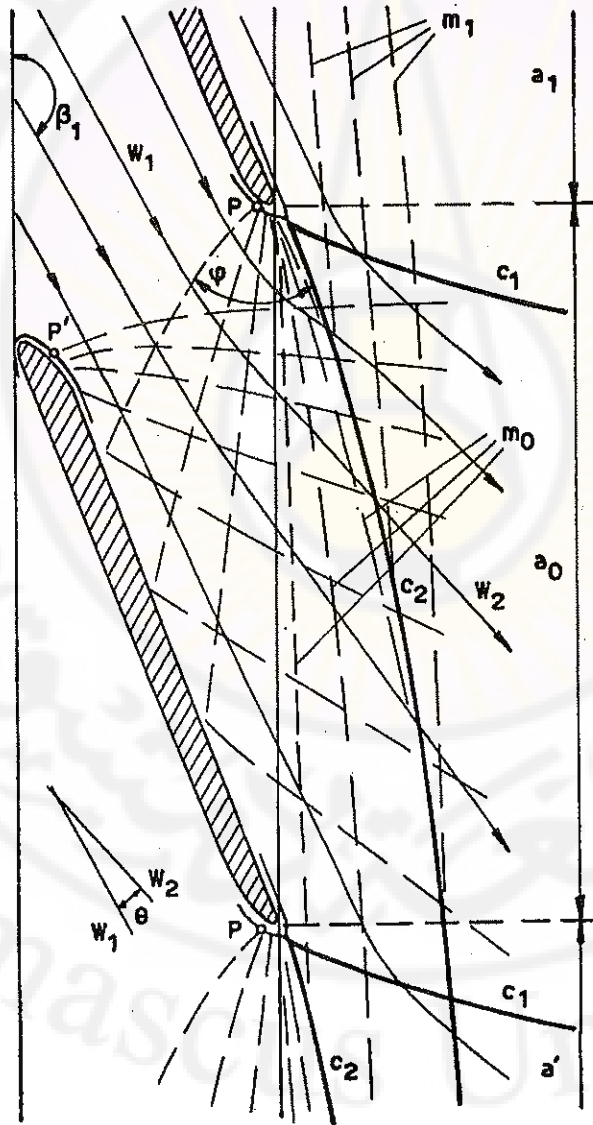
الشكل (6-33)

من أجل قيم b/D تتراوح بين $0,35 \dots 0,33 \dots$ فإن شكل الريش عند الجذر من أجل تأمين عمل فعل وبروفيل متناظر تقريباً، يأخذ كلما اقتربنا من نهاية الريشة انحناءً يقل بالتدرج. في الوقت نفسه كلما ازدادت درجة رد الفعل من الداخل نحو الخارج، فإن بروفيل الريشة يتغير بالتتابع كما هو معتبر حسب تسلسل الأشكال من (5-14) حتى (5-17) أو من (5-20) حتى (5-23). إضافة إلى أن البروفيل ينحرف بالتدرج نحو الخلف وتصل الزاوية β_1 عند نصف قطر محدود إلى $160^\circ \dots 150^\circ$ ، وتمثل الريشة

تقوساً يتناقص بالتدرّج حتى تصبح مستوية تقريباً، ويوضح الشكل (33-6) هذا التحول في بروفيل الريشة من الداخل نحو خارج المرحلة.

إن الأبعاد الهامة لدولاب الخروج من العنفة تخصص أيضاً للسرع المحيطية قيماً كبيرة جداً. من أجل دولاب يدور بسرعة 3000 tr/mn وأبعاده $b = 970$ mm ، $D = 2700$ mm ، ومنه $b/D = 0,36$ ، لدينا بالتتابع عند الأقطار (الداخلي، الوسطي، الخارجي)

$$\begin{aligned} r_i &= 0,865 \text{ m}, & r_m &= 1,35 \text{ m}, & r_e &= 1,835 \text{ m}, \\ u_i &= 272 \text{ m/s}, & u_m &= 424 \text{ m/s}, & u_e &= 576 \text{ m/s}. \end{aligned}$$



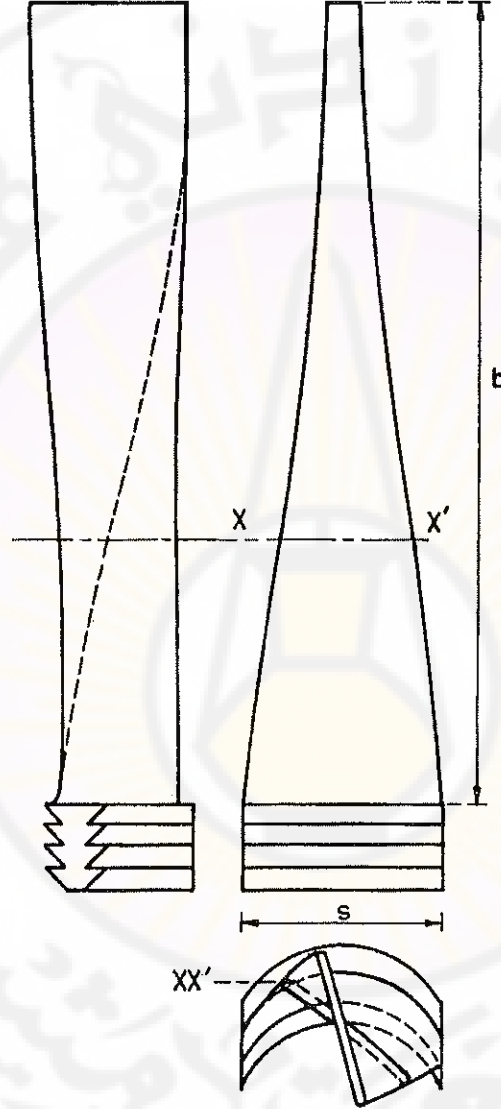
الشكل (34-6)

مع هذه السرعة المحيطية، فإن المرحلة يمكن أن تحقق هبوطاً كبيراً بالأنثالي في شروط عمل جيدة، مما يبين أن الجزء المأخوذ بالمرحلة الأخيرة من الآلة لإنتاج العمل المحرك هاماً. من جهة ثانية باعتبار مثلثات السرعات وبفرض أنه عند جذر الريش (حيث لدينا $R=0$) فإن السرعة C_1 مرتفعة أساساً، السرعة النسبية w_2 تصبح مهمة عند رأس المرحلة. وبما أن سرعة الصوت في المائع تنخفض مع درجة الحرارة. نجد أن جريان المائع في طوق الريش يمكن أن يصبح في الحركة النسبية (السرعة w) فوق صوتي عند نصف القطر الوسطي r_m . وهكذا فإنه من غير الممكن إعطاء الأقنية المتشكلة بين الريش بروفياً متباعدة.

عند نهايات الريش المختلفة p المبينة في الشكل (6-34) يسيطر عند مخرج الطوق ضغط خارجي p_e ، بينما المائع يصل هناك إلى سرعة الصوت، مع الضغط الحرج p_c . أول موجة تمدد تنتشر بدءاً من الحروف p في البخار بحركة وفق سطح يعمل عند كل مستوى، مع اتجاه الحركة بزاوية ماخ α_1 ؛ كما في الحركة النسبية لدينا في النقطة p : $M_w=1$ سيصبح لدينا $\alpha_1 = \frac{1}{2}\pi$. سيسبب التمدد تسارعاً للمائع عمودياً على هذا المستوي. بما أن المائع لم يصل بعد إلى الضغط p_e ، فإن انقطاعاً جديداً سينتشر وفق زاوية لماخ أصغر من α_1 ، منتجاً زيادة جديدة بالسرعة وانحرافاً جديداً. يحصل بالطريقة نفسها تمددات متعاقبة، تفوق المائع حتى الضغط p_e ؛ يتوضع الجميع في مجال الزاوية φ . لكن بدءاً من النقطة p' للريشة، يتشكل جريان آخر بين الريش الشكل (6-34). بفضل الانعكاسات على سطح الريشة وفق موجات مستقرة تأتي من الجريان حول p ومن توضع التمددات القادمة من أقنية متتابعة للدولاب، تظهر موجتا صدم تفصل بينهما الخطوة a . تلك السرعة c_1 ناتجة من استحالة اختراق الجريان الذي يترك سطح الريشة، ويوافق إذن انقطاعاً في الضغط باتجاه الجريان؛ وتلك c_2 الحاصلة من التلاقي بين سطوح التمدد m_0 و m_1 المنطلقة من النقاط p لريشتين متجاورتين والتي لا تطابق مطلقاً الضغط نفسه.

عند نهاية التحول تصبح السرعة w_2 للمائع أعلى من w_1 ، واتجاه السرعة يتغير بزاوية مقدارها θ . بسبب انخفاض الضغط داخل زاوية تقاطع السطحين φ بين مقطع الدخول pp' والمخرج، ينتج فرق في الضغط على السطحين لكل ريشة.

يوضح الشكل (35-6) نوعاً من الريش ذات أبعاد كبيرة ($b = 700 \dots 1000 \text{ mm}$) من أجل عنفة تدور بسرعة 3000 دورة/ دقيقة، و $b = 1300 \dots 1400 \text{ mm}$ من أجل سرعة 1500 أو 1800 دورة/ دقيقة) مدروسة لنظام الجريان الذي سبق وصفه.



الشكل (35-6)

تمثل هذه الريش عرضاً كبيراً عند الجذر والتواءً مهماً، مما يؤدي إلى صعوبات كبيرة لحسابات المقاومة الميكانيكية وأيضاً تلك المنسوبة للاهتزازات.



العنفات الكاملة

- 1.7 البنية العامة للعنفة الكاملة
- 2.7 الخواص الأساسية للعنفة الكاملة
- 3.7 حساب عدد المراحل لعنفة بخارية
- 4.7 العنفات المتعددة الخلايا
- 5.7 العنفات ذات الطبلة
- 6.7 العنفات المختلطة
 - 1.6.7 الدولاب الأول ذو فعل وبخ جزئي للبخر
 - 2.6.7 مرحلة الضبط والمعايرة
 - 3.6.7 الخصائص الإنشائية للمراحل ذات الضغط المنخفض
- 7.7 الضياعات الإضافية والمردود الإجمالي لمرحلة من عنفة
 - 1.7.7 معدلات تصرف المائع المتسرب
 - 2.7.7 احتكاك الأقراص الدوارة في العنفات المتعددة المراحل
 - 3.7.7 ضياعات التهوية المسببة بوساطة دولاب ذي حقن جزئي
- 8.7 تأثيرات تحسين الدورة الحرارية وزيادة الاستطاعة في البنية الإنشائية للعنفة

- 9.7 تشغيل المرحلة العنفيه على البخار الرطب
1.9.7 خط ويلسون (WILSON)
2.9.7 تأثير الرطوبة في مردود مرحلة عنفيه
3.9.7 تآكل الريش المتحركة وطرق طرح الرطوبة من مجرى العنفه

10.7 اختيار جملة تصريف البخار

11.7 نظام مانعات التسرب في العنفات

- 12.7 القوى المحورية المؤثرة في دوار العنفه وطرائق موازنتها
1.12.7 تصنيف القوى المحورية المؤثرة في مرحلة عنفيه
2.12.7 طرائق موازنة القوى المحورية

الغففات الكاملة

1.7 البنية العامة للعنفة الكاملة

تحتوي العنفة البخارية ذات الاستطاعة العالية على عدد من الخلايا أو المراحل مركبة على التسلسل، وتزود في مقدمتها بدولاب فعلي بسيط أو بدولاب مزدوج (دولاب كورتيس).

يمر البخار الخارج من مولد البخار بصمام إغلاق وبعده صمامات تتحكم بتدفق البخار قبل دخوله إلى المرحلة الأولى للعنفة. كما يخرج البخار من المرحلة الأخيرة لينساب داخل المكثف عبر قناة العادم.

تنتقل الاستطاعة الميكانيكية إلى الآلة المستقبلية بواسطة محور مركب على مضاجع.

يبين الشكل (1-7) البنية العامة لعنفة بخارية تحوي على دولاب كورتيس و36 مرحلة رد فعل. وتتكون هذه المنشأة من الأجزاء التالية:

- (1) مجرى الدخول، (2) دولاب كورتيس، (3) مراحل رد الفعل (36 مرحلة)، (4) صمام التغذية، (5) تصريف البخار المتسرب من خلال وصلات الكتامة في منطقة الضغط العالي، (6) صمام الدخول، (7) منظم، (8) مضخة الزيت، (9) مضجع، (10) وصلات الكتامة في منطقة الضغط العالي، (11) طبلية توازن قوى الضغط المحوري، (12) مجرى استنزاف البخار، (13) وصلات كتامة في منطقة الضغط المنخفض، (14) مضاجع، (15) قارنة، (16) مثبت السرعة البطيئة: يستخدم هذا الجهاز في الغففات البخارية لإبقاء الآلة تدور بسرعة بطيئة (قبل التحميل وبعد توقيف العنفة) وذلك لتجنب التمدد أو التقصص غير المتجانس للدوار، (17) تصريف البخار المتسرب من خلال وصلات الكتامة في منطقة الضغط المنخفض، (18) قناة العادم.

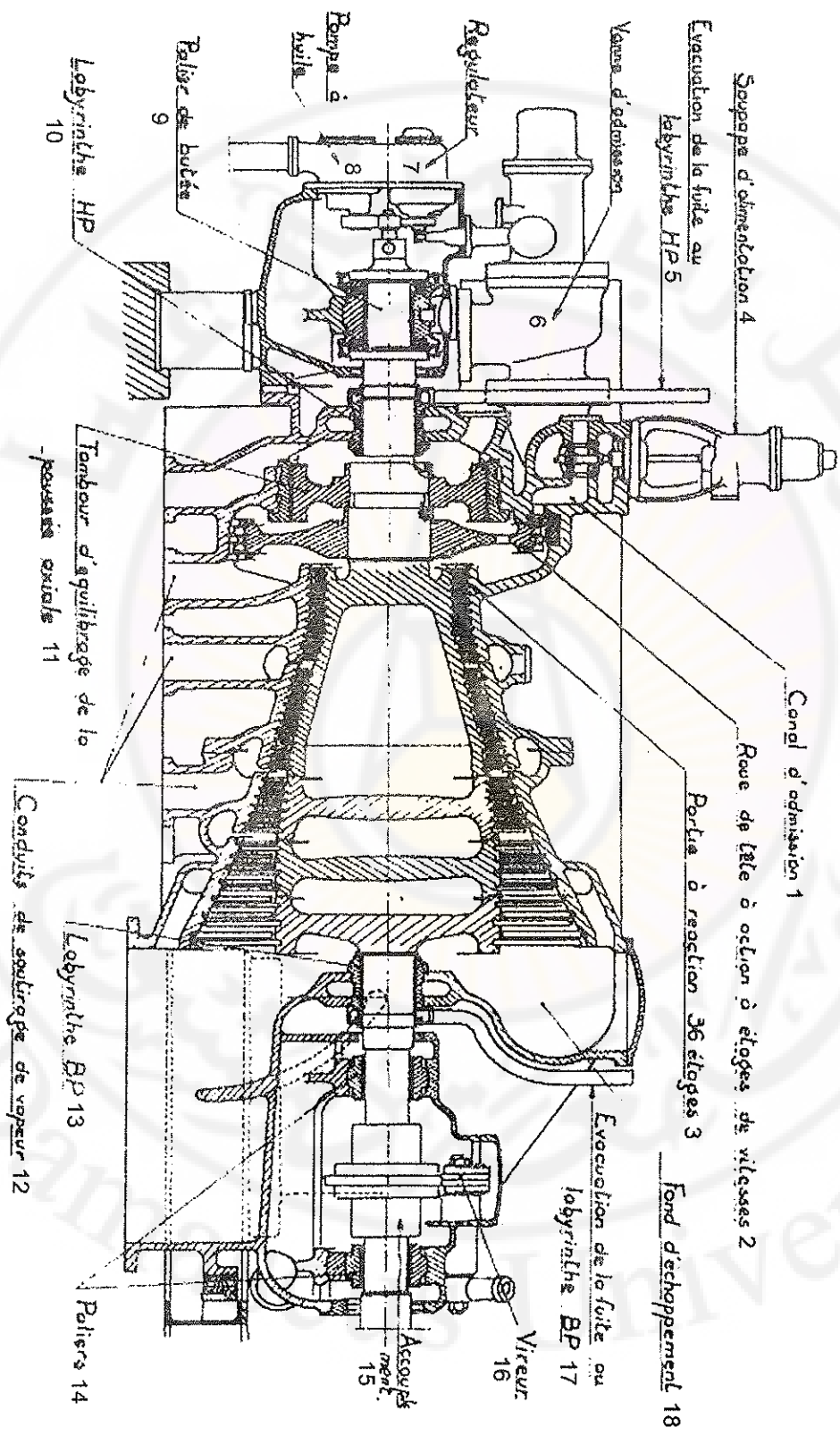


Fig. 7.1. — Turbine à condensation à un corps. Construction Brown-Boveri.

(1-7) ١٣١١

2.7 الخواص الأساسية للعنفة الكاملة

تتركز الخواص الأساسية للعنفة الكاملة: بسرعة الدوران، الاستطاعة، معدل تصرف البخار، والمردود.

بصفة عامة يفضل بالنسبة لتكاليف الإنشاء أن تتكون العنفة من جسم واحد. ولكن هذا غير ممكن في العنفات ذات الاستطاعات الكبيرة وذلك لأن الدوار يصبح طويلاً بحيث لا يمكن تركيبه بأمان على مضجعين فقط كما هي الحال في العنفة ذات الجسم الواحد.

لهذا تقسم العنفة البخارية ذات الاستطاعة العالية جداً إلى عدة أجسام:

- الجسم الأول يقابل الضغط العالي (haute pression HP)

- الجسم الثاني يقابل الضغط المتوسط (moyenne pression MP)

- الجسم الثالث يقابل الضغط المنخفض (basse pression BP)

غالباً ما تقسم عنفة الضغط المنخفض (BP) إلى قسمين يعملان بالتوازي وذلك لتجنب المقاطع الكبيرة في المراحل الأخيرة، وتسمى العنفة ذات الفيضين.

في حالة إعادة تسخين البخار في الدارة فإن الضغط الذي تتم عنده هذه العملية، يثبت الحد الفاصل بين مرحلة الضغط العالي ومرحلة الضغط المتوسط، ويوضح الشكل (2-7) مثلاً لعنفة استطاعتها 150 - 200 MW .

يحتوي كل جسم من العنفة على مجموعة مراحل، مرتبة على التسلسل بحيث أن سرعة الخروج من مرحلة c_2 تساوي قدر الإمكان سرعة الدخول إلى المرحلة التالية: ويجب من أجل هذا أن تتحقق المساواة بين زوايا الخروج والدخول حسب العلاقة الآتية:

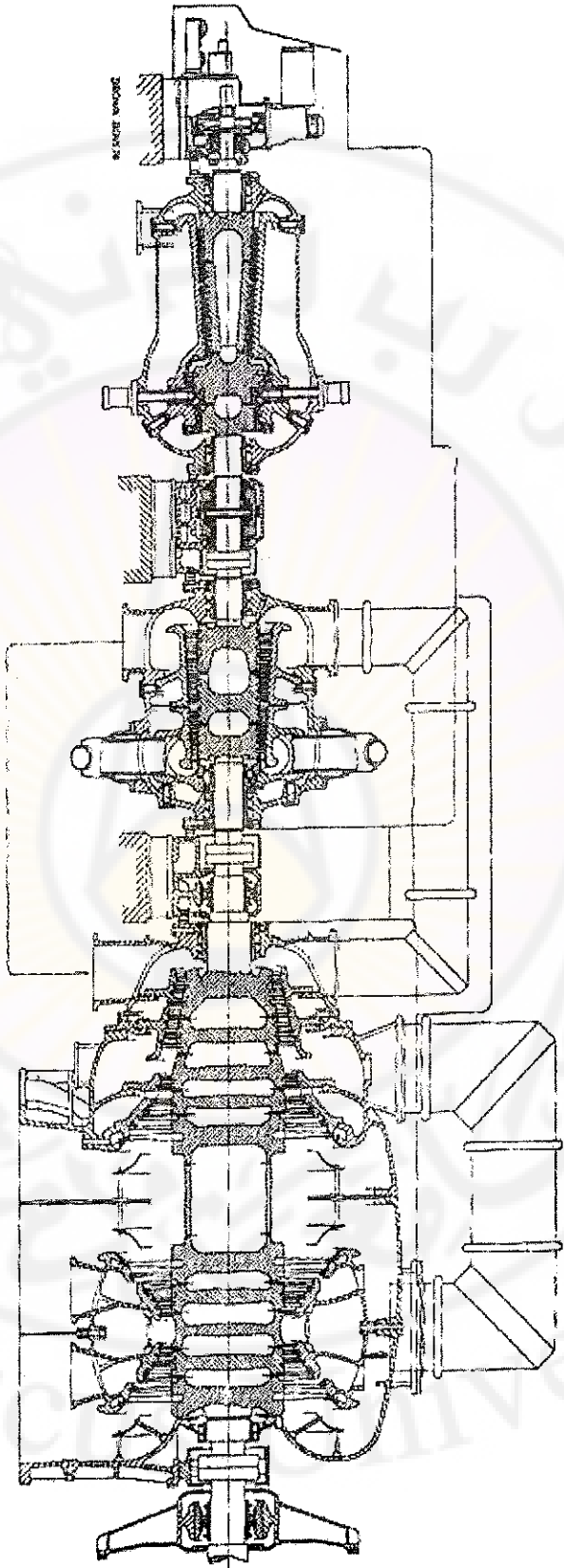
حيث:

$$a_{2,i} = a_{0,i+1}$$

i و $i+1$ يعني مرحلتين متتابعتين.

تقع عادة الأجزاء الدوارة للأجسام المختلفة على محور الدوران نفسه، وترتبط مباشرة مع المنوبة. وبما أن تواتر التيار المتولد يساوي f Hz هيرتز، فإن سرعة دوران العنفة المرتبطة مع المنوبة ذات القطبين يجب أن يكون $(n = 60f \text{ tr/mn})$ دورة/دقيقة، مما يعطي القطر الوسطي للدولاب D (عند الارتفاع المتوسط للريش) سرعة محيطية:

$$u = \pi D f$$



الشكل (2-7): عتقة ارتدادية استطاعتها 175 MW ذات إعادة تسخين تعمل بضغطه 180 bars ... 175 درجة حرارة 570°C ومساء تبريد درجة حرارته 15°C . تضم هذه العتقة 3 أجسام. الأول جسم الضغط العالي HP يضم مرحلة معايرة واحدة بولاب كورتيوس و 21 مرحلة رد فعل، ويضم جسم الضغط المتوسط MP (17) مرحلة ارتدادية، بينما يضم جسم الضغط المنخفض BP جزء ذو تدفق علالي يمثلته 8 مراحل، متبوعة بـ 3 تدفقات على التوالي كل منها بـ 5 مراحل. الآلة مزودة بـ 7 مأخذ استنزاف، مما يسمح برفع درجة حرارة مياه التغذية إلى 250°C . يقع مضجج الصدم بين جسمي الضغط العالي HP والضغط المتوسط MP. فقط جسم الضغط العالي HP هو الوحيد المزود بمكبس معايرة، يعوض الدفع المحوري لجسم الضغط المتوسط MP بالجزء غير المتناظر من جسم الضغط المنخفض BP.

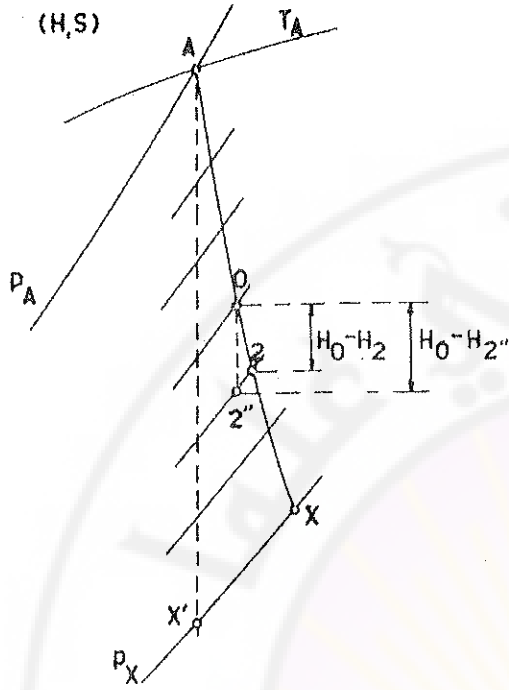
وبشكل عام عندما تكون $f = 50 \text{ Hz}$ فإن سرعة الدوران $n = 3000 \text{ tr/mn}$ ؛ وفي الولايات المتحدة الأمريكية فإن تواتر التيار $f = 60 \text{ Hz}$ وسرعة الدوران $n = 3600 \text{ tr/mn}$.

أما بالنسبة إلى العنفات المرتبطة بآلات أخرى فإنها يمكن أن تدور بسرعات مختلفة (عادةً أعلى).

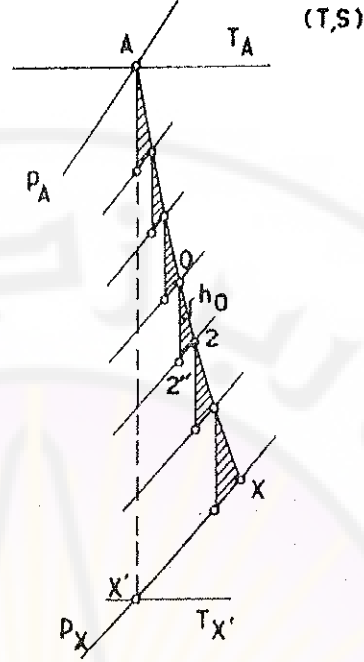
سنفترض فيما يلي أنه من أجل $f = 50 \text{ Hz}$ فإن $n = 3000 \text{ tr/mn}$.

تفيدنا دراسة الدارة التي تتبعها العنفة، بإعطاء معلومات حول الشروط المثالية لحالات مائع التشغيل عند الدخول والخروج من هذه الآلة. كما يسمح لنا بعد الأخذ في الحسبان لتمدد البخار الحاصل، بحساب التصرف أو التصرفات الكتلية G والضرورية للحصول على الاستطاعة المطلوبة. أما إذا احتوت الدارة على عمليات استنزاف للبخار، فإن معدل تصرف البخار لا يبقى ثابتاً على طول مجرى المائع، وإنما يتناقص بالكمية المأخوذة في واحدة الزمن عند كل عملية استنزاف. ويعتمد حساب هذه التصرفات على تقدير العمل المحرك τ_m لواحدة التصرف الكتلي، في نقطة ثابتة من الدارة، وعلى سبيل المثال مخرج الآلة من أجل دارة ذات استنزاف.

يحتاج حساب العمل المحرك الكلي للعنفة τ_m بالنسبة لواحدة كتلة المائع إلى معرفة الإنخفاضات بالانثالي في الأجسام المختلفة. وعند تقدير هذه الإنخفاضات في الانثالي يجب الأخذ في الحسبان المردود الداخلي النسبي $\eta_{s,i}$ للتمدد الكلي في الآلة (أو في أجزاء من الآلة). وتعتمد قيمة هذا المردود على مراديد التمدد المحققة في المراحل المختلفة، والتي تم حسابها سابقاً بالعلاقة (4-49) الفصل الرابع، ولكن المصححة بحيث تأخذ هذه العلاقة بعين الاعتبار ضياعات الطاقة الحركية غير المسترجعة أو التي يتم الاستفادة منها بشكل جزئي لدى مرور البخار من مرحلة إلى التي تليها، بالإضافة إلى عدد من الضياعات الإضافية والتي سنشير إليها لاحقاً. ومع ذلك نلاحظ أن المردود $\eta_{s,i}$ هو دائماً أعلى من متوسط مراديد التمددات في المراحل المختلفة. يمثل الشكل (7-3) عدداً من التمددات الجزئية المحققة في مراحل متتالية، وبما أن الهبوط الايزوننتروبي للانثالي من أجل المرحلة i هو $H_0 - H_2$ والهبوط الفعلي $H_0 - H_2$ حيث تعطي النسبة بينهما المردود $\bar{\eta}_d$.



الشكل (3 - 7)



الشكل (4 - 7)

لنقارن الآن بين متوسط مراديد التمددات في المراحل $\bar{\eta}_d$ والمردود الداخلي النسبي للتمدد الكلي على طول العنفة فنجد:

$$\bar{\eta}_d = \frac{\Sigma(H_0 - H_2)}{\Sigma(H_0 - H_{2''})}$$

و

$$\bar{\eta}_{si} = \frac{H_A - H_X}{H_A - H_{X'}}.$$

وفي الحقيقة لدينا:

$$H_A - H_X = \Sigma(H_0 - H_2).$$

ولكن منحنيات ثبوت الضغط في إحداثيات (H, S) توضح أنه لدينا: —————

$$H_A - H_{X'} < \Sigma(H_0 - H_{2''}) = (1 + \varepsilon)(H_A - H_{X'}), \quad (1-7)$$

حيث ε معامل ذو قيمة موجبة دائماً ويميز عملية إعادة تسخين البخار بأعمال الاحتكاك، وهكذا نحصل على العلاقة التالية:

$$\eta_{si} = (1 + \varepsilon) \bar{\eta}_d > \bar{\eta}_d \quad (2-7)$$

إن تقدير قيمة المعامل ε يتم ببساطة على منحنى (T, S) ، الشكل (4-7)، بدءاً من تعريف المردود البوليتروبي. حيث يعرف هذا المردود من أجل التمدد الكامل بالعلاقات:

$$\eta_p = \frac{\tau_m}{\tau_m + \tau_f} = \frac{\int_X^A v dp - \tau_f}{\int_X^A v dp} = \frac{H_A - H_X}{\int_X^A v dp + h} = \frac{H_A - H_X}{H_A - H_{X'} + h} \quad (3-7)$$

حيث h تمثل مساحة سطح المثلث AXX' على منحنى (T, S) . يرتبط هذا المردود البوليتروبي بالمردود η_{si} بالعلاقة:

$$\eta_{si} = \eta_p \left(1 + \frac{h}{H_A - H_{X'}} \right) \quad (4-7)$$

وبطريقة مماثلة لتلك التي حصلنا من خلالها سابقاً على علاقات التمدد البوليتروبي، يمكننا أن نكتب بالنسبة للتمدد AX ، بأخذ القيمة الوسطية لأس الإجراء البوليتروبي m ، العلاقات التالية:

$$pv^m = c^{\text{te}} \quad \text{بفرض}$$

فإن:

$$\eta_p = \frac{k}{k-1} \frac{m-1}{m} \quad \text{و} \quad \eta_{si} = \frac{1 - \left(\frac{p_X}{p_A} \right)^{\frac{m-1}{m}}}{1 - \left(\frac{p_X}{p_A} \right)^{\frac{k-1}{k}}} \frac{1 - x_m}{1 - x_k}$$

توضح هذه العلاقات أن المردود η_p لا يتعلق بنسبة الضغوط P_X/P_A بينما يعتمد المردود η_{si} على هذه النسبة. ينتج من العلاقة (3-7) أنه لدينا:

$$H_A - H_X = \eta_p (H_A - H_X + h) \quad (5-7)$$

وبفرض أن e عدد المراحل المحققة على طول التمدد الكلي AX . فإنه يمكن من أجل كل مرحلة مدروسة بشكل منفصل أن نكتب علاقة مشابهة للسابقة:

$$H_0 - H_2 = \eta_p (H_0 - H_2 + h_0)$$

حيث يحافظ المردود η_p على القيمة نفسها، ولكن h_0 تمثل سطح المثلث $022''$.

وبفرض أن المراحل المختلفة e لها نفس الخواص، فإن العلاقة (1-7) تصبح إذن:

$$\Sigma(H_0 - H_2) = e(H_0 - H_2) = (1 + \varepsilon)(H_A - H_{X'}) \quad (6-7)$$

وبما أن المثلثات h_0 ($022''$) جميعها متساوية، ومثابهة على نحو كبير للمثلث h (AXX')، فإن نسبة الأبعاد h و h_0 تعطي e ونسبة سطحيهما تعطي e^2 ، مما يقود إلى العلاقة التالية:

$$h = e^2 h_0 \quad (7-7)$$

وهكذا نجد $H_A - H_X = e(H_0 - H_2) = \eta_p e(H_0 - H_2 + h_0)$

مما يسمح، بعد الأخذ في الحسبان للعلاقات (5.7)، (6.7) و (7.7)، باستنتاج أن:

$$H_A - H_{X'} + h = e(H_0 - H_2) + eh_0 = (1 + \varepsilon)(H_A - H_{X'}) + eh_0$$

وأخيراً:

$$\varepsilon = \frac{h - eh_0}{H_A - H_{X'}} = \frac{h}{H_A - H_{X'}} \left(1 - \frac{1}{e}\right) \quad (8-7)$$

وإذا تزايد عدد المراحل e حتى اللانهاية نجد:

$$\lim \varepsilon = \frac{h}{H_A - H_{X'}} = \varepsilon_\infty$$

يحدد هذا الاستنتاج لمعامل إعادة التسخين القيمة التالية:

$$\varepsilon = \varepsilon_\infty \left(1 - \frac{1}{e}\right) \quad (8'-7)$$

الذي يمكن حسابه بمجرد اختيار عدد المراحل e ، لأن ε_∞ محدد بالتمدد AX بشكل كامل، مما يعطي تبعاً للعلاقة (4.7):

$$1 + \varepsilon_\infty = \frac{\eta_{si}}{\eta_p} = \frac{k-1}{k} \frac{m}{m-1} \frac{1-x_m}{1-x_k} \quad (9-7)$$

نلاحظ أيضاً أنه إذا اتجه عدد المراحل e نحو اللانهاية، فإن جميع المثلثات h_0 تتلاشى، وتتجه قيمة المردود البوليتروبي η_p نحو $\bar{\eta}_p$ ، كما نرى من مقارنة العلاقات (2-7) و (4-7).

يعطي المخطط الموضح في الشكل (5-7) من أجل قيمة $k = 1,3$ (بخار محمص) و m تتراوح بين 1,271 ... 1,226 قيم ε_∞ كتابع للنسبة p_A/p_X .
بمعرفة العمل الكلي للعنف τ_m لكل kg من المائع المار، وبالأخذ في الحسبان للاستطاعة التي تعطيها الآلة، يمكن تحديد التصريفات الكتلية G التي تمر خلال الأجزاء المختلفة من الآلة؛ والتي تطابق خلال تمددها تصرفاً حجمياً Gv (حيث v الحجم النوعي للبخار).

ومن أجل كل مرحلة قطرها الوسطي D وارتفاع ريشها b ، يجب أن يكون لدينا:

$$Gv = \pi D b c_{l,a} = \pi D b \delta u = 50 \pi^2 D^2 b \delta \quad (10-7)$$

لأن $u = 50\pi D$. كما أن الحجم النوعي v يتغير خلال التمدد بنسب معتبرة.

بفرض أن شروط النقطة A هي:

$p = 140 \text{ bars}$ و $t = 540^\circ\text{C}$ ، فإن الحجم النوعي $v = 0,0243 \text{ m}^3/\text{kg}$ ، وأن الشروط العادية في النقطة X هي:

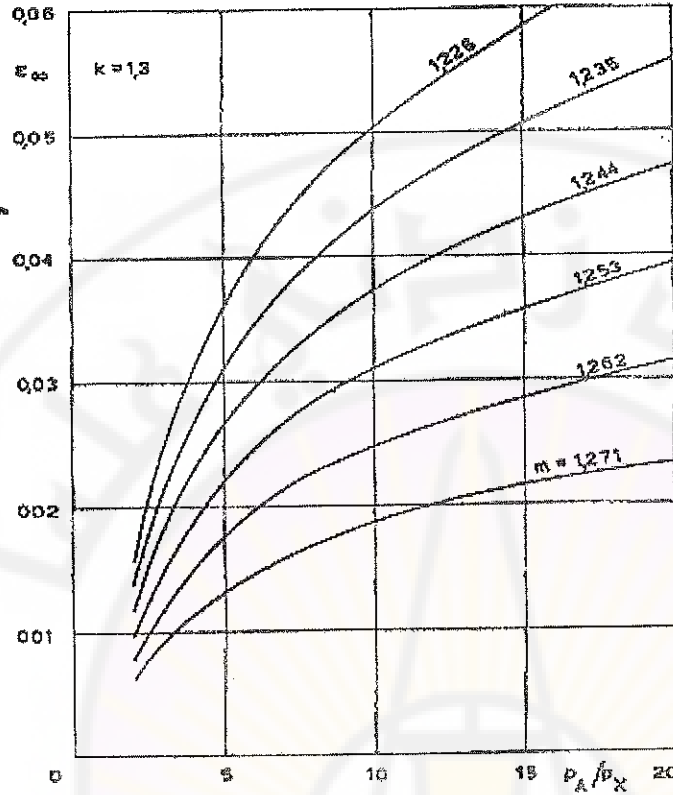
$p = 0,04 \text{ bars}$ ، وكسر الجفاف $x = 0,90$ ، فإن الحجم النوعي $v = 31,5 \text{ m}^3/\text{kg}$.

نجد من أجل آلة استطاعتها 150MW، بأن معدل تصريف البخار من العنف عند المخرج (نحو المكثف) يساوي تقريباً $80 \dots \text{kg/s}$... تبعاً لخاصية الدارة (إعادة تسخين — عدد مآخذ الاستنزاف)، بينما يمكن لمعدل التصريف عند الدخول إلى مرحلة الضغط العالي (HP) أن يكون أكبر بـ 40 إلى 50% من التصريف المحسوب عند مخرج العنف. كما أن قيم الحجوم المطابقة Gv هي:

$$(Gv)_A = \dots 2,80 \dots \text{m}^3/\text{s}$$

$$(Gv)_A = \dots 2,500 \dots \text{m}^3/\text{s}$$

إذا رغبتنا في إعطاء قيم كافية لارتفاع الريشة b عند مدخل العنف (25 ... 30 mm)، فإن القيمة المنخفضة لـ $(Gv)_A$ تجبرنا على تحديد قيم صغيرة لكل من القطر الوسطي D ومعامل التصريف δ :



الشكل (5-7)

لهذا السبب فإن القطر الوسطي للمراحل عند بداية التمدد محدد من 600 ... 700 mm. وفي هذه الحالة فإن قيمة السرعة المحيطية u تساوي تقريباً 100 m/s. وبالعكس فإن زيادة قيمة $((Gu)_X)$ عند مخرج العنفة — تجربنا على إعطاء قيم كبيرة لكل من D و b و δ . ومن أجل عنفة تدور بسرعة 3000 tr/min، فإن ارتفاع الريش يمكن أن يصل إلى قيمة أعظمية تتراوح بين 950 ... 1000 mm. كما أن تحديد الشكل المتغير لبروفيل هذه الريش وطرق إنشائها يطرح مشكلات صعبة الحل. من جهة ثانية فإنه يجب تحديد قيمة القطر الوسطي وفقاً للقوة النابذة التي تخضع لها الريش، لذا فإن هذا القطر يجب أن لا يزيد عن 2500 ... 2700 mm، إلا في حالات نادرة، كاستخدام معادن خاصة لصناعة الريش ذات كتلة حجمية أقل (كالتيتان مثلاً)، وتصل السرعة المحيطية عند الارتفاع المتوسط للمرحلة إلى 400 m/s. في هذه الظروف فإن مقطع الخروج يمكن أن يصل إلى $7 - 8,5 m^2$ ، والذي بالإضافة إلى قيم كبيرة لـ δ (مما يعطي مجالاً أكبر لضياعات السرعة النهائية المتبقية) غير كاف للتدفق

$(Gv)_x$. يقود هذا الارتفاع في قيمة سطح مقطع الخروج إلى زيادة عدد أقنية العادم أي جداولها بـ 2, 3... وبالتالي وضع عدد مكافئ من التدفقات على التوازي، أي تقسيم مرحلة الضغط المنخفض إلى عدد من الأجسام، كلما تطلبت ذلك المعادلة (7-10).

3.7 حساب عدد المراحل لعنفه بخارية

وجدنا سابقاً في حالة المراحل الارتدادية، أن السرعة المطلقة c_1 والسرعة النسبية w_2 محددتان بالشرطين التاليين:

- يتم الحصول على سرعتين c_1 و w_2 من الفوهات الثابتة والقنوات المتشكلة بالريش المتحركة وذلك عن طريق جعلها متقاربة، ولا تتطلب هذه السرعة الوصول بنسبة التمدد إلى أقل من النسبة الموافقة للقيمة الحرجة.
- يجب أن تكون قيمة السرعة c_1 متلائمة مع السرعة المحيطية u بحيث نحصل على القيمة الأمثلية لـ σ .

يجب الأخذ في الحسبان هذا الشرط الأخير على نحو مفضل، أما الشرط الأول فإنه لا يتدخل إلا للمراجعة من حيث المبدأ.

تقابل القيم الأمثلية لـ σ قيمة أمثلية لمعامل الضغط μ .

كما يمكن تقدير قيمة μ على نحو تقريبي من أجل الأنواع المختلفة من المراحل. يعطي المخطط المبين في الشكل (3-11) قيمة معامل العمل $\mu = \bar{\eta}_d \tau$. وجدنا لمرحلة فعل صافي ($R=0$) أن قيمة μ الأمثلية تساوي 4,95...، بينما لمرحلة ارتدادية فيها ($R=0,5$) فإن قيمته تساوي تقريباً 2,79...، وهذه القيم لا يمكن تطبيقها عملياً إلا باختيار معامل تصريف δ ، أو بوساطة المردود $\bar{\eta}_d$ الذي يمكن تحقيقه في المرحلة. باختيار نوع المرحلة ومعامل التصريف δ ، فإن الانخفاض الايزنتروبي للانثالي الذي يناسبها على نحو أمثلي يزداد إلى:

$$H_0 - H_{2'} = \mu \frac{u^2}{2}$$

وبمعرفة قيم الفرق بالانثالي أثناء التمدد الايزنتروبي الكلي $H_A - H_{X'}$ ، فإنه يمكن تحديد عدد المراحل كتقريب أولي من الحساب البسيط:

$$e = \frac{H_A - H_{X'}}{H_0 - H_2''} = \frac{2(H_A - H_{X'})}{\mu \bar{u}^2}$$

حيث $H_0 - H_2''$ و $\bar{u}^2$ القيم الوسطية لـ $H_0 - H_2''$ و $\bar{u}^2$ للمراحل المتوقعة، والمقدرة على نحو أمثل.

بالعودة إلى قيم معاملات الضغط μ التي حددناها سابقاً، فإنه يمكن استنتاج عدد المراحل e_A لعنفه فعل و e_R لعنفه رد فعل ذات معامل ارتداد $R=0,5$ ، من أجل التمدد الكلي نفسه "م مشابهة لـ $\bar{u}^2$ ، بالنسبة التالية:

$$\frac{e_R}{e_A} = \frac{\mu_A}{\mu_R} = \frac{...4,95...}{...2,79...} = ...1,8... \quad (11.7)$$

وهذه القيمة ليست بعيدة عن الواقع، عند مقارنة عفتين فعل ورد فعل بمعامل ارتداد $R=0,5$ ذات سرع محيطية متشابهة، ولهما نفس التمدد الكلي.

ولكن عدداً من الظروف تتدخل للإقلال من أهمية هذه المحاكاة البسيطة. نلاحظ أولاً أنه بسبب تغير القطر الوسطي D ، فإن الانخفاض بالانثالي يزداد من مرحلة إلى أخرى منذ دخول البخار إلى العنفة وحتى خروجه منها. لهذا السبب نجد أن الشرط الأول، العائد للبروفيل المتقارب والمطلوب بالنسبة للفوهات، يمكن أن يتدخل بدءاً من نقطة محددة خلال التمدد. وهذه الحالة تؤدي إلى سرعة مطلقة c_1 أقل، مما يجبر الصانع الذي يرغب بالحفاظ على قيمة مثالية لـ σ أن ينتقل بدءاً من لحظة محددة لمبدأ العمل ببرد الفعل. هناك ظاهرة إضافية تجعل هذا الترتيب حتمياً: لأنه عندما يصبح ارتفاع الريش كبيراً فإن التغير في السرعة المحيطية u من جذر الريشة وحتى رأسها للمرحلة يصبح مهماً. مما يقود إلى استخدام ريش ذات بروفيل متغير، يؤدي إلى درجة ارتداد محددة، وفي أكثر الأحيان متغيرة على طول الريش.

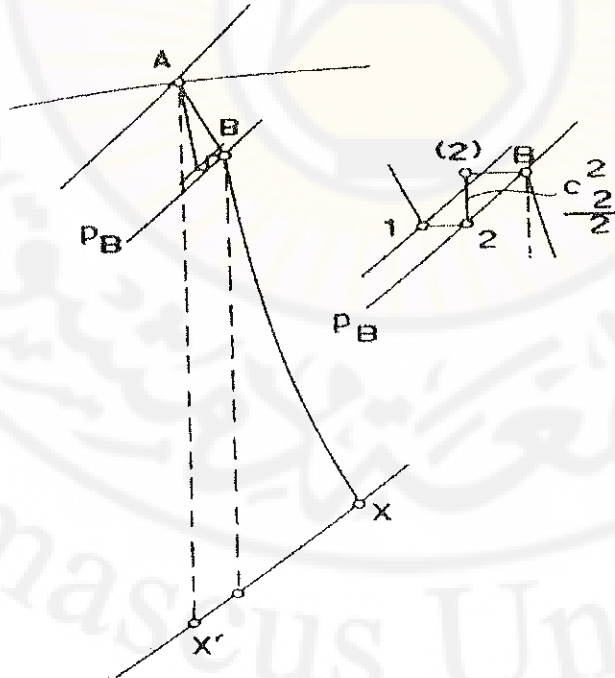
لهذه الأسباب فإن العنفات ذات الاستطاعة العالية لا يمكن أن تكون ذات فعل صافي. بالإضافة إلى ذلك نلاحظ أن قيمة معاملات الضغط μ المذكورة في المعادلة (11.7) تفرض قيماً عادية لمعامل التصريف δ (0,45 من أجل $R=0$) و (0,38 من أجل $R=0,5$).

في المراحل النهائية لعنفه حيث التصريف الحجمي $(Gv)_x$ يصبح كبيراً، فإننا نضطر إلى اختيار معاملات تصرف أكبر، مما يؤثر في معاملات الضغط كما يوضح الشكل (11-3). أضف إلى ذلك أن صانعي العنفات الارتدادية ذات الاستطاعة الكبيرة،

يمكن تقدير عدد المراحل لعنفة بشكل دقيق، وذلك بتقسيم التمدد الكلي بين حالة الدخول وحتى ضغط المكثف، إلى عدد من الشرائح حيث نستطيع تعديل خواص المراحل المتتالية. لذلك فإنه من الطبيعي اعتبار التمدد الذي يتم في كل مرحلة من الآلة على حدة:

HP، MP وBP.

نفترض أن التمدد AX' يتم في الجسم ذي الضغط العالي HP من عنة ذات إعادة تسخين، وبفرض أن حالة النقطة A والنقطة p_X محددان بدراسة الدارة. لنفرض أننا نريد تحقيق هذا التمدد بواسطة مرحلة واحدة معزولة ذات فعل صافي $R=0$ (مفضلة عن تلك التي فيها $R_{th}=0$) وعدد من المراحل الاندماجية عددها e ذات خواص معروفة. كما أن تطور تمدد البخار يتم وفقاً لمنحني (H, S) الموضح في الشكل (6-7).



الشكل (6-7)

نلاحظ أن الطاقة الحركية عند مخرج الدولاب الأول ضائعة، ولكنها تتحول إلى انتالبي في مجال يسيطر عليه الضغط p_B ، وهكذا فإن التمدد في المراحل المندمجة يبدأ في النقطة B.

بفرض أن قطر المرحلة المنعزلة D_0 ، بحيث يكون أكبر من قطر المراحل الاندماجية التي تليه وذلك لأسباب سنشرحها فيما بعد. لهذه المراحل الأخيرة، يزداد القطر من خلية إلى أخرى تبعاً لقانون محدد بحيث نأخذ في الحسبان، تبعاً للعلاقة (10.7)، الزيادة في الحجم النوعي للبخار. وبفرض أن هذا القانون خطي، فإنه إذا كان قطر المرحلة المندمجة الأولى D_1 فإن قطر المرحلة i يصبح:

$$D_i = D_1 + (i - 1)\Delta D$$

واستناداً إلى عدد الدورات المتوقعة للآلة، فإن السرعة المحيطية الموافقة لهذه الأقطار u_0, u_1 هي:

$$u_i = u_1 + (i - 1)\Delta u$$

إذا كانت المرحلة المنعزلة والمراحل المندمجة التي تليها تملك بالتتابع معاملات ضغط μ_0 و μ ، فإن عدد مراحل المجموعة المندمجة e يصبح، بعد الأخذ في الحسبان التسخين الملازم للاحتكاك، كما يلي:

$$(1 + \varepsilon)(H_A - H_{X'}) = \Sigma(H_0 - H_{2''}) = \frac{\mu_0}{2}u_0^2 + \frac{\mu}{2}\sum_1^e u_i^2 \quad (12-7)$$

ومع أن المرحلة الأولى من نوع يختلف (مع تبدد للطاقة الحركية عند المخرج) عن المراحل الاندماجية التي تليها، فإنه يمكن أيضاً في هذه المعادلة توضيح معامل التسخين ε وفق المعادلة (8'-7) المكتوبة من أجل $(1+e)$ مرحلة. من جهة ثانية، بما أنه لدينا:

$$u_i^2 = u_1^2 + 2(i-1)u_1\Delta u + (i-1)^2\Delta^2 u$$

فإننا نجد أيضاً العلاقة:

$$\sum_1^e u_i^2 = eu_1^2 + 2u_1\Delta u \sum_1^e (i-1) + \Delta^2 u \sum_1^e (i-1)^2$$

والتي يمكن فيها تبديل المجموع بقيمهم:

$$\sum_1^e (i-1) = \sum_1^{e-1} i = \frac{e(e-1)}{2}$$

و:

$$\sum_{i=1}^e (i-1)^2 = \sum_{i=1}^{e-1} i^2 = \frac{e(e-1)(2e-1)}{6}$$

بتعويض هذه القيم في المعادلة (12.7) نجد أخيراً العلاقة:

$$\left[1 + \varepsilon_{\infty} \left(1 - \frac{1}{1+e}\right)\right] (H_A - H_{X'}) = \frac{\mu_0}{2} u_0^2 + \frac{\mu}{2} \left[e u_1^2 + e(e-1) u_1 \Delta u + \frac{e(e-1)(2e-1)}{6} \Delta^2 u \right] \quad (12'-7)$$

إن التحديد العددي لقيمة e الكلية والتي ترضي بأحسن ما يمكن لهذا الشرط لا يمثل أي صعوبة.

مثال

سنقوم بتطبيق العلاقة (12'-7) على التمدد في جسم الضغط العالي HP لعنفة تنتمي للدائرة المعتبرة في الشكل (1-7).

بفرض أن خواص البخار عند الحالة A هي:

540°C و 140 bars ومنه فإن $H_A = 3435,4 \text{ kJ/kg}$ وفي حالة X' هي 30 bars و $H_{X'} = 2988 \text{ kJ/kg}$. وهكذا ينتج أن:

$$H_A - H_{X'} = 447 \text{ 400 J/kg}$$

بالإضافة إلى أن $p_A/p_{X'} = 4,66$ و $m = 1,249$ (مما يطابق مردوداً ايزوننتروبياً $\eta_{si} = 0,920$)، نجد أن $\varepsilon_{\infty} = 0,023$.

سنواجه في هذه الحالة فرضيتين:

(أ) مرحلة منعزلة ذات فعل صافي ($R=0$) ولها معامل ضغط $\mu_A = 4,95$ وقطر وسطي يساوي 800mm (ومنه $u = 125,7 \text{ m/s}$)، يتبعها عدد من مراحل الفعل e_A ذات درجة ارتداد ($R=0$)، لها نفس قيمة معامل الضغط μ وقطر الدوالب الأول من هذه المجموعة $D_1 = 650 \text{ mm}$ ومنه ($u = 102,1 \text{ m/s}$)، أما الدواليب التي تليه فإن قطرها أكبر بحيث يزداد بمعدل 10 mm من مرحلة إلى أخرى ومنه ($\Delta u = 1,57 \text{ m/s}$):

$$D_i = 0,650 + 0,010 (i - 1)$$

وهكذا بتطبيق المعادلة (12'-7) نجد القيمة المطلوبة لعدد المراحل:

$$e_A = 13$$

ب) مرحلة منعزلة ذات فعل صافي ($R = 0$) لها نفس خواص المرحلة السابقة، يتبعها عدد من مراحل رد الفعل (e_R) ذات درجة ارتداد $R = 0,5$ ، ولها معامل ضغط $\mu_R = 2,79$ ، وقطر المرحلة الأولى $D_1 = 650 \text{ mm}$ ويزداد قطر المراحل اللاحقة بمعدل 5 mm ($\Delta u = 0,785 \text{ m/s}$) بالنسبة للسابقة:

$$D_i = 0,650 + 0,005(i - 1)$$

وبحساب عدد المراحل من العلاقة (12'7) نجد أن:

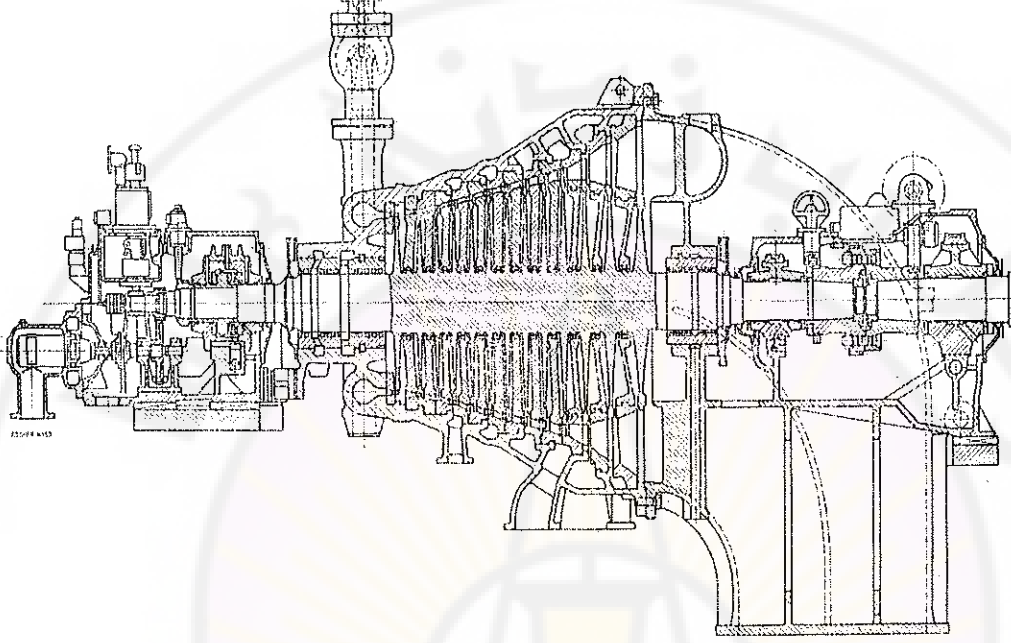
$$e_R = 24$$

نشير أيضاً إلى العنفات ذات الاستطاعات المنخفضة وبمرحلة واحدة، كعنفة العالم السويدي دي لافال، التي يعود إنشاء النموذج الأولي لها إلى عام 1885 وهي ذات فعل (معامل ضغطها μ كبير) وتدور بسرعات عالية جداً (12000 إلى 30000 tr/mn)، لسرعة محيطية مقدارها 450 m/s يمكن تحقيقها مع مردود متواضع، يمكن لهذه العنفة تحقيق تمدد من ضغط 10 bars وحتى الضغط الجوي. لهذا فإن هذا النوع من العنفات يحتاج بالضرورة إلى فوهات متقاربة متباعدة تسمى أيضاً بفوهات لافال. كما أن مرحلة كورتيس (U.S.A) تقدم معامل ضغط μ أعلى من عنفة دي لافال، يصل إلى ... 12 ... يوافق بشكل أفضل لهذا النوع من الآلات، لأنها تحقق تمداً أكثر أهمية.

4.7 العنفات المتعددة الخلايا

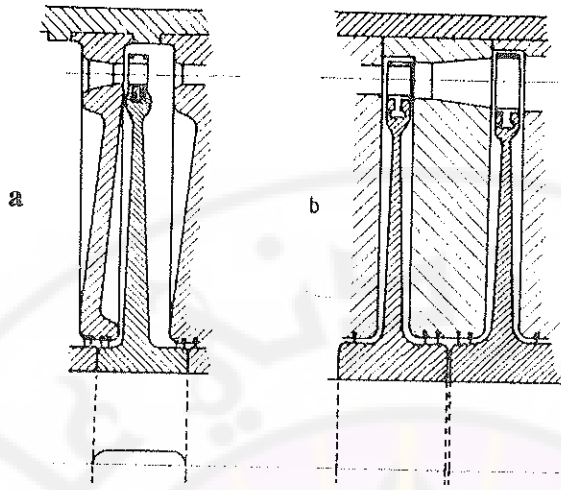
ما عدا الحالات الخاصة (عنفة دي لافال أو بمرحلة كورتيس) تحتوي العنفة الكاملة على عدد كبير من المراحل يتم في كل منها انخفاض جزئي للضغط. إن الترتيب الأولي للعنفات الكاملة والذي يسمح بتحقيق هذه المراحل المتتالية، استخدم أصلاً بواسطة RATEAU (فرنسا) و ZOELLY (سويسرا) من أجل عنفات ذات فعل كما هو موضح في الشكل (7-7). يجزأ جسم العنفة بواسطة فواصل (diaphragms) إلى عدد من الخلايا، تبعاً لمتطلبات تقسيم التمدد الكلي الذي يجب تحقيقه كما رأينا في الفقرة السابقة. تحمل هذه الحواجز المثبتة من الأعلى بواسطة أخاديد بالجسم الثابت للعنفة، فوهات التوزيع للمراحل المختلفة، وتنتقب من منتصفها لتسمح بمرور محور العنفة دون تماس معه. كما يحمل محور العنفة مجموعة من الأطواق المتحركة المزودة على حوافها

بالريش المتحركة، التي تدور ضمن الخلايا المختلفة، بحيث أن كل طوق من الريش المتحركة يتوضع أمام الموزعات الدائرية المطابقة.



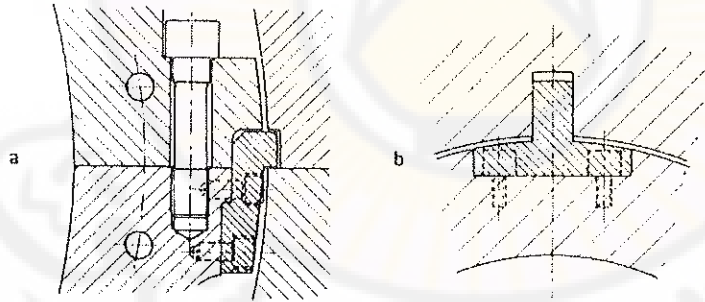
الشكل (7-7)

عند عمل الآلة فإن ضغط البخار يتناقص من مقدمة العنفة وحتى مؤخرتها. كما يجب تحقيق الإحكام في الجدار الفاصل بين خليتين متتابعيتين بأفضل ما يمكن. يتم هذا الإحكام عن طريق وصلات كتامة (labyrinth) تحوي عادةً من 6 إلى 7 موانع احتكاك ذات خلوص قليل جداً يصل إلى عدد من أعشار المليمتر. ولكن حقيقة هذا الإحكام عملياً غير كامل: حيث أن فعالية هذا النظام المطبق يمكن دراستها فيما بعد، لتجنب تسربات البخار من الآلة نحو الجو المحيط أو دخول الهواء إليها من نهايات المحور. وبما أن الجسم الثابت للآلة يتكون من جزأين مفصولين عن بعضهما بمستوى أفقي يطلق عليه اسم الوصلة الأفقية، ويربط بينهما لواب شد، فإن الحواجز تصنع أيضاً من نصفين علوي وسفلي كما هو موضح في الشكل (7-8).



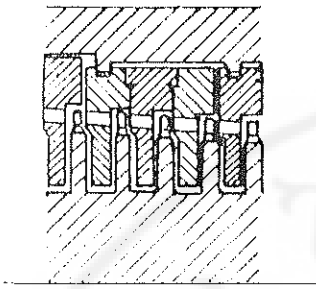
الشكل (8-7)

ومع أن هذه الحواجز يجب أن تتركب على الجسم الثابت للعنفة بخلوص كاف (بضع مليمترات) للسماح لها بالتمدد الذي يختلف عن تمدد غطاء الجسم الثابت، فإنها يجب أن تكون متمركزة بشكل كامل، أي بسماح أقل من خلوص مانعات التسرب؛ ونصل إلى ذلك بوساطة نظامي تثبيت أحدهما في المستوي الأفقي والآخر في المستوي العمودي، الشكل (9-7).

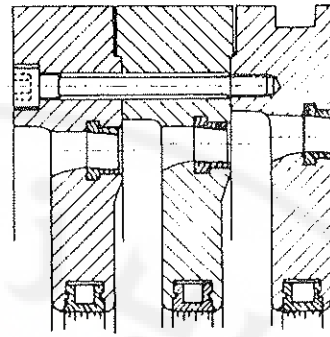


الشكل (9-7)

أما بالنسبة إلى الإحكام المحيطي فيتم الحصول عليه بإتقان تركيب الحواجز في القسم الثاني من العنفة، يضاف إلى ذلك أن فرق الضغط بين خليتين متتابعيتين يؤدي بشكل أوتوماتيكي إلى إطباق الفواصل على السطح الجانبي للأخاديد المصنوعة في الجسم الثابت من جهة الضغط المنخفض. وفي بعض الآلات يمكن تحسين منع التسرب الداخلي بتوضيع الفواصل في مجموعات من اثنين أو ثلاثة، تربط بعضها ببعض بوساطة براغي بالاتجاه المحوري كما هو موضح في الأشكال (10-7) و(11-7).

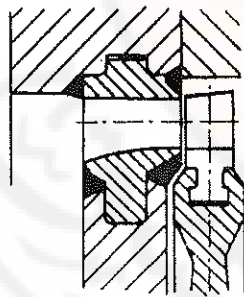


الشكل (11-7)

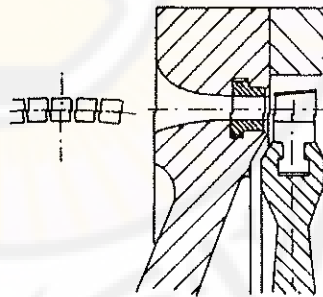


الشكل (10-7)

في الأجسام ذات الضغط العالي HP والضغط المتوسط MP حيث درجات الحرارة مرتفعة تصنع الفواصل من الفولاذ. بينما تصنع الشفرات من الفولاذ غير القابل للصدأ بنسبة (12% كروم على سبيل المثال)، وتصنع بحيث تكون سطوحها دقيقة وملساء، وتركب في أخاديد مفتوحة في الفواصل، أو تلحم بحيث تحقق أنصاف فواصل ذات كتلة واحدة كما هو موضح في الأشكال (12-7) و (13-7).



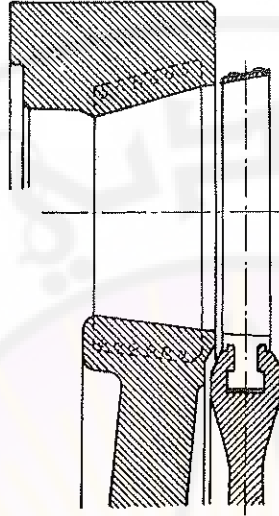
الشكل (13-7)



الشكل (12-7)

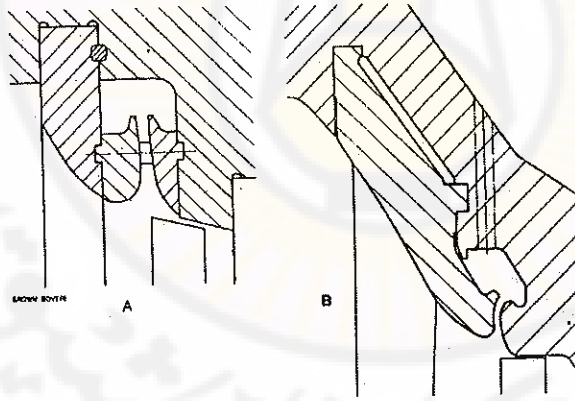
في أجسام الضغط المنخفض BP، حيث درجة حرارة المائع منخفضة، والتي يصبح نصف القطر الوسطي وأطوال الشفرات الثابتة والمتحركة كبيرين، مما يدعو إلى تصنيع الحواجز من حديد الفونت التي يثبت بداخلها الريش الموجهة المصنوعة من الفولاذ، أثناء عملية صب القطعة كما هو مبين في الشكل (14-7).

وبالنسبة إلى الأقطار الأكبر فإن الريش الموجهة تجمع عادة على شكل قطاع في حامل الريش.



الشكل (14-7)

تثبت هذه الريش في أخاديد مصنوعة في الجسم الثابت للعنفة، يعطي الشكل (15-7) مثلاً لهذا الترتيب.



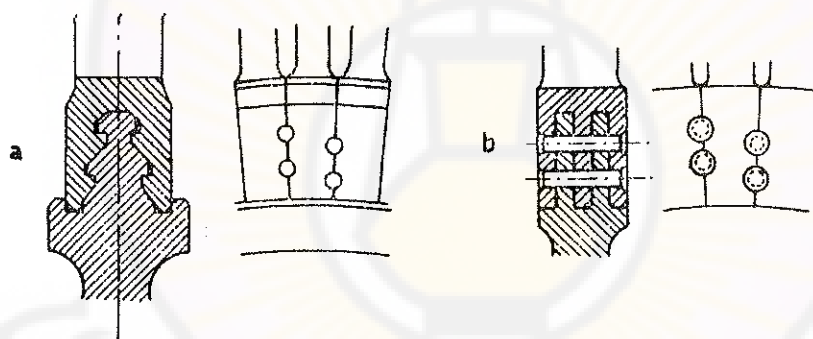
الشكل (15-7)

يتركب الجزء الدوار من محور يدور ضمن محامل خارجية في جسم الآلة، ويثبت عليه دواليب ذات ريش محيطية، يؤخذ في الحسبان الخلوص اللازم بين الريش المتحركة والجزء الثابت من العنفة لتغطية عمليات التمدد أثناء عمل المجموعة (حيث يختلف معامل تمدد الجزء الثابت عن الجزء المتحرك) في الخلايا المعنية.

من أجل عنف ذات استطاعة صغيرة، أو بسبب دوار مرحلة الضغط المنخفض BP لآلة كبيرة، فإن الدواليب يمكن أن تثبت مع المحور بالتسخين، وتثبت عادةً بواسطة ثلاثة خوابير متوضعة بزوايا مقدارها 120° . ويمكن لهذه الدواليب أن تثبت باللحام في حالة المراحل ذات الضغط المتوسط MP أو الضغط العالي HP حيث أقطارها المتوسطة أقل، أو بواسطة التفريز كقطعة واحدة مع المحور.

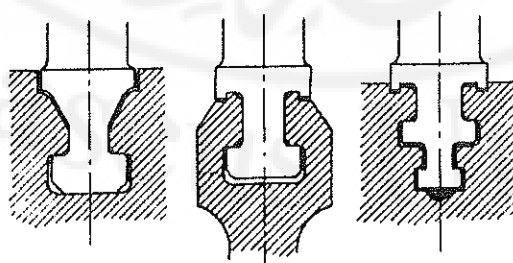
إن تثبيت الريش المتحركة (المصنوعة من فولاذ عديم الصدا) على الدواليب تطرح مشكلة حساسة، لأنه بالنسبة لآلة تدور بسرعة 3000 tr/mn فإن التسارع الجاذب المركزي للريش ذو قيمة مهمة ويمكن أن يتراوح تبعاً للقطر بين $40\,000 - 160\,000 \text{ m/s}^2$. وقد حل الصانعون هذه المشكلة بعدة طرائق:

1- تفريز جذر الريشة وتثبيتها على الدواليب بواسطة البرشمة كما هو موضح في الشكل (16-7).



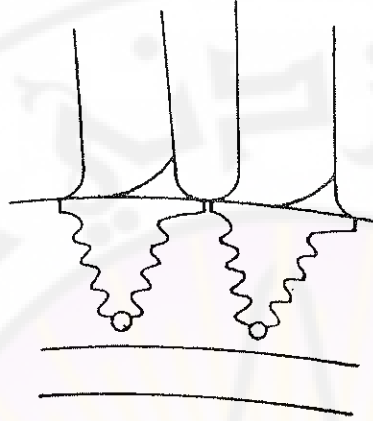
الشكل (16-7)

2- تصنيع جذر الريشة على شكل (رأس مطرقة بسيطة أو متعددة)، تدمج في أخاديد محفورة في إطار الدواليب المتحرك كما هو موضح في الشكل (17-7).



الشكل (17-7)

3- تصنيع جذر الريشة على شكل شجرة الأرز، وتعشق مع الدولاب بالاتجاه العرضي، كما هو موضح في الشكل (7-18).



الشكل (7-18)

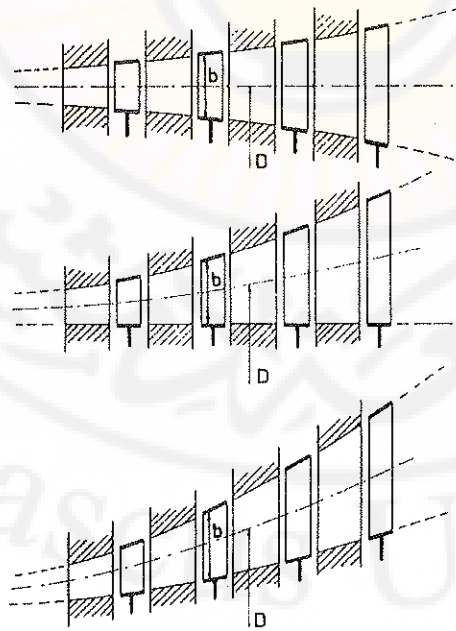
إن نوع الإنشاء الذي ذكرناه آنفاً، يناسب بصفة خاصة عنفات الفعل حيث ($R=0$). من أجل كل مرحلة، فإن الفرق في الضغط الناتج من معامل الضغط μ والذي يتم بشكل كامل تقريباً بين مدخل ومخرج الفوهات، والمطبق على الجزء الفاصل بين دولابين متحركين. إن تسرب البخار الذي يتم على طول المحور بسبب هذا الفرق بالضغط محدد بممانعات التسرب المتوضعة كوصلات كتامة بين محور الدوران والفواصل المختلفة. إضافةً إلى ذلك في العنفات المتعددة المراحل، فإن مقاطع مرور البخار في هذا النظام صغيرة، وذلك ليس فقط بسبب الخلوص الصغير بين الحواجز والمحور، ولكن أيضاً بسبب أن موانع الإحكام متوضعة على محور الدوران حيث القطر أقل ما يمكن.

من جهة ثانية من أجل المراحل فوق الفعالية ($R < 0$ و $R_{th} = 0$) فإن الضغط متساوي قبل وبعد الدولاب المتحرك؛ ومن أجل مراحل الفعل الصافي ($R = 0$) فإن هذا الفرق في الضغط قليل جداً. لذلك فإن الخلوص القطري بين الدولاب والجزء الثابت يمكن أن يكون في الحالة الأولى كبيراً (عدة ملليمترات). وفي أكثر الأحيان تربط الريش المتحركة عند جزئها العلوي بحزام للتغطية يثبت بفرضات مفرزة مع الريش وبيبرشم معها. ومن المهم الملاحظة أن هذا الحزام لا يمكن أن يكون مستمراً، وذلك حتى يسمح بالتمدد الحر للريش، وعملياً تجمع الريش مجموعات من 4 - 8 كمجموعة واحدة.

في المراحل فوق فعلية ($R_{th}=0$) وحيث لدينا ($p_1=p_2$)، فإن الدواليب المتحركة لا تخضع لأي تحريض محوري، ما عدا ذلك الذي يمكن أن ينتج من عدم تساوي البارامترات δ_1 و δ_2 الذي ينطوي بصورة طبيعية على فرق بالسرعات المحورية $c_{1,a}$ و $c_{2,a}$.

وحتى لا تنشأ ظواهر ثانوية يمكن أن تعيق المساواة ($p_1=p_2$)، نواجه إمكانية فتح ثقب توازن للضغط على القرص الدوار. من أجل مراحل ذات فعل صافي $R=0$ والتي يميل استخدامها إلى التعميم، فإنه يوجد بعض الفعل الترموديناميكي R_{th} الذي تتراوح قيمته بين (0,05 ... 0,04): وهكذا فإن الدولاب يخضع إلى فرق بالضغط المطابق (p_1-p_2) مما يستبعد وجود ثقب التوازن. وهكذا ينشأ على الدوار بعض الدفع المحوري من المقدمة إلى المؤخرة. والذي يجب أخذه بعين الاعتبار عند تصميم مجموعات الآلة.

يزداد الحجم النوعي للبخار على طول التمدد، مما يستدعي تكيف مقاطع مرور البخار في المراحل المختلفة مع التصرف الحجمي Gv وفقاً للعلاقة (10.7)، مع التعديل بشكل رئيس وفي نفس الوقت للقطر الوسطي D وارتفاع الريش b ومعامل التصريف δ . إن شكل مجرى المائع الناشئ من هذه الحسابات يمكن أن يطابق أحد الحالات الموضحة في الشكل (19-7).



الشكل (19-7)

فرضنا في الفقرة السابقة أن التغير في القطر الوسطي D يمكن أن يبقى خطياً، مما يطابق الواقع العملي في أكثر الأحيان.

5.7 العنفات ذات الطبلة

إن التصور المدروس في الفقرة السابقة بالنسبة إلى العنفات المتعددة المراحل، لا يناسب طريقة عمل العنفات ذات رد الفعل. وقد وجدنا سابقاً أن درجة الارتداد الأكثر فعالية والمطبقة بصورة عامة على عنفات رد الفعل هي $R=0,5$. في هذه الحالة فإن الضغط المتاح عند مدخل الطوق المتحرك p_1 ، والذي يشاطر التمدد الكلي في المرحلة بين الضغطين $(p_0$ و $p_2)$ ، وهو عملياً الوسط الهندسي للضغوط $(p_0$ و $p_2)$:

$$p_1 = \sqrt{p_0 p_2} \quad (13.7)$$

وإذا كانت العنفة تتكون من عدد من المراحل، فإن كل دولاب يخضع إلى فرق في الضغط يساوي $(p_1 - p_2)$ للمرحلة التي ينتمي إليها، كما أن القوة التي يمكن أن تنشأ من مجموع المراحل المتتالية تؤدي إلى دفع محوري كبير. زيادة على ذلك، بما أن معامل الضغط في مرحلة رد الفعل أصغر منه في مرحلة الفعل ($\mu_R = \dots 2,79 \dots$) بالمقارنة بـ ($\mu_A = \dots 4,95 \dots$)، فإن عدد المراحل الضروري لتحقيق التمدد الكلي AX من أجل سرعة محيطية (أي أقطار) متشابهة، هو أكبر في عنفة رد الفعل. تقود هذه النتيجة إلى اتساع طولي غير مقبول، وتتطلب إذن تصميمًا للآلة يسمح بتحقيق اندماج أكبر.

لهذا السبب تم التفكير بترتيب آخر للعنفة والذي يسمى بالطبلة، كما هو موضح في الشكل (20-7). حيث لا تثبت الريش المتحركة في هذه الحالة على دواليب منفصلة ومتعددة، وإنما على طبلة تشكل مع الدوار جسماً واحداً، في حين أن الريش الثابتة محمولة على الغطاء وتشكل الجسم الثابت للعنفة. عند تركيب العنفة فإن الريش الثابتة الموجهة تتدمج بين الشفرات المتحركة بخلوص قليل نسبياً؛ وبما أنه لا توجد في هذه الحالة غرف للبخر في مقدمة أو مؤخرة الطوق المتحرك للمرحلة، فإنه لا يمكن اختلاط أي كمية من البخار الراكدة مع مجرى المائع المتحرك. لهذه الأسباب يمكننا الاستفادة الكاملة من السرعة النهائية عند الخروج من أحد المراحل المندمجة في عنفة رد فعل بالمرحلة التي تليها أي:

$$c_{2,i} = c_{0,i+1} \quad (r=1) \quad \square \quad \text{بشرط أن تكون الزوايا مصححة بشكل كامل أي:}$$

$$\alpha_{2,i} = \alpha_{0,i+1}$$

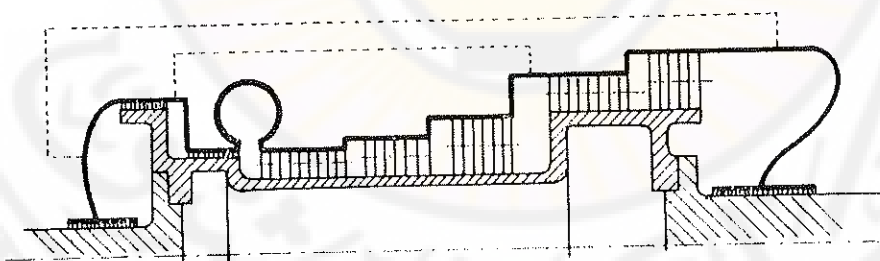
ولكن لدينا الآن فرق بالضغط ($p_0 - p_1$) بين مدخل ومخرج الريش الثابتة، و ($p_1 - p_2$) بين مقدمة ومؤخرة الشفرات المتحركة، وهكذا يتوضع تهريب البخار في الأماكن التالية:

- بين الطبلة والريش الموجهة عند قاعدة الحاجز الحامل لهذه الريش.

- بين الدوار والريش المتحركة عند رأس المرحلة.

سنوضح عند الحساب الكامل لعنفة رد فعل كيف يمكن الأخذ في الحسبان لهذه الضياعات. نلاحظ أيضاً أنه بسبب القيمة القليلة لمعامل الضغط μ_R ، يضاف إليه تقسيم الضغط ($p_0 - p_2$) تبعاً للعلاقة (7-13)، فإن الفرق بالضغط الذي يسبب هذه الضياعات أقل بكثير من الفرق في عنفة الفعل.

لتجنب اهتزازات الشفرات المتحركة عندما يصبح طولها كبيراً، نستعمل أسلاك لتثبيت نهاياتها على شكل مجموعات تتكون كل منها من 6 أو 8 شفرات، وتتوضع هذه الأسلاك على $2/3$ ارتفاع الشفرات وبما أن التهريب الكتلي يزداد كلما نقص الحجم النوعي للبخار، فإن هذا الضياع يأخذ أهمية خاصة في المراحل الأولى من الجسم ذي الضغط العالي HP. لهذا نحتاط الآن من أجل المراحل (5...6) الأولية لجسم رد الفعل ذو الضغط العالي HP، بتركيب مانعات تسرب عند الأطراف الحرة عددها من 3 إلى 4.

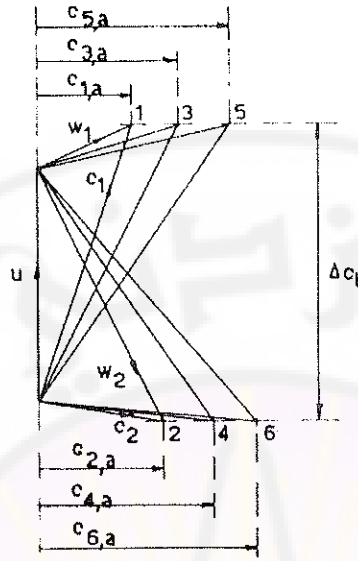


الشكل (7-20)

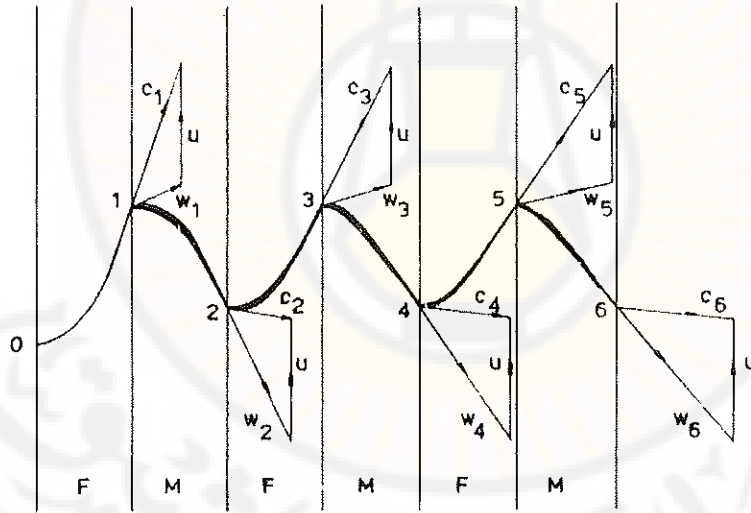
صنعت العنفات الأولى ذات الطبلة من قبل العالم بارسون (بريطانيا). وقد قسم دوار العنفة من المقدمة وحتى المؤخرة إلى عدد من الأجزاء الأسطوانية المتتالية ذات أقطار داخلية متزايدة، يحتوي كل جزء بدوره على مجموعتين أو أكثر من الشفرات ذات أبعاد قطرية متزايدة بالتتابع. من أجل كل جزء في هذه العنفة، حيث تحافظ الأبعاد D و b

على قيم ثابتة، فإن معادلة الاستمرار لا يمكن استخدامها إلا بتعويض الزيادة في الحجم النوعي بزيادة مقابلة لمعامل التصريف δ ، وبالتالي تعديل بروفيل الشفرات للمراحل المتتالية. وإذا تم تحقيق هذا الشرط وفقاً للأشكال (21-7) و (22-7) فإن المراحل المختلفة ذات الأقطار المتساوية لها نفس معامل العمل τ ، لأنها ذات سرعة محيطية واحدة « ولها نفس القيمة بالنسبة لـ Δc_1 ؛ وهكذا فإن معاملات الضغط μ لا يمكنها إذن أن تختلف، وفق المعادلة (27-3)، وأيضاً بالنسبة إلى المردود الوسطي للتمدد في المرحلة $\eta_{\text{و}}$ فإن الانخفاض بالانثاليبي لكل مرحلة سيصبح تقريباً هو نفسه، وما إن يصل معامل التصريف δ إلى القيمة الأعظمية المقبولة، ننقل إلى جزء آخر على جسم العنفة حيث b أكبر، أو إلى جزء من الدوار قطره D أكبر من السابق، وبحيث نختار قيمة لـ b تبعاً لمتطلبات معادلة الاستمرار.

في هذا النوع من العنفات فإنه من الضروري ترك مجال محدد بين الأجزاء المختلفة للعنفة حيث يزداد ارتفاع الريش b والقطر الوسطي D ، وذلك للسماح بتحويل جريان المائع وتغيير مقطع الجريان. ولكن ذلك يؤدي بالضرورة إلى انخفاض المردود، لأنه كلما انتقل البخار من جزء إلى آخر على طول العنفة ستظهر مرحلتان مندمجتان بشكل جزئي، وتزداد خطورة هذه الظاهرة بفعل مرحلة الخروج من كل جزء والتي تملك قيمة كبيرة لمعامل التصريف δ ، وهكذا فإن الطاقة الحركية الضائعة عند الخروج تزداد من جزء إلى آخر. يمكن تفادي هذه المشكلة بمطابقة مقاطع مرور البخار مع التصريف الكتلي عن طريق الزيادة المستمرة في المقطع من مقدمة العنفة وحتى مؤخرتها. ويتم ذلك بالزيادة التدريجية لطول الشفرة b أو بزيادة D و b في الوقت نفسه، وإن أي تعديل في δ لا يتم إلا عند الضرورة (في مراحل الضغط المنخفض).

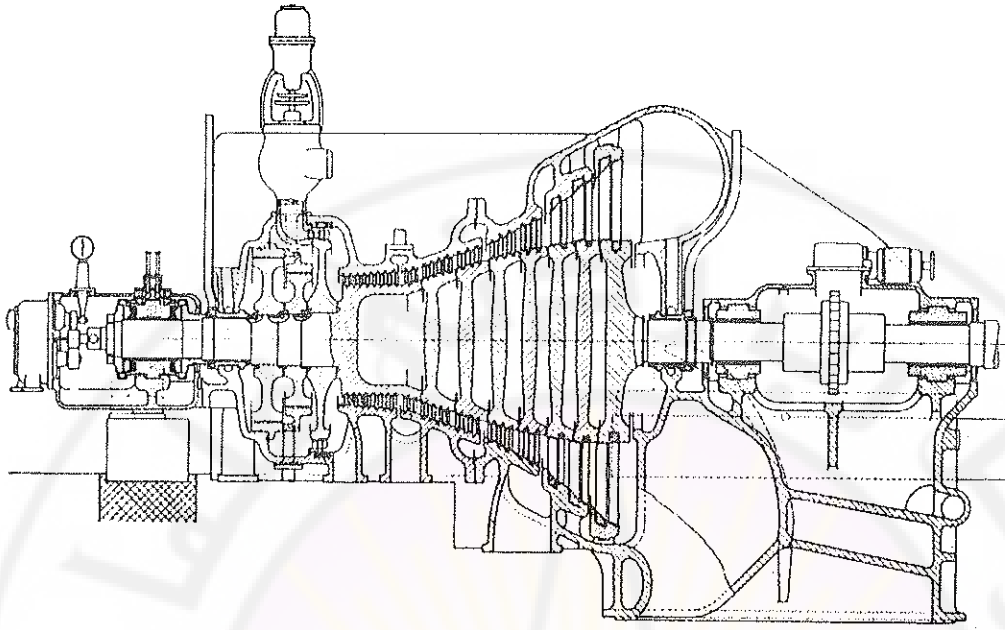


الشكل (21-7)



الشكل (22-7)

إذا حافظنا في المراحل المتتالية على قيمة ثابتة لـ δ ، مما يؤدي أيضاً إلى قيمة شبه ثابتة لمعامل الضغط μ ، أي إن الهبوط في الأنثاليبي سيتغير مثل u^2 ، إضافة إلى أنه مادامت قيمة δ ثابتة فإن مثلثات السرعة تبقى متشابهة، وتتناسب أبعادها المطلقة مع السرعة المحيطية u . يفقد هذا التصميم إذن إلى ترتيب للعنفة من النوع الموضح في الشكل (23-7).



الشكل (23-7)

يتكون القسم الدوار في العنفة من مجموعة أقراص تجمع باللحام. وتلجأ بعض الشركات الصانعة إلى تطريق محور العنفة والطنبور بدءاً من قطعة واحدة من الفولاذ. يخضع دوار العنفة في جميع الحالات سواء أكانت ذات فعل أم رد فعل إلى انزياحات محورية وهذه الانزياحات قليلة بالنسبة لعنفة الفعل. أما بالنسبة إلى عنفة رد الفعل فهي ظاهرة، نظراً لأن الضغط يتغير بين مدخل ومخرج الطوق المتحرك. كما أن مشاركة كل مرحلة في هذا الدفع المحوري تعطى بالعلاقة:

$$F_a = \pi D(p_1 b_1 - p_2 b_2) + G(\bar{c}_{1,a} - \bar{c}_{2,a})$$

في العنفات ذات الاستطاعة العالية والتي يتم فيها تمدد البخار من درجة حرارة وضغط كبيرين، ضمن عدد من الأجسام المرتبطة على المحور نفسه الدوار للعنفة بحيث نوازن قدر الإمكان الدفع الناشئ عن كل منها (على سبيل المثال: جريان البخار في جسم الضغط العالي HP باتجاه اليسار، بينما جريان البخار في جسم الضغط المتوسط MP باتجاه اليمين، بالإضافة إلى جريان على التوازي في أجسام الضغط المنخفض BP). بالنسبة إلى عنفات ارتدادية ذات استطاعة قليلة وتحقق تمداً للبخار بدءاً من شروط أولية أكثر تواضعاً وجسم واحد، فإن الدفع المحوري كثير الأهمية (بعكس ما يمكن أن يكون الوضع بالنسبة لعنفة فعل). لهذا فإنه من الضروري تزويد الدوار بمكبس موازنة مناسب لهذا

الدفع المحوري كما يوضح الشكل (7-23)، نظراً لصعوبة تحمل المحامل الموجودة على المحور هذا الدفع المحوري.

ومهما يكن نوع العنفة المستخدمة، فإنه من الضروري الحصر الكامل لمحور الدوران بواسطة مضجع دفع جانبي، وتحدد الخلوصات في الاتجاه المحوري بالأخذ في الحسبان للتمددات المختلفة بين الجزء الثابت والمتحرك من العنفة.

6.7 العنفات المختلفة

لا يمكن مطلقاً لأي عنفة حديثة أن تكون ذات فعل أو رد فعل بشكل كامل. من جهة ثانية، ومهما كان مبدأ عمل هذه العنفة فهي جزئياً ذات طبلية وجزئياً من النوع المتعدد الخلايا، وسنبين فيما يلي الظروف التي دعت بشكل منطقي إلى هذا التركيب المختلط.

1.6.7 الدوالب الأول ذو فعل وبخ جزئي للبخر

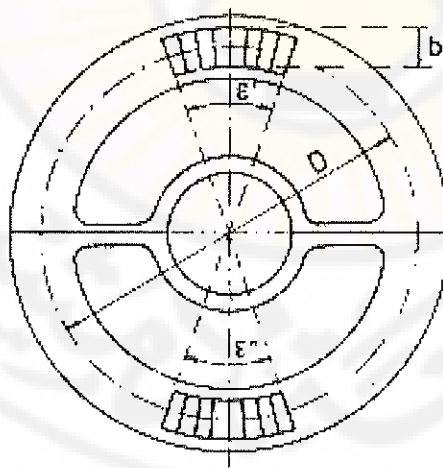
من أجل العنفات البخارية ذات الاستطاعة المنخفضة أو المتوسطة، فإن التصرف الحجمي $Gv(m^3/s)$ قليل نسبياً. كما أن معدل استهلاك البخار $G(kg/s)$ ليس مهماً وكبيراً أيضاً، والحجم النوعي للبخر يتناقص بازدياد الضغط. توجب هذه الظروف في مراحل الضغط العالي للآلة أن تكون قيمة الجداء (D^2b) الموضح بالعلاقة (7-10) ضعيفاً. وبما أنه لا يمكننا إعطاء ارتفاع قليل جداً b للشفرات المتحركة حتى لا نقلل كثيراً من مردود المرحلة، لذلك يجب التأثير على القطر D .

إن هذه الظروف متعارضة بشكل رئيس للعنفات ذات رد الفعل. وفي الحقيقة فإن قيمة معامل الضغط الذي تقدمه المراحل الارتدادية، بالإضافة إلى السرعة المحيطية المنخفضة u ، يؤدي في جسم الضغط العالي HP إلى هبوط قليل جداً في الأنثالبي لكل مرحلة. وهكذا يتطلب مبدأ عمل ارتدادي لجسم الضغط العالي HP من التمدد إلى عدد كبير من المراحل.

على الرغم من أن معامل الضغط μ في عنفات الفعل أكبر منه في عنفات رد الفعل، تظهر نفس المعوقات السابقة ولكن بدرجة مخففة. ومن أجل عمل العنفة على مبدأ الفعل، فإنه يمكن التغلب على الصعوبات التي ستظهر، وذلك باستخدام ما نسميه (البخ الجزئي). لم ندرس حتى الآن سوى المراحل التي تحتوي على فوهات تحقق البخار في الدولاب المتحرك على طول المحيط: مرحلة كهذه ذات حقن كامل. ولكنه من الممكن أيضاً توزيع عدد من الفوهات بنظام معين ومحدد حول محور الآلة، تحقق البخار على أجزاء محددة من الدولاب المتحرك، بحيث أن مجموع هذه الفوهات يطابق زاوية $\varepsilon < 2\pi$. وهكذا نقول أن الحقن أو البخ جزئي، حيث درجة الحقن هي $\varepsilon/2\pi$ ، كما في الشكل (7-24). يمكن استخدام هذا الترتيب فقط مع مراحل الفعل، حيث أن الضغط في مقدمة ومؤخرة الدولاب المتحرك متساوي تقريباً، وإذا لم تكن هذه هي الحالة، سيكون لدينا على طول القطاعات غير المحقونة بالبخار، ممرات للمائع من مقدمة الدولاب نحو مؤخرته دون إنتاج للعمل المحرك.

وتصبح المعادلة (10.7) إذن:

$$Gv = \varepsilon \frac{D}{2} b c_{1,a} = \frac{\varepsilon}{2\pi} 50 \pi^2 D^2 b \delta \quad (14.7)$$



الشكل (7-24)

بالمحافظة على قيمة عادية لمعامل التصريف δ وارتفاع كافٍ للشفرات المتحركة b ، فإنه من الممكن إذن إعطاء القطر D قيمة أكبر مع تحقيق الشرط في المعادلة (14.7)

باختيار قيمة ε . كما أننا نعرف أنه باختيار القطر D يمكن تحديد مقدار الهبوط بالانتالبي للمائع في المرحلة، لأن هذا الانخفاض يرتفع إلى $\mu u^2 / 2$. وبالاعتماد على الحسابات المبينة في الفقرة (3-7)، يمكن التحقق من أن مرحلة فعل بسيطة (وبحقن جزئي في حال الضرورة)، ذات معامل ضغط $\mu = 4,95$ وقطر 800 mm يمكنها أن تعوض 4 مراحل فعلية لها قيمة μ نفسها وقطر كل منها حوالي 400 mm ، كما أن هذه المرحلة تعوض 7 مراحل ارتدادية فيها $\mu = 2,79$. أما إذا كانت المرحلة ذات انخفاض مضاعف للسرعة (كورتيس)، فإن قيمة μ ستصبح كبيرة جداً وتساوي من 20 ... 23، وهكذا فإنه يمكن إذن لهذه المرحلة تعويض عدد من المراحل ذات الأقطار الصغيرة أكبر بكثير من سابقتها ذات الفعل.

إن تركيب دولاب فعل بانخفاض بسيط أو مضاعف للسرعة في مقدمة العنفة، كما هو موضح في الشكل (23-7) طبق لأول مرة بواسطة مؤسسة (BROWN-BOVERI) واستخدم بعد ذلك من قبل عدد كبير من الشركات الصانعة. سمح هذا الترتيب بإنشاء عنفات ضمن جسم واحد، حتى عندما يأخذ الضغط ودرجة الحرارة عند مدخل الآلة قيمة كبيرة جداً.

بالمقابل فإنه من الواضح أن هذه المرحلة الأولى من العنفة يجب اعتبارها منعزلة وأن الطاقة الحركية التي يحفظها المائع عند خروجه من هذه المرحلة ضائعة. من جهة ثانية، فإن الدواليب ذات البخ الجزئي تتيح المجال لضياعات إضافية (غير مهمة) بسبب تهوية المائع المحرك خارج قطاع البخ ε . أخيراً يجب التذكير بأنه إذا كانت مرحلة المقدمة من نوع كورتيس فإن مردودها منهجياً أقل، أي أنه لا يمكن الحصول على تبسيط للآلة إلا على حساب مردودها. مع ذلك يجب ملاحظة أن تركيز الضياعات في مقدمة التمدد، حيث درجة حرارة البخار مازالت مرتفعة، يجعل هذه الضياعات بسبب تأثيرها على معامل التسخين، أقل خطراً مما لو وجدت في نهاية التمدد.

وفي الواقع، إذا كانت درجة حرارة البخار في المكثف تساوي T_0 ، فإن الضياع المنسوب إلى أعمال الاحتكاك $d\tau_f$ الناتج خلال تمدد البخار (أديباتي عادة) في اللحظة التي تكون فيها درجة حرارة المائع T ، يتناسب عكسياً مع T ، لأنه يزداد إلى:

$$T_0 \frac{d\tau_f}{T} = T_0 dS$$

حيث dS الزيادة في الانتروبي الملازمة لـ $d\tau_f$.

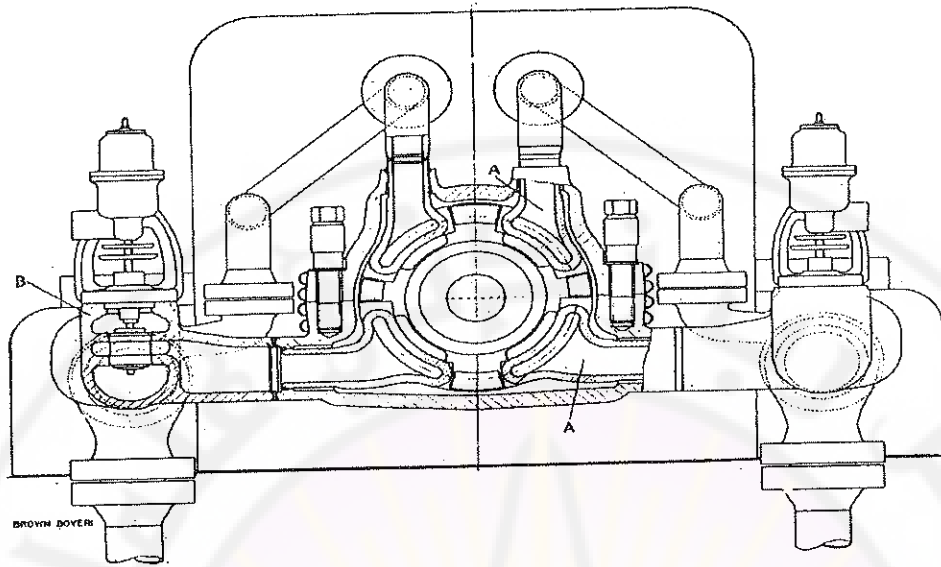
7-6-2- مرحلة الضبط والمعايرة

تسمح أيضاً مرحلة المقدمة التي درسناها سابقاً بمعايرة الآلة. لهذا نجدتها أيضاً في العنفات ذات الاستطاعة العالية، حيث معدل التصريف G (kg/s) أو Gv (m^3/s) كافٍ بشكل كبير من أجل حذف الصعوبات التي أشرنا إليها سابقاً. إذن فإن دور هذه المرحلة مضاعف:

- تحقيق تمدد كافٍ ومهم للبخر قبل وصوله إلى الدولاب حتى تصبح درجة حرارته أقل من تلك المتوفرة عند مدخل الآلة.
- السماح بتنظيم التصريف الكلي G بحيث يصبح من الممكن عمل الآلة عند استطاعات مختلفة.

يمكن تحقيق الهدف الأول إذا كان معامل الضغط μ للمرحلة مرتفعاً، وأيضاً سرعتها المحيطية « للطور المتحرك. كما يساعد في ذلك استخدام مرحلة فعل في مقدمة الآلة كمرحلة معايرة، قطرها أكبر من المراحل التالية ذات الضغط العالي HP، وتملك الخاصية نفسها كمرحلة المقدمة. يفضل استخدام مرحلة كورتييس ذات معامل ضغط كبير جداً، يمكن من وجهة النظر هذه أن تكون أكثر مناسبة. زودت بعض الآلات ذات الاستطاعة العالية بهذا الترتيب، غير أنه بسبب المردود المنخفض لهذا النوع من المراحل، فقد وجد أنه من المناسب عدم استخدامه وتزويد العنفة بدولاب معايرة بسيط ذي انخفاض وحيد للسرعة، يفي بالهدف الأول المطلوب.

إن الهدف الثاني الذي يجب أن يسمح بتغيير معدل التصريف من قيمة قليلة جداً، تطابق عمل الآلة من دون حمل، حتى قيمة أعظمية، تسمح بتحقيق الاستطاعة الكلية المطلوبة من الآلة، دون التأثير على ملائمة الشرط (10.7) بالنسبة لارتفاع ريش المرحلة b . وفي الحقيقة لا يمكن التغلب على هذا العائق إلا بالبخ الجزئي. وهكذا يمكن ضبط معدل التصريف G عن طريق تغيير زاوية البخ ε بواسطة النظام المبين في الشكل (7-25).



الشكل (25-7)

تجزأ الفوهات الثابتة إلى 4 أو 5 أو 6 مجموعات، تتركب كل مجموعة منها في علبة فوهات منفصلة. تسمح كل علبة A بحقن البخار في الدوالب المعابر على طول قوس محدد ε ، ولكل منها صمام خاص للتغذية B. يعمل جهاز خاص ذو آلية مؤازرة أولاً على فتح الصمام الأول على نحو يحقق زاوية حقن ε_1 ؛ وعندما يفتح الصمام الأول بشكل كامل، يصبح التصريف الكتلي G_1 . وإذا حدث طلب على تصريف أكبر، يفتح الصمام الثاني، بحيث يغذي بشكل تدريجي العلبة الثانية للفوهات، والمطابقة لزاوية حقن إضافية ε_2 ، حتى نحصل على تصريف كتلي $G_1 + G_2$. يعمل بعدئذ الصمام الثالث والعلبة التابعة له، وبعدها الرابع وهكذا، حتى تصبح جميع الصمامات مفتوحة، وعندها يمر التصريف الأعظمي بالآلة.

3.6.7 الخصائص الإنشائية للمراحل ذات الضغط المنخفض BP

بعض العنفات، وحتى تلك ذات الاستطاعة المنخفضة، تجهز بريش تضمن الجريان الأسطواناني للمائع؛ وقد بينا سابقاً أنه لهذا السبب يجب تحقيق تغير بالضغط على طول الريشة b في المرحلة، يوازن في جميع نقاط المستوي العمودي على محور الدوران القوى النابذة الموضعية المؤثرة على الجريان. من أجل العنفات ذات الاستطاعة العالية،

حيث يصبح المعامل b/D بدءاً من بعض نقاط التمدد كبيراً فإن هذا الإجراء يصبح ضرورياً، إذا أردنا المحافظة على مردود مقبول لمراحل الضغط المنخفض BP الواقعة في مؤخرة العنفة.

أوضحنا سابقاً أن التصميم المناسب لحل هذه المشكلة، يقتضي إيجاد تغير بدرجة رد الفعل على طول ريشة المرحلة، وهذا التغير يبدأ من الصفر أو من قيمة شبه معدومة عند جذر الريشة ويصل حتى 0,7 ... 0,6 عند قمة الريشة. وبما أن درجة رد الفعل عند جذر ريشة هي التي تحدد الفرق بالضغط بين مقدمة ومؤخرة الطوق المتحرك، فإن طريقة الإنشاء ذات المراحل المتعددة ممكنة لأن طرفي الدولاب في هذه الحالة يخضعان إلى نفس ضغط البخار تقريباً. كما أن طريقة الإنشاء بطبقة غير مستبعدة أيضاً، لأن تسرب البخار على طول الريش الموجهة قليل بسبب الحجم النوعي الكبير جداً للبخار عند الضغط المنخفض.

7.7 الضياعات الإضافية والمردود الإجمالي لمرحلة من عنفة

بينما فيما سبق كيفية حساب مردود مرحلة من عنفة بكتابة:

$$\eta_{st} = \bar{\eta}_d \eta_g$$

حيث تمثل $\bar{\eta}_d$ المردود الوسطي للتمدد و η_g معامل يعتمد، من جهة على التنظيم الهندسي للريش ومن جهة ثانية على الطريقة التي تعمل بها المرحلة (مندمجة أو منعزلة). يظهر دائماً في بسط المعامل η_g نفس القيمة وهي:

$$\tau_m = u \Delta c_i$$

والتي تمثل العمل المنجز في المرحلة خلال تمدد كتلة 1 kg بخار. ولكن طرائق إنشاء العنفات التي درسناها سابقاً، تفرض بعض الضياعات الإضافية، التي سندخلها في علاقة المردود المصححة.

إذا احتوى عمل المرحلة على بعض المقاومات السلبية التي تؤدي إلى استهلاك للعمل المحرك قدره $\Delta \tau_m$ لكل kg من المائع، فإنها تحسم من العمل المحرك τ_m . من جهة ثانية فإنه من أجل تصريف كلي للمائع خلال المرحلة قدره G، فإن جزءاً منه G_r لا يشارك المجرى الرئيس للمائع في إنتاج العمل المحرك ويختفي نتيجة التسرب، وهكذا فإن

العمل المحرك ينقص أيضاً بمقدار $G_f \tau_m$. وتسمح هذه الانعكاسات بكتابة المردود الإجمالي للمرحلة على النحو التالي:

$$\eta_{st}^* = \bar{\eta}_d \eta_g \frac{G \tau_m - G \Delta \tau_m - G_f \tau_m}{G \tau_m} = \eta_{st} \left(1 - \frac{\Delta \tau_m}{\tau_m} - \frac{G_f}{G} \right) \quad (15-7)$$

من المنطقي حساب هذه الضياعات (كذلك أيضاً الناتجة من عدم الاستخدام الكامل للطاقة الحركية عند الخروج من مرحلة سابقة) ضمن مشوهات التمدد. وهكذا فإن مردود التمدد الذي سيحدد الحالة الترموديناميكية النهائية 2 للبخر عند الخروج من المرحلة يكتب كالتالي:

$$\bar{\eta}_d^* = \bar{\eta}_d \left(1 - \frac{\Delta \tau_m}{\tau_m} - \frac{G_f}{G} \right)$$

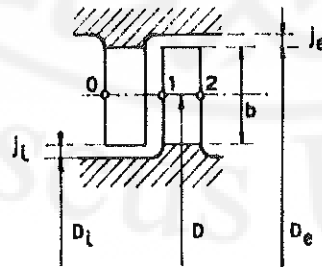
سندرس الآن كيف يمكن تقدير قيم الحدود المصححة التي نوهنا عنها أعلاه.

1.7.7 معدلات تصرف المائع المتسرب

أشرنا في الفقرة (5.7) أنه في العنفات الارتدادية والتي يتم إنشاؤها على طنبور، ينشأ عند قاعدة الريش الموجهة وقمة الشفرات المتحركة، تسرب للمائع نسميه على التوالي G_{fi} و G_{fe} . باعتبار D القطر الوسطي و b ارتفاع الشفرات المتحركة، D_i و D_e الأقطار الداخلية والخارجية و j_i و j_e الخلوصات بين الطنبور والريش الموجهة وبين الثابت والريش المتحركة على التوالي، يمكن إذن أن نكتب حسب الشكل (7-26):

$$\frac{G_{fi}}{G - G_{fi}} = \frac{\pi D_i j_i k c_1}{\pi D b c_1 \sin \alpha_1}$$

$$\frac{G_{fe}}{G - G_{fe}} = \frac{\pi D_e j_e k w_2}{\pi D b w_2 \sin \beta_2}$$



الشكل (7-26)

حيث k تابع يحدد قيمة الجزء المشارك من C_1 (أو من W_2) في حساب كمية التسرب. عملياً، فإن قيم G_{fe} و G_{fi} صغيرة جداً بالنسبة إلى G ، بحيث يمكننا إهمال هذه الحدود في مقام الحدود الأولى من هذه العلاقات. من جهة ثانية إذا كانت درجة رد الفعل $R = 0,5$ فإن الزوايا α_1 و $\gamma = \pi - \beta_2$ هي نفسها وقيم السرعات C_1 و W_2 متساوية أيضاً. وبملاحظة أنه لدينا:

$$\sin \alpha_1 = \sin \beta_2 = \frac{\sigma \delta}{\sqrt{1 + \sigma^2 \delta^2}}$$

ينتج أن:

$$\frac{G_f}{G} = \frac{G_{fi} + G_{fe}}{G} = k \frac{D_i j_i + D_e j_e}{D b} \frac{\sqrt{1 + \sigma^2 \delta^2}}{\sigma \delta} \quad (16.7)$$

إن التصرفات G_{fe} و G_{fi} هي بالحقيقة إضافية، لأنه إذا هرب التصرف G_{fe} مباشرة من إنتاج العمل المحرك، فإن التصرف G_{fi} لا يشارك أيضاً على نحو أفضل، لعدم تمكنه من الحصول على الاتجاه المناسب قبل دخوله إلى الدوالب المتحرك. وبفرض أن الخلوصات j_i و j_e لها نفس القيم أي $j_i = j_e = j$ فإن العلاقة (16-7) تبسط وتصبح:

$$\frac{G_f}{G} = 2k \frac{j}{b} \frac{\sqrt{1 + \sigma^2 \delta^2}}{\sigma \delta} \quad (17-7)$$

بفرض أن $D_i + D_e = 2D$. وقد وجد عملياً أن التابع k يساوي تقريباً إلى الواحد، وتبعاً للعالم (TRAUPEL) يمكن استخدام القيم التالية للحسابات:

$$k = 0,7 \dots 0,8$$

تطابق القيم الأصغر إلى زوايا تماس $(\theta_n = \alpha_2 - \alpha_1)$ للريش الموجهة، و $\theta_a = \beta_2 - \beta_1$ للريش المتحركة) ذات قيم كبيرة (فوق 90°).

من أجل مرحلة فعلية أنشأت تبعاً للنموذج المتعدد المراحل، يحصل التسرب فقط في منطقة مرور محور الدوران خلال الحاجز (diaphragme) لأن انخفاض الضغط يتم فقط داخل الفوهات. وتجهز عادةً هذه الفتحة بممانعات تسرب تحتوي على عدد من الحشوات Z . يطابق الهبوط بالانتالبي، $H_0 - H_1$ ، التمدد من الضغط p_0 إلى p_1 ، ويمكن اعتباره بتقريب كبير وكأنه متقطع إلى Z جزء ويساوي $(H_0 - H_1)/Z$ ، يخصص كل منها إلى سرعة مرور المائع في المقاطع الحلقية المتشكلة على الحواجز المتعاقبة، ويمكن

التعبير عن أحد الحدود بالعلاقة $k'c_1/\sqrt{z}$. وهكذا يمكن، باعتبار أن d قطر محور الدوران و z خلوص حشوات التسرب أن نكتب:

$$\frac{G_f}{G - G_f} = \frac{\pi d j k' c_1}{\pi D b c_1 \sin \alpha_1 \sqrt{z}}$$

أو أيضاً بإهمال قيمة G_f بالمقارنة مع قيمة G في المقام كما هو مبين أعلاه، فإن:

$$\frac{G_f}{G} = \frac{k' d j \sqrt{1 + \sigma^2 \delta^2}}{\sqrt{z} D b \sigma \delta} \quad (18-7)$$

ومن جهة ثانية فقد سمحت التجارب العملية بإيجاد علاقة بين المعامل k والبارامتر اللابعدى التالى:

$$x = \frac{H_0 - H_{1'}}{c_1^2 / 2} = (1 - R_m) \frac{H_0 - H_{2'}}{u^2 / 2} \frac{u^2}{c_1^2} = (...0,95...) \mu \frac{\sigma^2}{1 + \sigma^2 \delta^2}$$

التي تؤدي إلى العلاقة التالية:

$$k' = 0,133 + 0,900x - 0,333x^2$$

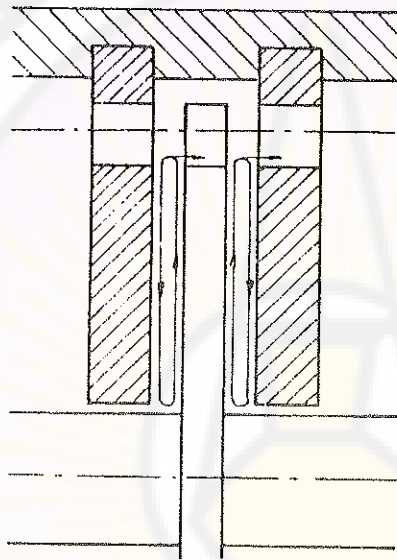
من أجل المراحل الأولى لعنفة ارتدادية، فإن الضياع G_f/G يمكن أن يأخذ أهمية خاصة، نظراً لأنه من الصعب تقليل الخلوص z والذي لا يمكن أن ينخفض بصفة مطلقة دون قيمة محددة، يمكن للنسبة J/b أن تكون كبيرة نسبياً: تقيم المعادلة (10-7) العلاقة بين ارتفاع الريشة b والتدفق الحجمي للمائع. لهذا السبب، كما أشرنا سابقاً، غالباً ما نتوقع في هذه المراحل، تركيب ريش وشفرات مزودة عند نهاياتها بممانعات تسرب. يمكن تقدير الضياعات بتطبيق العلاقة (18-7) في الحالة الخاصة لهذه المراحل.

2.7.7 احتكاك الأقراص الدوارة في العنفات المتعددة المراحل

يدور كل دولاب في عنفة ذات فعل داخل غرفة مملوءة بالبخر، محدثاً داخلها أعمال احتكاك تشكل ضياعاً بالعمل المحرك للعنفة كما هو موضح بالشكل (27-7). من جهة ثانية يختلف ضغط البخار من مرحلة إلى أخرى، وبما أن الدواليب في المراحل الأولى تتحرك داخل مائع أكبر انضغاطاً من الدواليب الأخيرة للعنفة. ندرك من هنا أن البخار يعمل ككابح بالنسبة للدواليب وله تأثير أكبر في المراحل الأولى منه في المراحل الأخيرة للعنفة.

في الحقيقة يمكن إهمال هذه الضياعات في المراحل ذات الضغط المنخفض إلا أنه يجب أخذها في الحسبان في المراحل ذات الضغط العالي وكذلك في العنفات ذات الاستطاعة الصغيرة والتي تدور بسرعة عالية.

تعتمد الاستطاعة المتبددة N_r نتيجة لهذا الدوران بصفة رئيسة على القطر D والسرعة المحيطية u ، المقاسة عند قاعدة الشفرات، الحجم النوعي v واللزوجة الحركية للمائع ν ، وأيضاً المسافة s بين سطح الدولاب والحاجز المجاور.



الشكل (27-7)

وهكذا يمكن إذن تبين هذه الاستطاعة بالعلاقة العامة التالية:

$$N_r = \sum K D^x U^y v^z S^t \nu^r \quad (19.7)$$

حيث تعين k معاملات عددية تحتوي فقط على مجموعات لابعدية. ويجب أن يحوي الحد العام لهذه العلاقة على أبعاد الاستطاعة: ML^2T^{-3} حيث M ، L و T تحدد كتلة وطول وزمن على التوالي.

وبما أن أبعاد s و D هي L ، وأبعاد السرعة LT^{-1} ، واللزوجة الحركية L^2T^{-1} ، الحجم النوعي L^3M^{-1} فإنه يجب أن يكون لدينا:

$$ML^2T^{-3} = [L]^x [LT^{-1}]^y [L^2T^{-1}]^z [L]^t [L^3M^{-1}]^r = L^{x+y+2z+t+3r} T^{-y-z} M^{-r}$$

نجد من واحدات الاستطاعة أن:

$$x + y + 2z + t + 3r = 2$$

$$y + z = 3$$

$$r = -1 \text{ و}$$

وهكذا فإن الأس r يحدد مباشرة، بينما بالنسبة للقيم الأخرى فإنها يجب أن تحقق الشروط التالية:

$$z = 3 - y \text{ و } x = y - t - 1$$

يبقى عاملين غير محددين: ونختار هنا y و t .

وهكذا تصبح العلاقة (7-19):

$$N_f = \sum k D^{y-t-1} u^y v^{3-y} s^t v^{-1}$$

$$= \sum k \frac{D^2 u^3}{v} \left(\frac{s}{D} \right)^t \left(\frac{u D}{v} \right)^{y-3}$$

بكتابة عدد رينولدز كتابع للقطر D والسرعة u واللزوجة الحركية ν :

$$\frac{u D}{\nu} = Re$$

من جهة ثانية إذا كانت ω السرعة الزاوية للدولاب بـ (radians/s) لدينا:

$$u = \omega \frac{D}{2}$$

ينتج أخيراً العلاقة التالية للاستطاعة N_f :

$$N_f = \sum k \frac{1}{8} \frac{\omega^3 D^5}{\nu} \left(\frac{s}{D} \right)^t Re^{y-3} \quad (20-7)$$

إن القيم غير المعروفة k ، t و y والمتبقية في هذه العلاقة لا يمكن تحديدها إلا بالتجربة.

وتبعاً لـ SCHULTZ-GRUNOW فإنه بالنسبة لسطحي الدولاب، يمكن أن نعتبر لقيم

صغيرة لعدد رينولدز $Re < 3.10^4$ القيم التالية:

$$\Sigma k = 7,704 \text{ و } t = -1 \text{ و } y = 2$$

مما يعطي العلاقة التالية:

$$N_f = 0,963 \frac{\omega^3 D^5}{\nu} \frac{D}{s} Re^{-1}$$

ومن أجل قيم لعدد رينولدز تتراوح بين $(3.10^4 < Re < 6.10^5)$ وجدت القيم التالية:

$$\Sigma k = 4,630 \text{ و } t = 0 \text{ و } y = 2,5$$

أيضاً:

$$N_f = 0,579 \frac{\omega^3 D^5}{\nu} \text{Re}^{-0,5}$$

من أجل قيم أكبر لعدد رينولدز ($\text{Re} > 6.10^5$) وجد أن:

$$\Sigma k = 0,0876 \quad \text{و} \quad t = 0 \quad \text{و} \quad y = 2,8$$

أي:

$$N_f = 0,0109 \frac{\omega^3 D^5}{\nu} \text{Re}^{-0,2}$$

بمقارنة العلاقات السابقة نجد أن النسبة s/D ليس لها أي تأثير إلا في حالة قيم صغيرة لعدد رينولدز.

بمعرفة الاستطاعة N_f والمقدرة بـ (Watt)، فإن التخفيض بالعمل المحرك والنتائج من احتكاك الدواليب بـ (J/kg) يقدر كالتالي:

$$\Delta \tau_{m,f} = \frac{N_f}{G}. \quad (21-7)$$

بما أن قيمة $\Delta \tau_m$ تعتمد على الأس الخامس للقطر D ، فإننا نعطي عادةً في العنفة ذات الفعل، لـ σ قيمة أصغر بقليل من تلك التي تعطي القيمة الأمثلية لـ η_g ، وهذا بحيث نحقق بتخفيض D أفضل تسوية بين العوامل المختلفة للعلاقة (20-7). ومن جهة ثانية فإن هذا التطبيق غير مناسب من وجهات النظر المختلفة، لأنه يؤدي إلى سرع محيطية u أقل وبالتالي إلى عدد أكبر من المراحل.

نشير أيضاً إلى أن احتكاك الدواليب، بالإضافة إلى التسرب بين المحاور والفاصل الحامل للريش الثابتة، يحرضان في البخار حركة انتقال، نابذة بالتلامس مع الدواليب، و جاذبة بالتلامس مع الفواصل، كما يمثل الشكل (27-7). وأن جزءاً من البخار المشارك لهذه الحركة يلحق بالتيار الرئيس وهو مسؤول في حالة مراحل العنفة المندمجة، عن عدم تعويض الطاقة الحركية المتبقية.

3.7.7 ضياعات التهوية المسببة بواسطة دولاب ذي حقن جزئي

خارج قطاع الحقن، ينتج من دولاب فعل ذي حقن جزئي مزج لمائع التشغيل، الذي يؤدي إلى ضياع إضافي بالعمل المحرك، يسمى بضياع التهوية. إن الاستطاعة المبددة N_0 تعتمد من حيث المبدأ على القطر الوسطي للدولاب D ، وعلى ارتفاع الشفرات b ، السرعة المحيطية عند القطر الوسطي u ، الحجم النوعي للمائع v ، وعلى قيمة القطاع غير الفعال من الدولاب (هذه القيمة الأخيرة بدون أبعاد). وهكذا يمكن أن نبين هذه الاستطاعة بالعلاقة التالية:

$$N_0 = \Sigma k \left(1 - \frac{\varepsilon}{2\pi} \right) D^x b^y u^z v^t \quad (22-7)$$

حيث k عوامل عددية لا تحتوي إلا على مجموعات لابعدية. وبما أن الطرف الثاني من هذه العلاقة يجب أن يعطي أبعاداً كالاستطاعة، يجب أن يكون لدينا:

$$ML^2 T^{-3} = [L]^x [L]^y [LT^{-1}]^z [L^3 M^{-1}]^t = L^{x+y+z+3t} T^{-z} M^{-t}$$

ولضرورة تساوي أس طرفي المعادلة نجد:

$$x + y + z + 3t = 2, \quad z = 3, \quad t = -1$$

ينتج بالنسبة لـ x و y العلاقة:

$$x + y = 2$$

إن التحليل البعدي لا يسمح إذن بتقاسم التأثيرات العائدة لكل من D و b . ولكنه من الممكن دائماً فرض أن $x = 1$ و $y = 1$ بشرط أن يكون لدينا:

$$\Sigma k = f\left(\frac{b}{D}\right)$$

يمكن بواسطة هذه الفرضيات أن نكتب:

$$N_0 = \Sigma k \left(1 - \frac{\varepsilon}{2\pi} \right) \frac{D b u^3}{v} = \Sigma k_0 \left(1 - \frac{\varepsilon}{2\pi} \right) \frac{\omega^3 D^4 b}{v} \quad (23-7)$$

حيث ω السرعة الزاوية للدولاب، وأن $\Sigma k_0 = \Sigma k / 8$.

لا يمكن تحديد التابع Σk إلا بواسطة التجربة، وبمقارنة النتائج المنشورة بهذا الخصوص، فإنه يمكن الاقتراح بالنسبة إلى دولاب بسيط العلاقة التالية:

$$\Sigma k = 0,063 + 0,82 \frac{b}{D}$$

ومن أجل دولاب كورتيس، فإن هذه القيمة تضرب بـ (1,25).

وكما رأينا سابقاً، فإن التخميف في العمل المحرك بـ (J/kg) يساوي:

$$\Delta \tau_{m,v} = \frac{N_v}{G} \quad (24-7)$$

يستخدم عملياً الحقن الجزئي في العنفات ذات الاستطاعة العالية في مرحلة المعايرة فقط. ومن أجل تقليل الضياع بالتهوية، خاصةً عند الأحمال الكاملة للآلة، فإن بعض الشركات الصانعة تضطر إلى تقليل طول الجزء غير الفعال من الدولاب والمحصور بين علب الفوهات المختلفة حتى حده الأصغري. عملياً فإن المرحلة تعمل بحقن تام عند الحمل تكامل.

8.7 تأثيرات تحسين الدورة الحرارية وزيادة الاستطاعة في البنية الإنشائية للعنفة

يمكن تحسين دارة البخار بزيادة الضغط ودرجة الحرارة عند مدخل العنفة، وبتسخين مياه التغذية العائدة إلى مولد البخار عن طريق عدد أكبر من مآخذ البخار، وإعادة تحميل البخار مرة أو مرتين خلال تمدده في العنفة. إن الاستخدام التدريجي لهذه الطرائق لا يمكن تعليله إلا بزيادة ملازمة لاستطاعة العنفات. وتؤدي زيادة الضغط ودرجة الحرارة والاستطاعة دوراً أساسياً بالتأثير على التركيب الإنشائي العام للعنفة. يرتبط التطور في تصميم العنفات بالاعتبارات العامة التالية:

(a) إذا بقي ضغط التخلخل في المكثف ثابتاً، وبزيادة ضغط ودرجة حرارة البخار عند مدخل الآلة، فإن الهبوط المتاح بالانثاليبي $H_A - H_X$ يزداد. ومن أجل آلات ذات أقطار متشابهة (تمثل نفس القيمة الوسطية $\bar{u}^2$) وتعمل على المبدأ نفسه، فعل أو رد فعل، مما يحدد معامل الضغط μ ، فإن عدد المراحل يزداد. ومن جهة ثانية فإنه من الواضح أن قيمة معامل الضغط μ لمرحلة ارتدادية أقل منه لمرحلة فعلية، وقد وجدنا من حساباتنا السابقة أنه عندما $R = 0$ لدينا $\mu = 4,9 \dots$ وعندما $R = 0,5$ فإن $\mu = 2,8$.

(b) تتغير قيمة الحجم النوعي حسب حالة البخار، حيث ينقص بزيادة ضغط البخار ويزداد مع ارتفاع درجة الحرارة. ويلاحظ في السنوات الأخيرة أن تطوير الدارات الحرارية للعنفات يسير نحو تخفيض الحجم النوعي. وفي حالة الآلات التي تحتوي على مراحل ذات أقطار متساوية D في الطرف ذي الضغط العالي، فإنه من المفضل، من أجل المحافظة على قيم مقبولة لارتفاع الريش b ومعامل التصريف δ ، أن يكون التصريف

الكتلي G أكبر، وخاصةً في المراحل الأولى. وبما أن مردود الدارة قد تحسن، فإن معدل التصريف G لا يمكن أن يأخذ قيمة مناسبة إلا إذا صممنا الآلة من أجل استطاعة أكبر. ومع ذلك فإنه من أجل الاستطاعة نفسها، فإن زيادة عدد مآخذ الاستنزاف يزيد أيضاً معدل التصريف في المراحل الأولى للعنفة.

(c) يحدد ضغط البخار سماكة جدران العنفة وأبعاد الوصلات وبراغي الربط لجسم الضغط العالي HP. وهكذا فإن الإجهادات الحرارية لهذه القطع تزداد نتيجة لازدياد كتلتها، والتي تظهر بشكل رئيس عند عمل الآلة على نظام عابر خلال الإقلاع وخلال فترة إيقاف العنفة، تصبح قيمة هذه الإجهادات أكثر أهمية كلما ازدادت درجة الحرارة المصحوبة عامةً بارتفاع الضغط. وللحفاظ على سماكة مقبولة لجدران جسم الضغط العالي، يتوجب تقليل قطر المرحلة. مما يعني في نهاية الأمر تخفيض السرعة المحيطية لدوار مرحلة الضغط العالي HP ويتطلب هكذا، عدداً أكبر من المراحل وذلك مع المحافظة على جميع الخواص الأخرى التي تبقى غير متغيرة.

(d) من أجل الآلات ذات الاستطاعة العالية. فإن التصريف الحجمي يصبح هاماً جداً في نهاية التمدد، وهذا بالرغم من استخدام عدد كبير من مآخذ الاستنزاف: وهكذا تنشأ الضرورة في جسم الضغط المنخفض BP لزيادة عدد التدفقات وعدد قنوات العادم.

(e) عندما تصبح درجة حرارة البخار مرتفعة، وخاصةً في الآلات التي تنتمي إلى دارة إعادة التحميص، حيث درجة حرارة أجسام الضغط العالي HP والضغط المتوسط MP مرتفعة، فإن مشكلة الفرق في التمدد بين الجزء الثابت والمتحرك خلال إقلاع وإيقاف العنفة تزداد صعوبة.

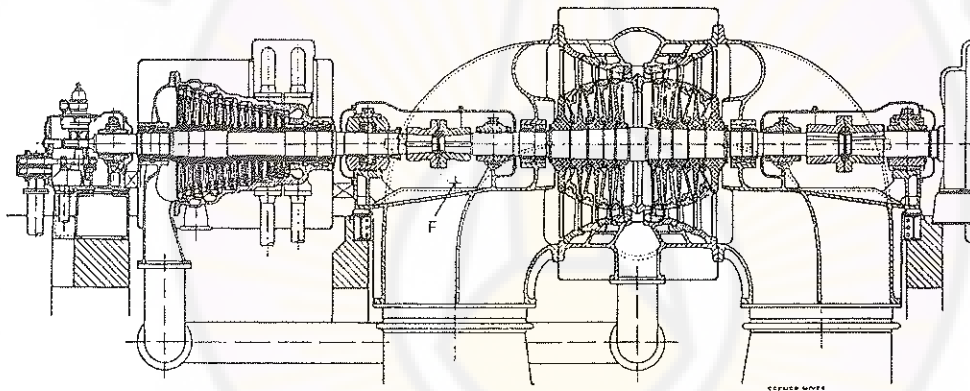
(f) من أجل دارة إعادة تحميص، يزداد الهبوط الكلي المتاح بالانثاليبي؛ وهكذا فإن العنفات التي تعمل على هذه الدارة تحتاج إلى عدد أكبر من المراحل، على فرض أن جميع الظروف الأخرى ثابتة.

إن دراسة هذه الملاحظات تفسر تأثير الدارة وخواصها في التركيب الإنشائي للعنفة وتطوره خلال السنوات المتتالية.

بالنسبة إلى العنفات ذات الجسم الواحد والتي تدور بسرعة 3000 tr/mn كالموضحة في الأشكال (7-7) و (23-7)، فإنها تناسب الاستطاعات المتوسطة والدورات البسيطة نسبياً

دون إعادة تحميل. كما أن الاستطاعة التي يمكن الاستفادة منها على نحو منطقي من هذه الآلات محددة بحالة البخار عند الدخول إلى العنفة.

- بفرض أن ضغط البخار $30 \dots \text{bars}$ ودرجة حرارته $400 \dots ^\circ\text{C}$ ، نجد أن الحجم النوعي هو $0,099 \dots \text{m}^3/\text{kg}$... تسمح هذه الشروط بإنشاء عنفة في جسم واحد، تعطي من أجل ضغط تخلخل عادي في المكثف، استطاعة تتراوح من 1 - 15 MW؛ يمكن اختيار قطر كبير للدوار نسبياً حتى يكون عدد المراحل (الذي يتحدد من انخفاض المعتدل للأنثاليبي ومن جهة أخرى بقيمة وسطية لـ $\bar{u}_i^2$ كبيرة نسبياً) محدداً. وفي الحقيقة فإن اللجوء إلى مرحلة كورتيس في مقدمة العنفة يسهل إنشاء هذه الآلة.



الشكل (28-7)

عنفة فعل ذات جسمين ضغط عال وضغط منخفض BP ذو فيضين استطاعتها 50 MW، ضغط الدخول للبخار 80 bars ودرجة حرارته 510°C ؛ درجة حرارة مياه التبريد 15°C . النقطة الميتة للجسم الثابت F.

- من أجل بخار ضغطه $45 \dots \text{bars}$ ودرجة حرارته $425 \dots ^\circ\text{C}$ ، فإن الحجم النوعي هو $0,0677 \dots \text{m}^3/\text{kg}$... تناسب هذه الشروط إنشاء عنفة ذات استطاعة أكبر في جسم واحد، وتصل قيمتها إلى $25 \dots \text{MW}$.

- من أجل دارات من دون إعادة تحميل وبخار ضغطه $40 \dots 60 \dots 80 \text{ bars}$ بدرجات حرارة $420 \dots 460 \dots 500^\circ\text{C}$ ، تطابق الحجم النوعي $0,053 \dots 0,076$ m^3/kg ، فقد أنشأت من أجلها عنفات فعل بجسمين استطاعتها من $50 \dots 60 \text{ MW}$ ، فيها مرحلة الضغط المنخفض ذات فيضين للجريان كما هو موضح على

الشكل (7-28)، وتحتوي هذه الآلة على عشرين مرحلة. بما أن معامل الضغط μ لمرحلة ارتدادية أقل كثيراً منها لمرحلة فعلية، فإن عدد المراحل الارتدادية بفرض ($R=0,5$) واللازم للبرنامج السابق نفسه أكبر بكثير، وعلى سبيل المثال تحتوي العنفة في هذه الحالة على دولا ب كورئيس وعلى 35 - 30 مرحلة رد فعل. وهكذا فإنه ضمن الشروط السابقة يجب إنشاء عنفة بثلاثة أجسام.

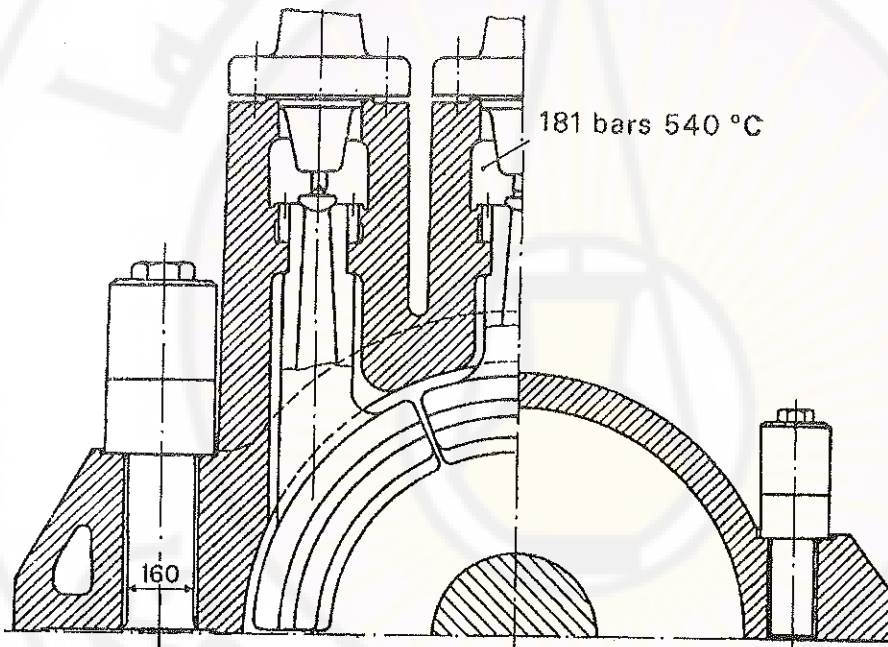
غير أنه بارتفاع درجة حرارة البخار، فإن مشاكل الشد الحراري والتمدد غير المتساوي خلال فترة الإقلاع تصبح أكثر حدة، وذلك في القطع التي تحتاج إلى سماكات أكبر نتيجة لارتفاع الضغط. يمكن التخفيف من هذه الصعوبات للجسم ذي الضغط العالي HP بتبسيط الشكل وجعله متناظراً.

بينما بالنسبة إلى التمددات في جسم العنفة فإنها يجب أن تكون ممكنة في الاتجاهات الثلاث: العرضي، العمودي، والطولي دون الإخلال بالتوزيع الصحيح للمضاجع مع الأجسام المختلفة. أخيراً يجب حساب الخلوصات في الآلة مع الأخذ في الحسبان فروق التمدد الممكنة بين الجسم الثابت ودوار العنفة؛ ويمكن لهذا التمدد أن يصل إلى عدة ملليمترات بالاتجاه الطولي في الجسم ذي الضغط العالي.

وبالاختيار الذكي للنقطة الميتة من أجل الجزء الثابت من العنفة ولوضعية مضجع الدوار، فإنه يمكننا الحد من فروق التمدد الطولي إلى قيمة أصغر. بالنسبة إلى العنفة الموضحة في الشكل (7-28) يتوضع مضجع الصدم قرب النقطة الميتة F للجسم الثابت. بينما بالنسبة إلى أجسام الضغط المنخفض BP فإنها لا تخضع عملياً إلى تمدد، بينما يستطيل الدوار BP قليلاً مما يؤدي إلى تقليل الخلوصل الطولي بين الشفرات المتحركة وطوق الريش الثابتة من أجل التدفق اليساري، وزيادة هذا الخلوصل للتدفق اليميني. أما أجسام الضغط العالي HP والدوار HP، فإنهما يتمددان في الاتجاه نفسه؛ غير أن التمدد الأسرع للدوار خلال فترة الإقلاع يؤدي إلى زيادة الخلوصل بين الدواليب وموزعات البخار.

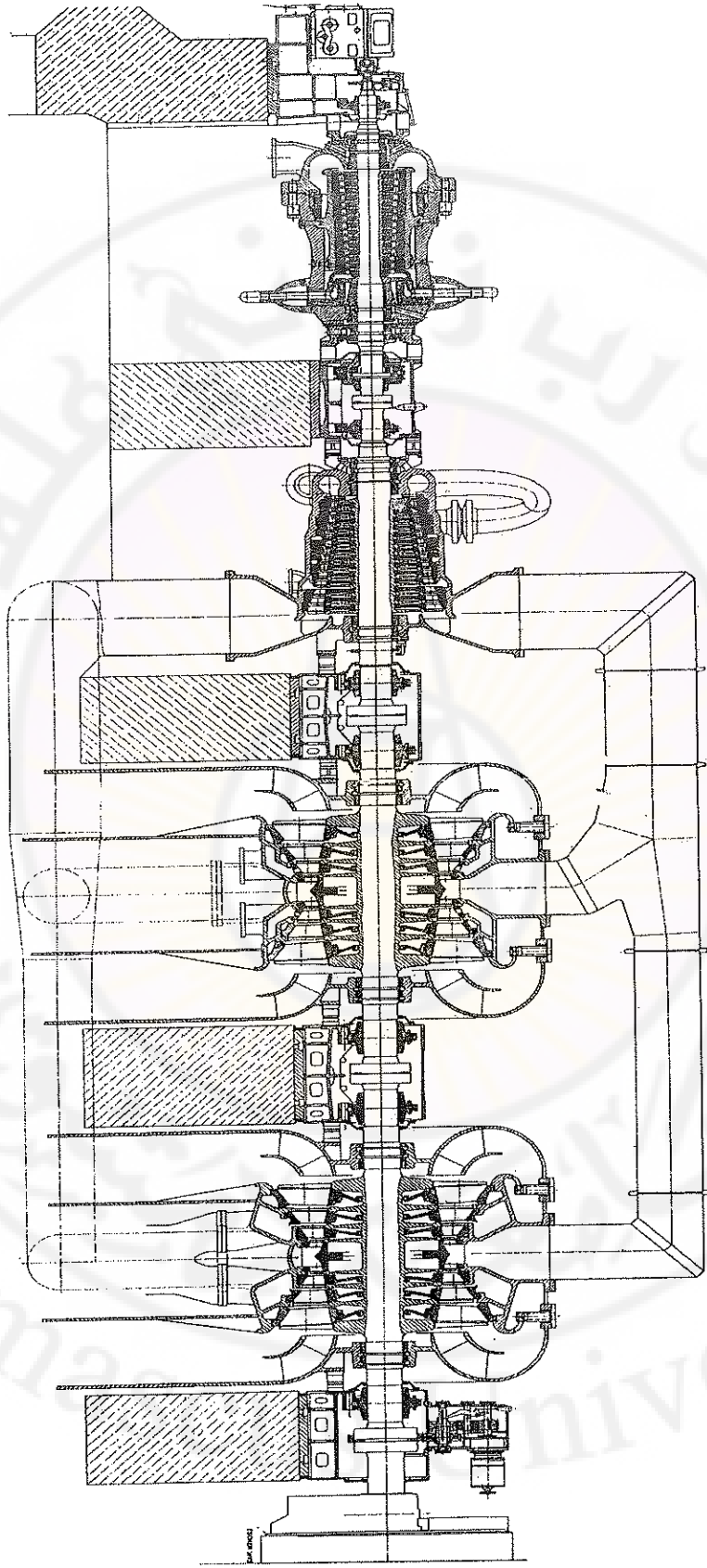
على الرغم من الاستهلاك المهم للبخار نتيجة لارتفاع استطاعة العنفات، فقد تم التمكن بفضل تخفيض الحجم النوعي للمائع عند الدخول، من المحافظة على أقطار معتدلة لمرحلة الضغط العالي. إن الانخفاض المتاح بالانثالي في جسم الضغط العالي HP بين المدخل والضغط الأمثلي لإعادة التحميص قد ثبت بدراسة الدارة ويتراوح بين (0,22 ... 0,20 من ضغط الدخول)، وتبقى السرعات المحيطية مقبولة نسبياً، بينما يزداد

عدد مراحل جسم الضغط العالي HP؛ بإجراء الحسابات تبعاً للاعتبارات المفروضة في الفقرة (3-7)، فإننا سنتأكد على نحوٍ طبيعي أنه في جسم الضغط العالي الذي يعمل بمبدأ الفعل توفر مرحلة معايرة و 18 ... 13 مرحلة مندمجة، بينما بالنسبة إلى العمل بمبدأ رد الفعل فهي تحتوي على مرحلة معايرة يتبعها من 25 ... 20 مرحلة مندمجة، وهكذا نتصور أنه بالنسبة إلى ضغوط دخول عالية (140 bars وأكثر) فإن إنشاء جسم الضغط العالي HP يصبح صعباً.

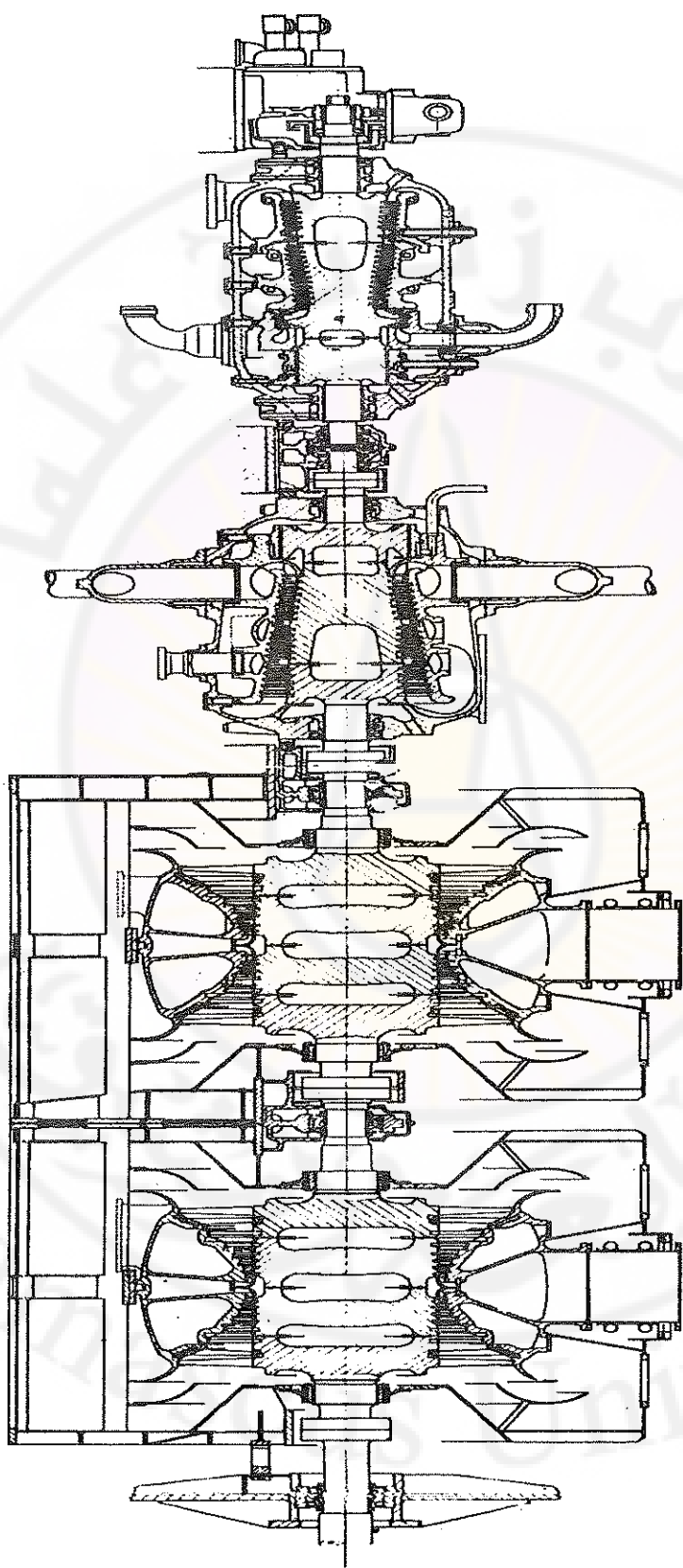


الشكل (29-7)

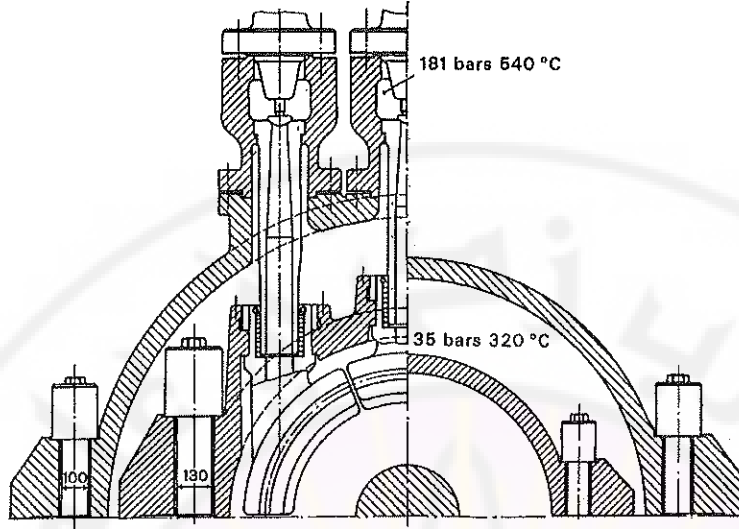
يمثل الشكل (29-7) مقطعاً عرضياً في جسم الضغط العالي HP (إلى اليسار: جهة صمامات الدخول، إلى اليمين: طرف العادم)، ويعطي فكرة عن سماكة وقطر البراغي الضرورية من أجل ضغط يصل إلى 181 bars. يتضح من هذه القطع ذات الأبعاد الكبيرة، أن الإجهاد الحراري الناشئ يمكن أن يكون كبيراً. ويتم التخلص من عدد كبير من المصاعب باستخدام غطاء مضاعف، تبعاً للشكل (30-7).



صفة فعلية مع إعادة تسخين تعطي 250MW عند 250bars و °C 540/540 مع جسم ضغط عالي HP بغلاف مزدوج،
 جزء الضغط المنخفض يضم أربعة مآخذ.

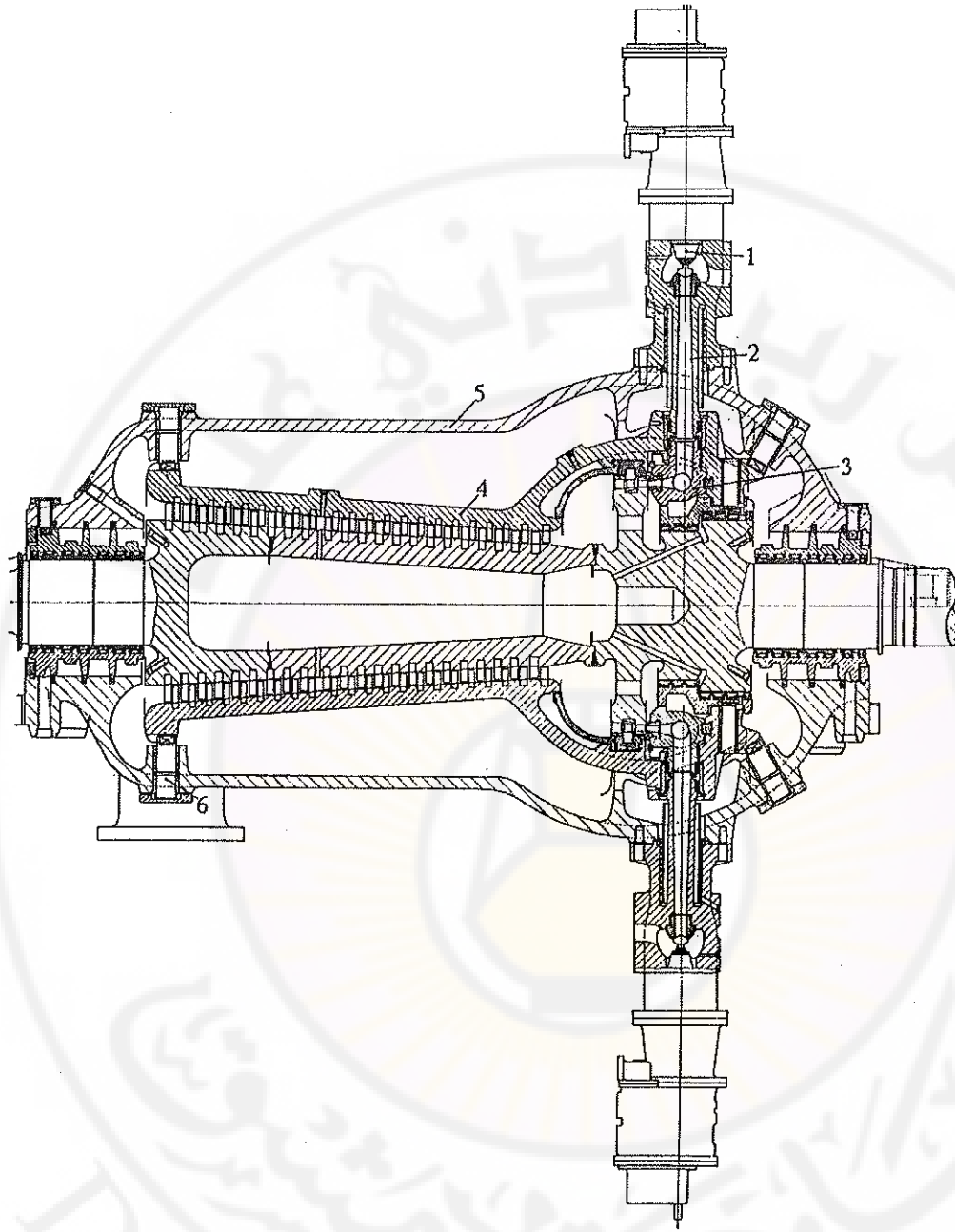


عنفلة اربك ادية مع إعادة تسخين تسطي 250MW عند 170bars و 565/565°C مع أجسام HP و MP بخلاف مزيج،
جزء الضغط المنخفض يضم أربعة مأخذ



الشكل (30-7)

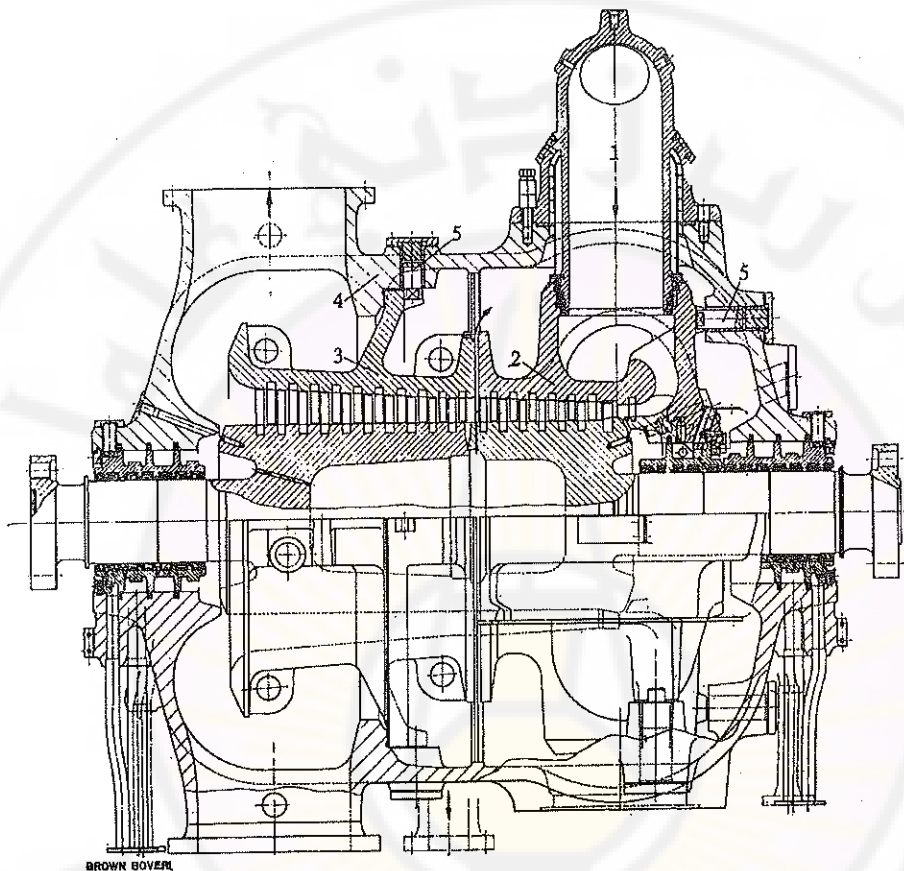
يحتوي الجسم الداخلي على الأجزاء الشغالة من الآلة (الدوار والريش الموزعة) ويوجد نفسه داخل الغلاف الخارجي للآلة. تتصل الغرفة المحيطة المحصورة بين الغلافين مع عادم الجسم ذي الضغط العالي HP، وهكذا فإن الضغط داخلها يساوي إلى ضغط إعادة التحميص. يتعرض كل من غلافي الآلة إلى فروق في الضغط ودرجة الحرارة من الداخل إلى الخارج أقل منها في حالة الغلاف البسيط. يمثل الشكل (31-7) جسم الضغط العالي لعنفة ارتدادية ذات غلاف مضاعف استطاعتها: 175 MW، حيث ضغط البخار 180 bars ودرجة حرارته 570°C ، يعاد تحميصه عند 40 bars و 540°C . وقد ركبت المجموعة بخلوص كاف لتسمح بالتمددات غير المتساوية بين الدائر والغلافين، كما يجب أن تكون عناصر الضغط العالي HP متمركزة على نحو كامل مع الدوار، ويمكن الحصول على ذلك باستخدام جاويط تركز.



الشكل (31-7)

يسمح الضغط المتوفر في جسم الضغط المتوسط MP باستخدام أقطار أكبر من حالة الضغط العالي، مما يؤدي إلى تخفيض عدد المراحل الضرورية للتمدد. يوضح الشكل (32-7) مقطعاً طولياً في جسم الضغط المتوسط MP للعنفة السابقة. إن عدد مراحل رد الفعل التي يحتويها هذا الجسم قليلة، ولكن جسم الضغط المنخفض BP للآلة نفسها يحتوي

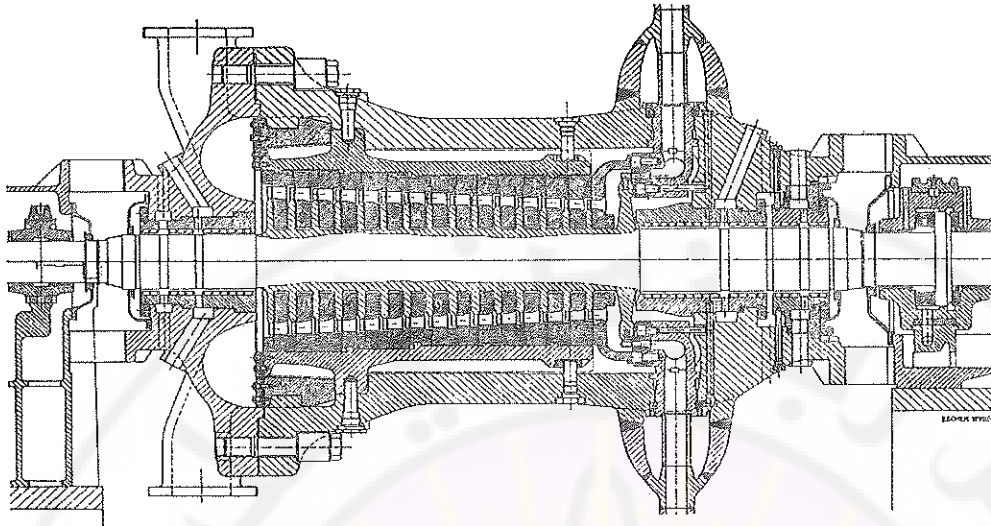
أيضاً على مجموعة من المراحل ذات تدفق بسيط، قبل أن ينقسم مجرى المائع إلى ثلاثة تدفقات ويمثل الشكل (2-7) توضعاً مشابهاً.



الشكل (32-7)

- | | |
|---------------------------|--------------------|
| (1) وصول البخار المحمص | (4) الغلاف الخارجي |
| (2) الغلاف الأول الداخلي | (5) جاويط التمرکز |
| (3) الغلاف الثاني الداخلي | |

يمثل الشكل (33-7) مقطعاً في جسم الضغط العالي HP لعنفة ذات فعل مصممة لاستطاعة 250 MW وضغط 250 bars ودرجة حرارة 540°C . يستخدم هذا النوع من التركيب في مجال الضغوط فوق الحرجة.



الشكل (7-33)

9.7 تشغيل المرحلة العنقية على البخار الرطب

عملياً ليس هناك أي نظرية شاملة بالنسبة لعمل مرحلة من عنفة على بخار رطب. ومع ذلك نجد في النشرات العلمية أعمالاً نظرية وعملية هامة بالنسبة إلى سلوك بخار رطب في عنفة. سنلخص فيما يلي الاستنتاجات الأكثر أهمية.

1.9.7 خط ويلسون (WILSON)

عندما يجتاز منحنى التمدد في العنفة خط الإشباع حيث $x=1$ ، وتصبح النقطة الممثلة لحالة البخار في المجال الثنائي الطور، فإن البخار لا يتكاثف مباشرة، لأن عدد بؤر التكاثف التي يحتويها مهملة. وهكذا فإن البخار يستمر بتمدده، كما لو أنه مازال محمضاً وخواصه لا تتغير تبعاً لمخطط التوازن الترموديناميكي. وهكذا فإن سلوك البخار لا يمكن متابعته إلا على مخطط يبين حالة البخار تحت منحنى الإشباع $x=1$ (كمخطط موليه) وذلك انطلاقاً من العلاقات التالية:

$$H = H(p, T) \quad \text{و} \quad S = S(p, T)$$

كما هو ناتج أيضاً من معادلة الحالة للبخار المحمص:

$$v = v(p, T)$$

نمثل على الشكل (7-34) بخطوط مستمرة، منحنيات p و T_p النموذجية والمارة من النقطة X على منحنى الإشباع؛ وهذه المنحنيات المختلطة في المجال الثنائي الطور. أما

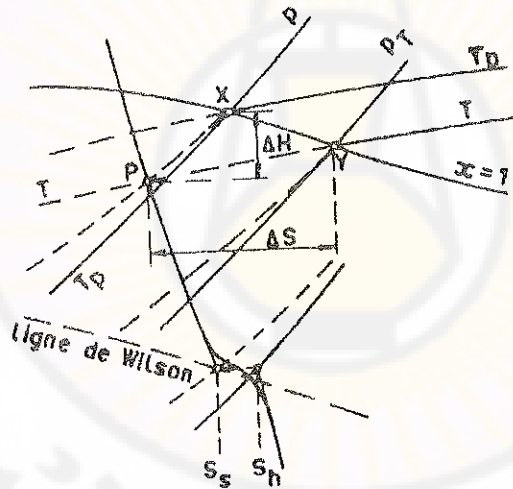
الخطوط المتقطعة (والمميزة) فهي تمثل نفس الضغط ودرجة الحرارة p و T_p وتتفرع من تمديد منحنيات الضغط ودرجة الحرارة للبخر المحمص تحت منحنى الإشباع. بفرض نقطة P على منحنى التمدد؛ فإن ضغط البخار يصبح p ودرجة حرارته T . عند الضغط p فإن درجة الحرارة الإشباع $T_p > T$ ؛ وعند درجة الحرارة T فإن ضغط الإشباع $p_T < p$. وهكذا نقول إن حالة البخار في النقطة P هي مبردة أكثر لأن $T < T_p$ أو أيضاً زائدة إشباع لأن $p > p_T$. وبما أن الفرق بين النقطة P بالنسبة إلى نقاط التقاطع X و Y مع منحنى الإشباع لكل من T_p و p_T هو:

$$\Delta H = c_p (T - T_p) < 0$$

$$\Delta S = -R \log \frac{p}{p_T} < 0$$

و

فإننا نفترض بالتتابع أن الفرق $T_p - T$ واللوغاريتم $\log p/p_T$ هي قيم تحت التبريد وزيادة إشباع.



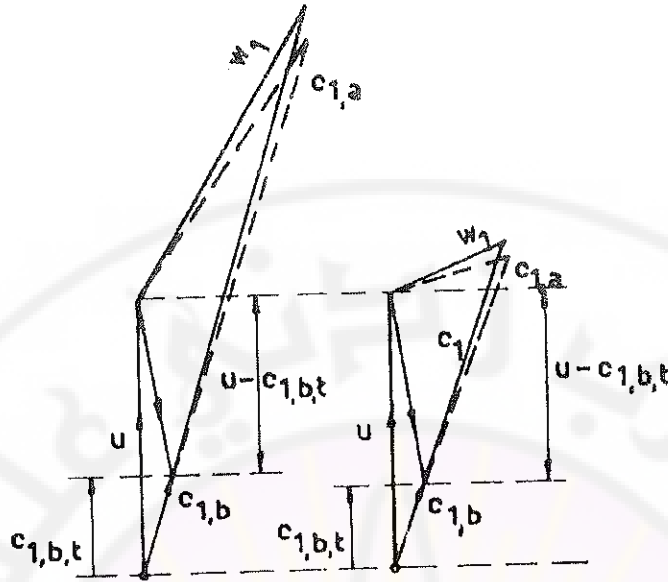
الشكل (34-7)

خلال عملية التمدد في المرحلة حتى النقطة P أو أبعد من ذلك، فإن التكاثف أصغري على جدران الفوهات أو الريش، لأنها تبرد بطريقة غير كافية، وتمتص بصعوبة حرارة تكاثف البخار. من جهة ثانية فإن الدراسة الفيزيائية للنظام الثنائي الطور تسمح بإثبات عدم وجود أي قطرة متكاثفة في مجال فرط الإشباع إذا لم يصل نصف قطرها إلى قيمة التوازن r_c .

ينتج من ذلك أنه إذا كان نصف قطر القطرة أكبر من نصف قطر التوازن r_e ، فإنها تستمر بالزيادة وذلك لتعديل عملية التكاثف؛ أما إذا كان نصف قطرها أقل فإنها تتبخر. وهذه الطريقة تسمح بإثبات أن نصف قطر التوازن r_e ينقص عندما يزداد فرط الإشباع أو تحت التبريد. وعندما يكون فرط الإشباع معدوماً، فإن نصف قطر التوازن له قيمة محددة؛ وبالعكس، من أجل فرط إشباع ذي قيمة هامة $1,05 \leq \text{Log } p/p_T \leq \dots$ ، أو تحت تبريد يعادل تقريباً $T_p - T = 25 \dots 30^\circ\text{C}$ ، فإن أبعاد الجزيئات الناتجة هي أجزاء من الميكرون. ولكنه من غير المحتمل لفرط إشباع قليل تشكيل قطرات ذات أبعاد أكبر من نصف قطر التوازن r_e . ولكن عندما يكون فرط الإشباع كبيراً نحصل على قطرات نصف قطرها $0,01 \dots 0,001 \mu\text{m}$. أما إذا كان نصف القطر أكبر من r_e فإن هذه النقاط تشكل بؤراً للتكاثف. إن موضع نقاط التكاثف على المخطط الترموديناميكي حيث تظهر هذه البؤر الأساسية والتي يبدأ عندها التكاثف تدعى بخط ويلسون. وبالنسبة إلى هذا الخط فإن وضعه على خريطة البخار غير محدد بشكل كامل، لأن تكاثف بؤر التكاثف يمكن أن يتم خلال فترة من فرط الإشباع يدعى بمجال ويلسون؛ وإن التوضع المحدد لهذا المجال يعتمد على سرعة تغير الضغط. وبشكل عام فإن خط ويلسون لا يبتعد كثيراً عن المنحني الذي يكون فيه عامل جفاف البخار $\chi = 0,96$.

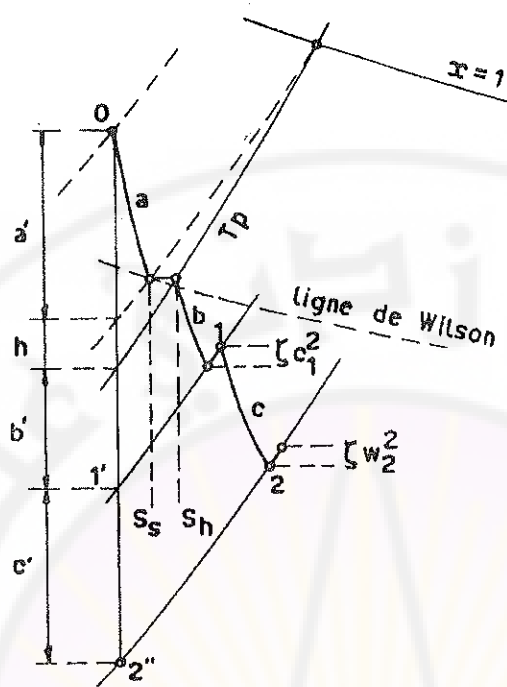
2.9.7 تأثير الرطوبة على مردود مرحلة عنفية

على الرغم من إمكانية تكوين فكرة واضحة عن الضياعات الكيفية للطاقة والناشئة عن الرطوبة، فإنه من الصعب تقدير هذه الضياعات كميّاً على نحو دقيق. لنختبر مرحلة من عنفة يتم فيها التمدد (0,2) في المجال الثنائي الطور. سنفترض خلال التمدد (0,1) في الفوهات الثابتة، أن النقطة التي تمثل حالة البخار تعبر خط ويلسون في مقدمة هذا الخط فإن سلوك البخار يبقى وكأنه مازال محمّصاً ومردود الفوهة η_H معروفاً. بدءاً من اللحظة التي يظهر فيها ضباب القطرات الدقيقة a ، فإنه يظهر ضياع ترموديناميكي. وفي الحقيقة فإن البخار يمر لحظياً وبصورة عكسية من حالة ما فوق الإشباع إلى الحالة القريبة من التوازن. يصحب هذا التحول زيادة في الانتروبي $S_H - S_S$ والتي لا يمكن تقديرها من مخطط مولاييه في الشكل (7-34).



الشكل (35-7)

بدءاً من النقطة 1 فإن الضباب a يكسب سرعة $c_{1,a}$ أصغر بقليل من سرعة البخار الذي يحمله. وبما أن القطرات ذات كتلة حجمية مختلفة عن البخار، فإنها تخضع إلى تحول طفيف واضح على الشكل (35-7) الذي يمثل مثلثات السرعة للبخار (خطوط متصلة) ومن أجل الطور السائل المبعثر a (خطوط منقطعة). فضلاً عن ذلك فإن بعض القطرات الكبيرة (أنصاف أقطارها من $200 \dots 500 \mu m$) التي يتم نزعها بواسطة البخار عند مصادم الريش الثابتة، فإنها تكتسب سرعة $c_{1,b}$ (20% - 15% من c_1).



الشكل (36-7)

اقترح العالم (TRAUPEL) التعبير عن الضياعات الناشئة عن جذب السائل (a) و (b) بعلاقة تتناسب مع c_1^2 حيث معامل التناسب ζ يحدد تجريبياً. وهكذا نجد من الشكل (36-7) أن:

$$\eta_n^0 = \frac{a+b-\zeta c_1^2}{a'+b'} = \eta_n - \frac{\zeta c_1^2}{a'+b'} \quad (25-7)$$

ولكن بما أنه يجب الأخذ في الحسبان الضياع الملازم لعملية التكاثف عند عبور البخار خط ويلسون، يصبح مردود الفوهة:

$$\eta_n^* = \frac{H_0 - H_1}{H_0 - H_{1'}} = \frac{a+b-\zeta c_1^2}{a'+b'+h} = \eta_n^0 \left(1 - \frac{h}{H_0 - H_{1'}} \right) \quad (26-7)$$

وبما أن سرعة الجريان لا تتعدى سرعة الصوت، فإنه يمكن اعتبار عملية اجتياز المائع لخط ويلسون تتم بثبوت الأنثاليبي، وهكذا نجد من أجل الضياع h:

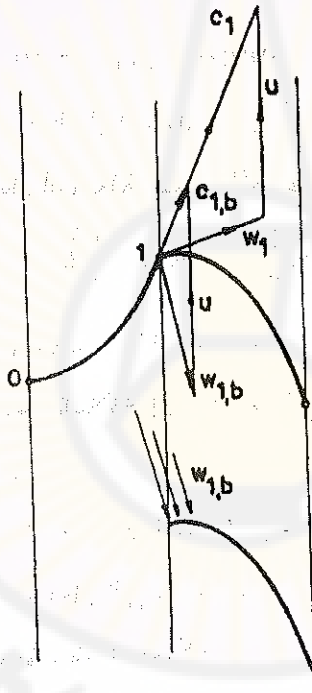
$$h = (S_h - S_s) \left(\frac{\partial H}{\partial S} \right)_p = (S_h - S_s) T \quad (27-7)$$

لأنه على طول منحنى الضغط $p = C^{te}$ ($dp = 0$) لدينا $TdS = dH$ و $T = C^{te}$.
يتم التمدد في الريش المتحركة أيضاً بضياغ ناشئ عن جذب الطور السائل (الضباب a والقطرات b)، ويصبح المردود:

$$\eta_a^* = \frac{H_1 - H_2}{H_{1'} - H_{2''}} = \frac{c - \zeta w_2^2}{c'} = \eta_a - \frac{\zeta w_2^2}{H_{1'} - H_{2''}} \quad (28-7)$$

من ترجيح المردودين اللذين تم الحصول عليهما بوساطة درجة رد الفعل الترموديناميكي نجد:

$$\bar{\eta}_d^* = \eta_n^*(1 - R_{th}) + R_{th}\eta_a^* \quad (29-7)$$



الشكل (37-7)

عند وصول القطرات b داخل الدولاب المتحرك فإنها تأخذ سرعة نسبية $w_{1,b}$ كما في الشكل (37-7). وتقوم بصدم ظهر الشفرات المتحركة، مما يؤدي إلى ظهور فرملة على الدولاب يجب أخذها بعين الاعتبار عند حساب انخفاض العمل المحرك $\Delta\tau_m$. وكما هو في الفقرة (7-7) نجد أن مردود المرحلة:

$$\eta_{st}^* = \bar{\eta}_d \eta_g \left(1 - \frac{\Delta\tau_m}{\tau_m} \right) \quad (30-7)$$

يمكن حساب عمل الفرمة انطلاقاً من علاقة أولر، وذلك بتطبيقها على القطرات الكبيرة b . وبما أن سرعة هذه القطرات عند الدخول إلى صف الريش المتحركة $c_{1,b}$ ومركبتها المماسية $c_{1,b,t}$ ، كما أن سرعتها عند الخروج من المرحلة قريبة للسرعة المماسية u . وبفرض أن كتلة هذه القطرات لكل kg من المائع المتحول داخل المرحلة هو m نجد إذن:

$$\tau_{m,f} = mu(u - c_{1,b,t})$$

من جهة ثانية فإن الحد $\Delta\tau_m$ يجب أن يحتوي على انخفاض العمل المحرك τ_m والنتائج من كون الكتلة m لا تشارك في إنتاج العمل المحرك في المرحلة والذي يساوي $mu\Delta c_t$. وهكذا نجد إذن:

$$\Delta\tau_m = mu(u - c_{1,b,t}) + mu\Delta c_t$$

غالباً ما نعد الحد الأول من العلاقة السابقة مساوياً إلى mu^2 وذلك بإهمال $c_{1,b,t}$. وبما أن الجداء $u\Delta c_t$ مرتبط بمعامل العمل للمرحلة حسب التعريف (36-5) نجد:

$$\Delta\tau_m = mu^2 + m\frac{\tau}{2}u^2 = m\left(1 + \frac{\tau}{2}\right)u^2 \quad (31-7)$$

إن تقدير الضياعات الناتجة من رطوبة البخار يبقى صعباً وحساساً جداً، ما عدا الحد (h) المبين بالعلاقة (26-7) والموضح بالعلاقة (27-7) والذي يتدخل فقط في حساب المرحلة التي يتم فيها عبور خط ويلسون.

تبعاً لبعض النتائج العملية يمكن الفرض بدءاً من المراحل الأولى للبخار الرطب، وحتى الأخيرة (يمكن أن يصل عدد المراحل إلى أربعة)، أن الكمية m تتغير بصفة تدريجية بين الحدود التالية (إذا كان تصريف المياه فعالاً):

$$m = (0,05 \dots 0,20) (1 - x_0)$$

حيث: x_0 عامل جفاف البخار عند دخوله إلى الموزعات. وهكذا نجد:

$$\begin{aligned} \frac{\Delta\tau_m}{\tau_m} &= \frac{(0,05 \dots 0,20) (1 - x_0) \left(1 + \frac{\tau}{2}\right) u^2}{u\Delta c_t} \\ &= \frac{(0,05 \dots 0,20) (1 - x_0) \left(1 + \frac{\tau}{2}\right)}{\tau/2} \end{aligned} \quad (32-7)$$

مما يعطي لمرحلة فعل حيث τ يساوي 4:

$$\frac{\Delta \tau_m}{\tau_m} = (0,075 \dots 0,30)(1 - x_0)$$

ومن أجل مرحلة رد فعل ($R = 0,5$) حيث τ يساوي 2:

$$\frac{\Delta \tau_m}{\tau_m} = (0,010 \dots 0,40)(1 - x_0) \quad (32'-7)$$

أخيراً إن العوامل ζ في العلاقات (27-7) و (29-7) تعتمد أيضاً على كمية الماء المتكاثفة. إذا فرضنا:

$$\zeta = (\dots 0,2 \dots)(1 - x_0)$$

نجد لـ $\bar{\eta}_d^*$ قيمة يمكن عدها ممكنة ومقبولة.

نستنتج من تطبيق هذه العلاقات أن مردود مرحلة ينخفض لنسبة رطوبة ($1 - x_0 = 0,01$) بحدود تتراوح بين (0,007...0,01).

3.9.7 تآكل الريش المتحركة وطرق طرح الرطوبة من مجرى العنفة

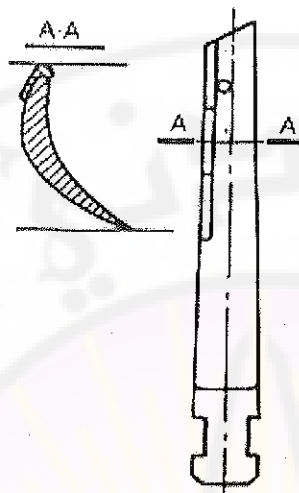
تتسبب الرطوبة المرافقة للبخار في تآكل سطوح الشفرات المتحركة، ويحدث هذا الأمر في العنفات العاملة على البخار المشبع أو في المراحل الأخيرة من العنفة العادية، التي يصل فيها إجراء التمدد إلى منطقة البخار المشبع.

ينتشر التآكل ليشمل جزءاً كبيراً من بروفييل الشفرة المتحركة، وقد يقضي على 0,2 - 0,3 من وتر الشفرة، مما قد يؤدي إلى تحطيمها؛ كما وتغير كميات التآكل البسيطة من الخواص الاهتزازية للشفرة ومن متانتها، وتخفض بشكل شديد فعالية المرحلة العنفية. الشكل (38-7) يبين تطور التآكل الذي يمتد على ثلاث مراحل، يجري التآكل في المرحلة الأولى عند قمة الشفرة بسرعة كبيرة ويتباطأ في المرحلة الثانية ويتوقف الإهتراء عملياً في المرحلة الثالثة.

يبتدئ التآكل بحدوث شقوق وتقرحات مكروية تتوسع ببطء لتشمل معظم سطح الشفرة، ويجري التآكل بتأثير الضربات والتخرب نظراً لوجود الرطوبة.

يتألف البخار المشبع من طور البخار الجاف وقطرات الماء، وتأخذ قطرات الماء أبعاداً مختلفة ولذلك تسير الجزيئات الضخمة بسرعات مختلفة عن القيم النظرية، ويصطدم قسم منها بظهور الشفرات العاملة ليشكل عزوماً سلبية، هذا بالإضافة إلى تأثيره التخريبي؛

تزداد هذه الظاهرة تأثيراً عند أطراف الشفرات، نظراً لتأثير كل من القوى النابذة وفتل الجريان.



الشكل (38-7)

يجري التخفيف من ظاهرة تآكل الشفرات بطريق إيجابي وآخر سلبي، ويتضمن الطريق الأول الوسائل التالية:

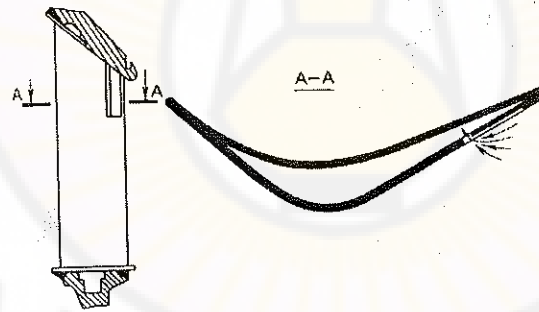
- 1- تخفيض رطوبة البخار برفع درجة الحرارة وتخفيض الضغط الابتدائي؛ واستخدام التحميص المتكرر، وتخفيض الضغط الفاصل (في جهاز فصل الرطوبة الخارجي) وباستخدام أساليب فعالة في الفصل الخارجي للرطوبة.
- 2- تخفيض نسبة الرطوبة الفعلية قبل الشفرات المتحركة وفي مجرى العنفة ويساعد في ذلك تخفيف المقاومات الموضعية في الجزء الأخير من العنفة (العوارض، التوسع الفجائي لمجرى العنفة).
- 3- تخفيف تأثير ضربات الرطوبة على الشفرات المتحركة بتكبير طول الشق المحوري بين هذه الشفرات ومثيلتها الثابتة، أو بإحداث مسامات على سطوح الشفرات المعرضة للتآكل. في المسامات تحتبس الرطوبة وتتلقى بنفسها ضربات القطرات، هناك أساليب أخرى منها إحداث مجارٍ قطرية الاتجاه، متوضعة على ظهور الشفرات في أجزائها العلوية، وتتشكل بذلك وسادة لتلقي ضربات الماء.

الطرائق السلبية:

- 1- استخدام الفولاذ المقاوم للصدأ وخلائط التيتان لتصنيع الشفرات المتحركة.
- 2- حماية أجزاء الريشة المعرضة لضربات القطرات بتغطيتها بقطع ذات مقاومة عالية للتآكل.
- 3- المعالجة الحرارية للشفرات أو بعض أجزائها أو تقسية سطوحها بالمعالجة الكهربائية.

يجري فصل الرطوبة في مجرى العنفة بطرق متعددة نذكر منها ما يلي:

- 1- امتصاص الشريحة المائية من سطوح ريش الفوهات عند الحروف الخرجية لها. تنفث الشريحة إلى قطرات الماء التي تعد السبب الأول في تآكل الشفرات العاملة، وفي تخفيض فعالية المرحلة العنفية، ولهذا السبب يجري امتصاص الشريحة وقطرات الماء قبل وصولها إلى الشفرات المتحركة. الشكل (39-7) يبين أسلوب امتصاص الشريحة المائية من خلال الشق الذي يتصل مع جوف الريشة المفرغة، والتي بدورها تتصل مع مجال ذي ضغط منخفض (المكثف مثلاً).



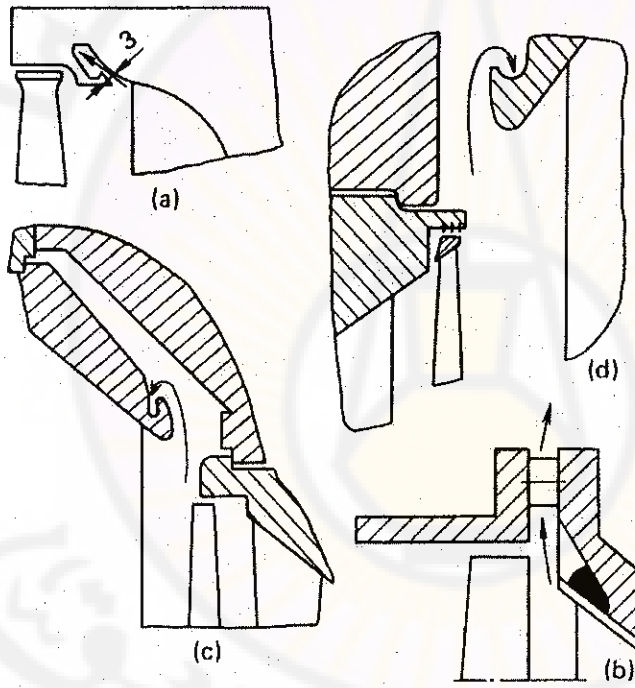
الشكل (39-7)

- 2- طرح الرطوبة من الحجرة الواقعة خلف ريش الفوهات الثابتة الشكل (39-7, a, b). يساعد فتل الجريان خلف الفوهات في قذف قطرات الماء الأكبر حجماً نحو الأطراف، وتدخل هذه القطرات إلى الفتحات الخاصة المتصلة مع جملة للتصريف يتمركز فيها ضغط منخفض.

يتصف الأسلوب المذكور بفعاليته الكبيرة، إلا أنه يخفض من الفعالية الاقتصادية للمرحلة العنفيه بسبب ضياع البخار مع قطرات الماء وبسبب تشويه نظام الجريان المناسب.

3- طرح الرطوبة من الشفرات المتحركة أو خلفها.

تتقذف قطرات الماء الأكبر حجماً بفعل القوى النابذة وتدخل إلى حجرات مخصصة واقعة خلف الشفرات، ويؤدي عدم استخدام الحزام على الشفرات إلى تحسين الشروط اللازمة لذلك، ويلاحظ هنا أيضاً انخفاض الفعالية الاقتصادية للمرحلة (الشكل 40-7 c, d).



الشكل (40-7)

10.7 اختيار جملة تصريف البخار

يزداد معدل التصريف الحجمي للبخار عند مخرج المرحلة الأخيرة من عنفة باطراد مع انخفاض الضغط في المكثف. ولكن هذا الضغط يعتمد على درجة حرارة مياه التبريد t_e . ويمكن تقدير الفرق بين درجة حرارة البخار عند خروجه من العنفة ودرجة حرارة ماء التبريد عند دخوله إلى المكثف بحوالي $12 \dots \dots$ °C. إذن يمكن رسم منحنيات كتابع

لدرجة الحرارة t_e تعطى على نحو تقريبي معقول معدل تصريف البخار $(Gv)_x$ عند الخروج من العنفة لاستطاعات مختلفة.

يمثل الشكل (7-41) منحنيات التصريف لعنفة مميزاتها الأساسية تطابق العنفة المقترحة كمثال في الفصل الثاني (2-6-2) 545°C ، 140 bars، إعادة تسخين، سبعة مأخذ استنزاف، عامل الجفاف النهائي للبخار 0,92. من جهة أخرى نعلم بأن العنفة إذا كانت تنتمي إلى دورة حرارية تعمل بدءاً من مفاعل نووي PWR أو BWR، فإن تصريف البخار عند العادم ولاستطاعة مشابهة هو 60% أكبر.

إن يجب أن تستجيب معدلات التصريف المعتبرة $(Gv)_x$ للعلاقة (10.7):

$$(Gv)_x = \frac{n}{60} \pi^2 D^2 b \delta$$

حيث n عدد الدورات بالدقيقة.

وهكذا فإن العوامل في الطرف الثاني من المعادلة محددة عملياً؛ القطر D بالتسارع الجاذب الذي يحدد التحريض الناشئ الذي يحدد التحريض الناشئ عن تثبيت الريش على الدوار، ارتفاع الريش b بمعرفة كتلتها من جهة، ومن جهة ثانية بالقواعد التي تسمح بتحقيق التوازن القطري للجريان، معامل التصريف δ بحيث لا يتم الحصول على سرعة محورية كبيرة عند مخرج الدولاب الأخير. وتبعاً للاعتبارات السابقة فإنه يمكن تقدير قيمة النسبة b/D ضمن الحدود التالية:

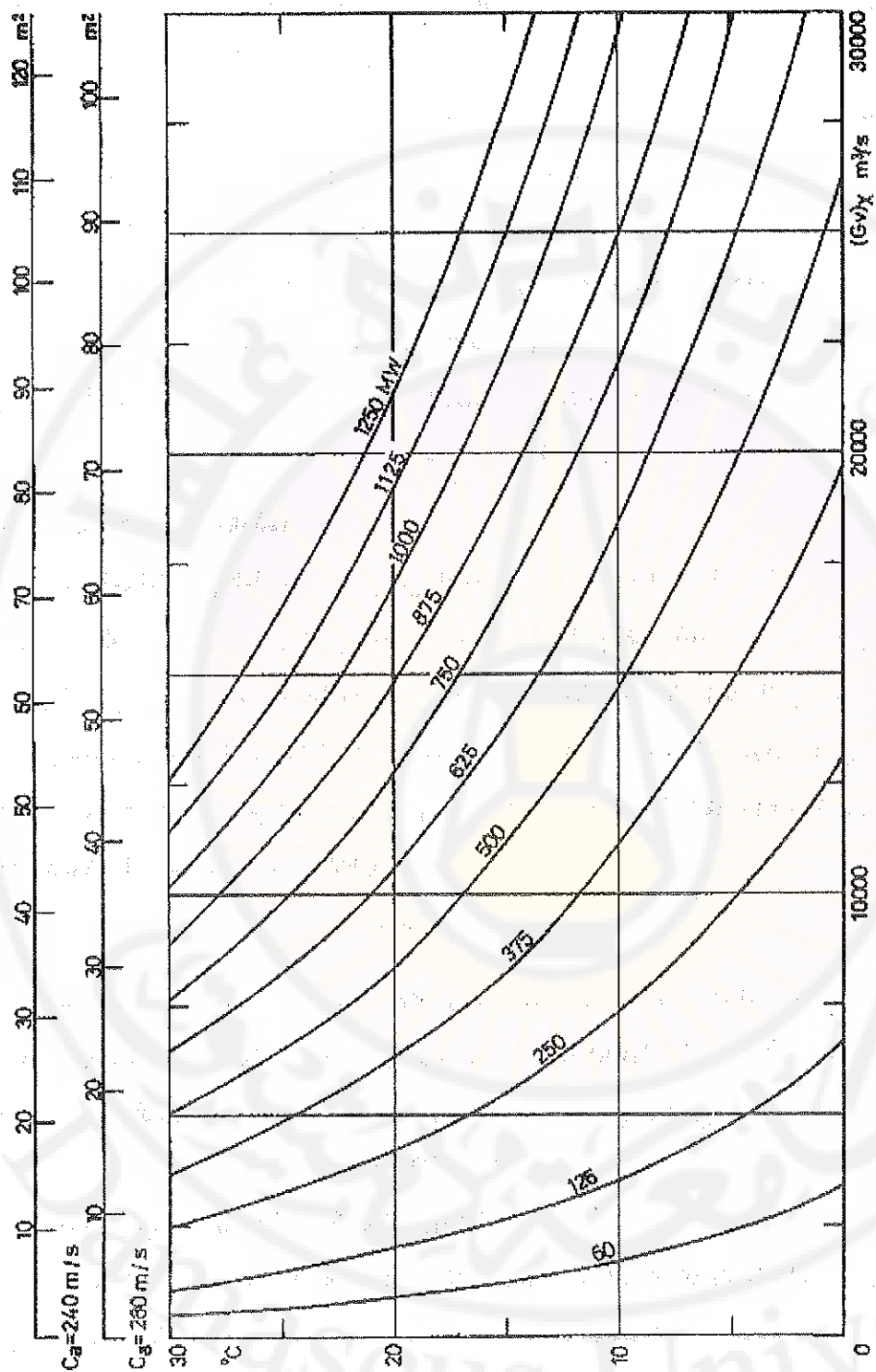
$$\frac{b}{D} = 0,27 \dots 0,37$$

من جهة ثانية إذا اخترنا لمعامل التصريف δ عند نصف القطر الوسطي القيمة $\delta_m = 0,65$ ، نجد من أجل عنفة تدور بسرعة 3000 tr/mn، أن قيم السرعة المحورية عند الخروج (النقطة X من مخطط H-S) في الشكل (3.7) تساوي:

$$C_{x,o} = 240 \dots 280 \text{ m/s}$$

وذلك عندما يتغير القطر D في المجال 2,35 ... 2,70 m.

إن هذا الاختيار لمميزات عمل المرحلة يتطابق جيداً مع الأبعاد الملاحظة لعدد من الآلات التي أنشئت حديثاً في مشروع منفذ، والذي يستجيب للمعطيات المجمعة في الجدول التالي؛ سجلنا أيضاً السرعة المحيطية u_e عند نهاية الشفرة المتحركة.



الشكل (41.7)

A_n m^2	u_e m/s	b/D	D mm	b mm	Tours Par min.
3,31	388/465	0,286	1920	550	3000/3600
3,77	408/490	0,300	2000	600	3000/3600
4,28	431/517	0,310	2100	650	3000/3600
4,88	471/565	0,286	2335	665	3000/3600
5,17	479/575	0,298	2350	700	3000/3600
5,90	498	0,333	2376	792	3000
7,08	545	0,333	2601	867	3000
8,48	580	0,370	2700	1000	3000
10,84	342/410	0,313	3320	1040	1500/1800
16,41	415/498	0,333	3960	1320	1500/1800

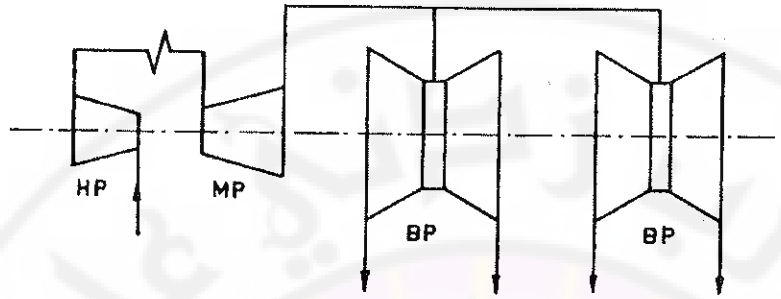
من أجل آلات ذات استطاعات عالية نسبياً، فإن مقطع العبور A_n (العمودي على محور الدوران) لطوق الريش المتحركة غير كافٍ لتمرير التصريف الحجمي $(Gv)_x$. وإنه من السهل التنبؤ بعدد قنوات التصريف اللازمة لعنفه، بعد الأخذ في الحسبان للقيم المقبولة لـ $c_{x,a}$ وأبعاد كل من D و b .

بيّنا كمثال توضيحي على الجزء العلوي من المخطط الموضح بالشكل (7-41) تدريجين يطابقان المقاطع المطلوبة، الأول من أجل $c_{x,a} = 240 m/s$ والثاني من أجل $280 m/s$. ينتج من المخطط أنه لآلة استطاعتها 125 MW تعمل وفق الدارة الممثلة بالشكل (2-19)، ودرجة حرارة مياه التبريد الداخلة إلى المكثف تساوي $15^\circ C$ ، بأنه من المناسب اختيار ثلاثة مخارج للبخار: حيث من أجل $(Gv)_x = 2700 m^3/s$ و $c_{x,a} = 240 m/s$ ، يجب توفر مقطع للعدم مساحته الكلية $A_{n,g} = 11.25 m^2$ ، والذي يمكن تحقيقه بواسطة ثلاثة جريانات على التوازي والتي لدينا من أجلها أن $b = 600 mm$ و $D = 2000 mm$ ، مما يطابق لـ:

$$A_{n,g} \approx 3A_n = 3 \times 3.77 = 11.31 m^2$$

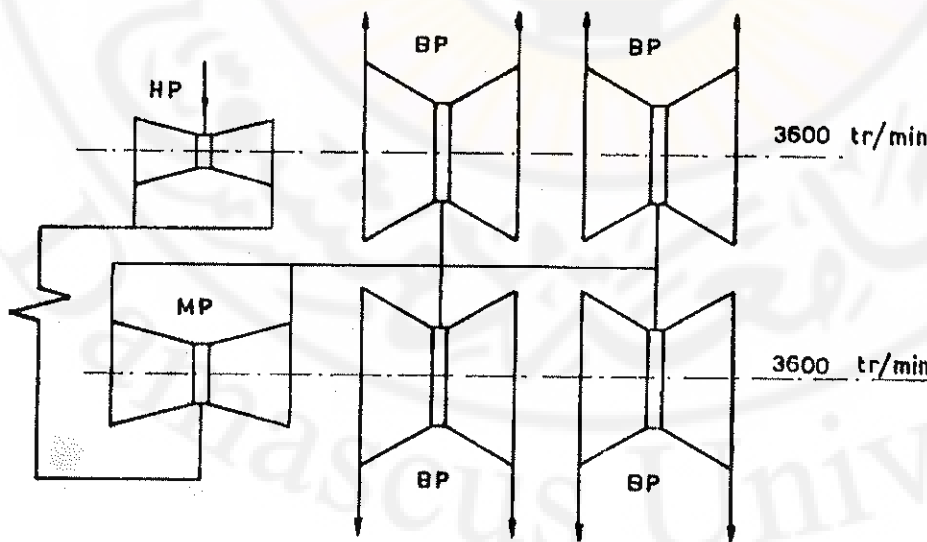
وبالطريقة نفسها فإنه من أجل عنفه استطاعتها 250 MW تعمل تبعاً للدارة السابقة ودرجة حرارة مياه التبريد هي نفسها أيضاً، فإنه يجب توفر أربعة مصارف للبخار، بأبعاد للريش والقطر تساوي $b = 700 mm$ و $D = 2350 mm$. وأن آلة من هذا النوع هي

ذات جسمين للضغط المنخفض BP كل منهما ذو فيضين كما هو موضح في الشكل (42-7).

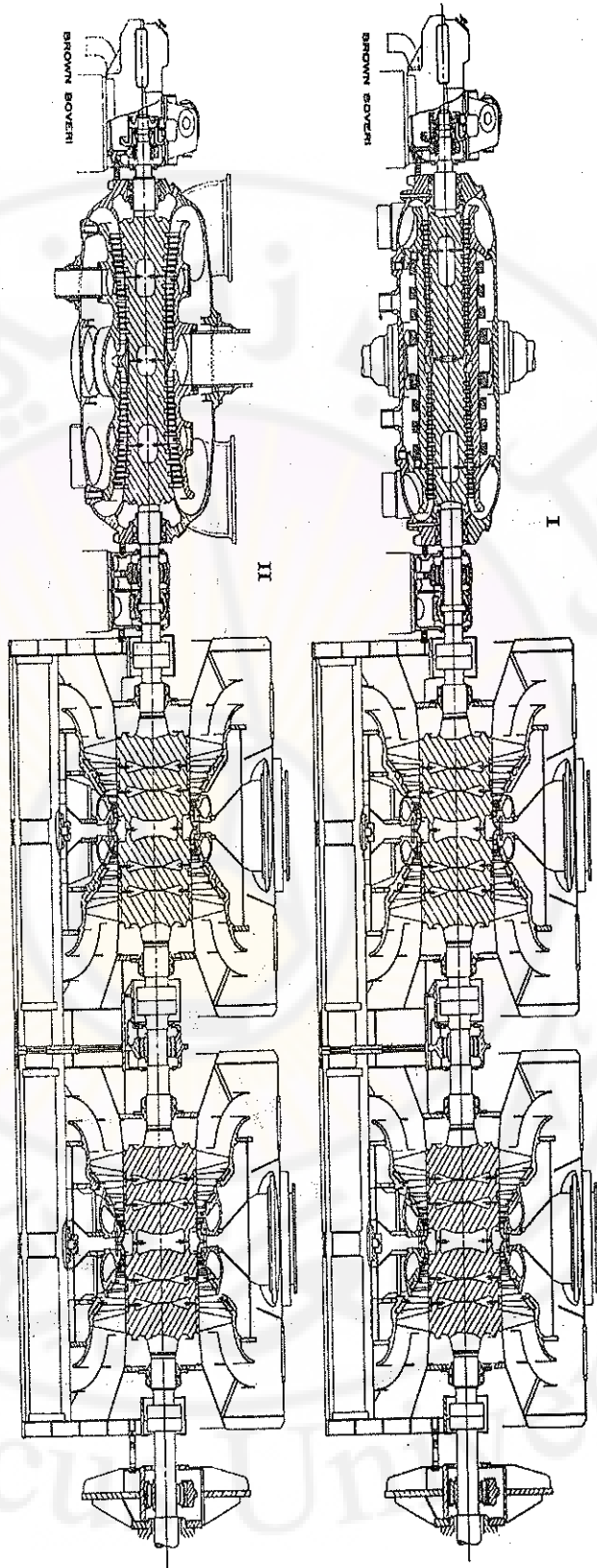


الشكل (42-7)

يبين الشكل (43-7) الترتيب المتبع بالنسبة لعنفة (BROWN-BOVERI) استطاعتها 1300MW. يدور محوري الآلة بسرعة 3600 tr/mn؛ يرتبط المحور الأول للآلة على جسم الضغط العالي HP ذي الجريان المضاعف، وعلى جسمين للضغط المنخفض BP كل منهما ذو جريان مضاعف أيضاً؛ بينما يرتبط المحور الثاني على جسم الضغط المتوسط MP ذي الجريان المضاعف وجسمين للضغط المنخفض BP كل منهما ذو جريان مضاعف، مما يجعل عدد مصارف البخار ثمانية. ويوضح الشكل (44-7) مقطعاً طولياً في هذه العنفة.



الشكل (43-7)



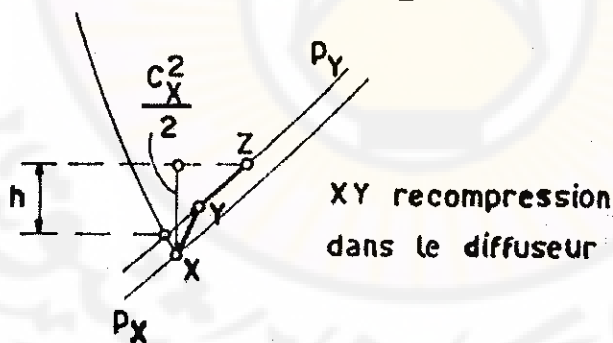
الشكل (44-7)

عقبة ارتدادية بحورين استطاعتها 1300 MW ، ضغط البخار الداخل 242 bars ودرجة حرارته 538°C ، معدل تصريف البخار 4000 t/h .

عند رسم قنوات العادم لعنفة، يجب الانتباه إلى أن تكون الضياعات بالاحتكاك بين مخرج المرحلة الأخيرة من العنفة والمكثف أقل ما يمكن. وعلى الرغم من معدل التصريف الكبير للبخر الخارج من العنفة، فإن قنوات العادم يجب أن تحافظ على حجم مقبول (خاصة في اتجاه محور الآلة) وتحقق تنظيمًا كبيراً قدر الإمكان للضغط عند الخروج من الدوالب الأخير للعنفة. وإنه من الصعب من دون شك الحصول على توزيع منتظم للسرعة عند نقاط ارتباط العنفة مع المكثف، حيث أظهرت قياسات السرعة في هذا المستوى وجود مناطق عودة للتيار إلى داخل العنفة. ومع ذلك فإن أي تعديل لزيادة انتظام العادم الخارج من العنفة سيقول من هذه الضياعات. إذا درست قناة العادم بحيث تشكل ناشراً، فإن الضياعات عند الخروج من المرحلة الأخيرة للعنفة أقل من تلك المتبقية من الطاقة الحركية $c_x^2/2$. ونلاحظ من المخطط (H,S) الموضع على الشكل (7-45) أنه يتم رفع ضغط البخار من p_x إلى p_y ، تبعاً للمنحني XY، وتمثل النقطة Z وصول البخار إلى أنابيب المكثف.

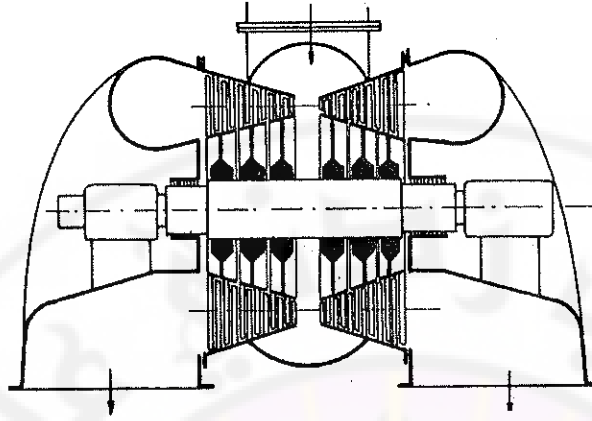
في هذه الحالة فإن قيمة الضياع لا تزيد عن h حيث:

$$h = (...0.7...) \frac{c_x^2}{2}$$



الشكل (45.7)

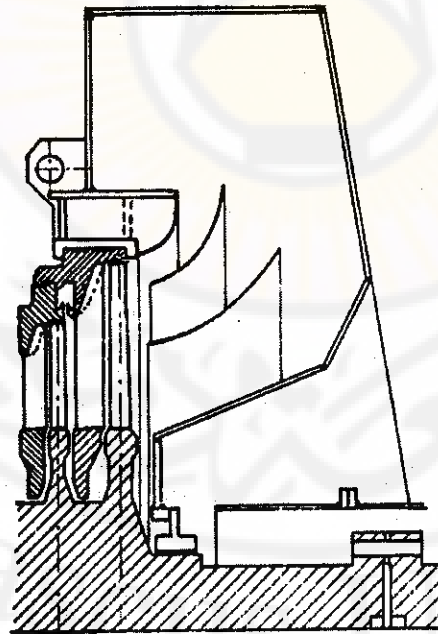
توضح الأشكال (7-46) و(7-47) مثالين عن تصميم قنوات العادم في العنفات، الأول مصنع من الفونت والثاني من صفائح فولاذية مزودة بممرات لتوجيه البخار.



الشكل (7-46)

أخيراً من المهم الإشارة إلى أن درجة حرارة مياه التكاثف تلعب دوراً كبيراً في حساب العنفة.

من جهة ثانية، إذا كان لدينا عنفتان لهما الشروط المميزة نفسها للبخار عند المدخل (P و T)، وأبعاد مراحلهما الأخيرة وقيم معاملات الضغط والتصرف هي نفسها، فإنهما قادرتان على تصريف المعدل نفسه عند الخروج، مهما كان الضغط في المكثف.



الشكل (7.47)

ولكن إذا كان ضغط الأولى عند الخروج مرتفعاً (مثلاً 0.07 bar) والتخلخل في العنفة الثانية كبيراً (مثلاً 0.04 bar)، فإن انخفاض الإنثالبي في العنفة الأولى سيكون أقل منه في العنفة الثانية، كما أن عدد المراحل الضرورية لاستخدامها أقل أيضاً. علاوة على ذلك، بما أن الحجم النوعي للبخار في العنفة الأولى أقل ($18.5 \text{ m}^3/\text{s}$) بالمقابل لـ $31.3 \text{ m}^3/\text{s}$ للعنفة الثانية عند كسر جفاف ($x=0.9$) فإن التصريف الكتلي سيكون أكبر: بفرض أن جميع العوامل الأخرى ثابتة، فإن أقطار المراحل على طول العنفة الأولى ستكون أكبر منها في العنفة الثانية، ما عدا المرحلة الأخيرة من العنفة.

يتطلب تصميم قناة العادم تحقيق عدد من الشروط التي نحددها فيما يلي:

1. تأمين تصريف البخار حسب الاتجاه المفترض في شروط الحدود الدنيا من الضياعات الطاقية.

2. امتلاك المتانة الكافية.

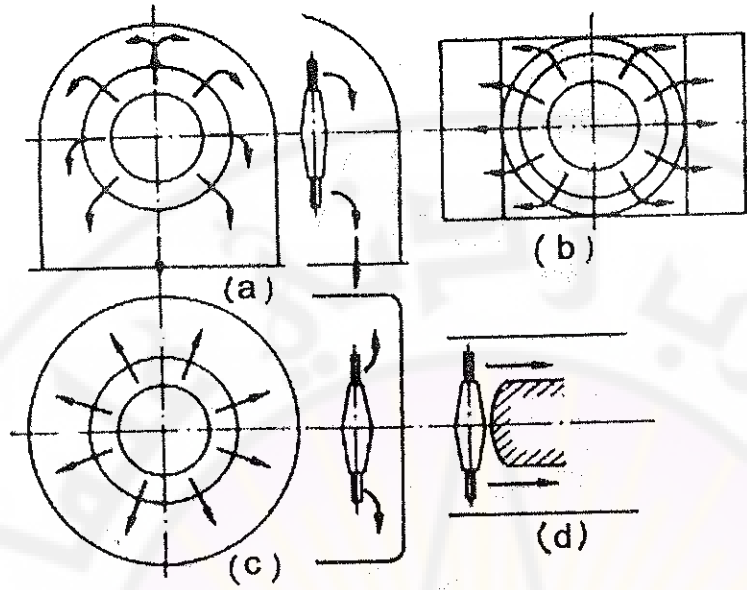
3. تحقيق التساوي في الضغط خلف الشفرات العاملة للمرحلة الأخيرة، و تأمين الثبات في الخصائص الإيروديناميكية عند جميع الأنظمة الجريانية الممكنة.

4- تحقيق حقل سرعي متجانس عند مدخل المكثف.

يبين الشكل (7-48) مخططات القنوات الخرجية المستخدمة عملياً في العنفات البخارية، والملاحظ أن وضعية المكثف بالنسبة للعنفة هي التي تحدد نوع القناة الخرجية، ففي النوع الأول، الشكل (7-48 a) يتوضع المكثف في أسفل العنفة (في القبو)، وهنا يتحرك البخار محورياً للخروج من المرحلة الأخيرة وقطرياً نحو الأسفل للوصول إلى المكثف.

في المخطط الشكل (7-48 b) يستخدم تصميم المكثف الحلقي، وفي هذه الحالة يتحرك البخار محورياً وقطرياً.

في المخططات الشكل (7-48 c, d) يتحرك البخار محورياً وقطرياً نحو الجوانب أو محورياً فقط.



الشكل (48-7)

يبين الشكل (49-7) مقطعاً طولياً لقناة عادم ذات تصميم التحامي ويستخدم في العنفات ذات المكثف القبوي. يسمح تصميم القناة باسترجاع جزء من الطاقة الخرجية للمرحلة الأخيرة. وذلك لوجود الناصر في القسم الأولي منه .
تقيم فعالية قناة العادم بمعامل الاسترجاع (أو الضياعات النسبية)

$$\eta_{exh} = \frac{\Delta H_{exh}}{C_2^2 / 2} \quad (33-7)$$

تتحول الطاقة الحركية الخرجية من المرحلة الأخيرة إلى ثلاث مركبات:

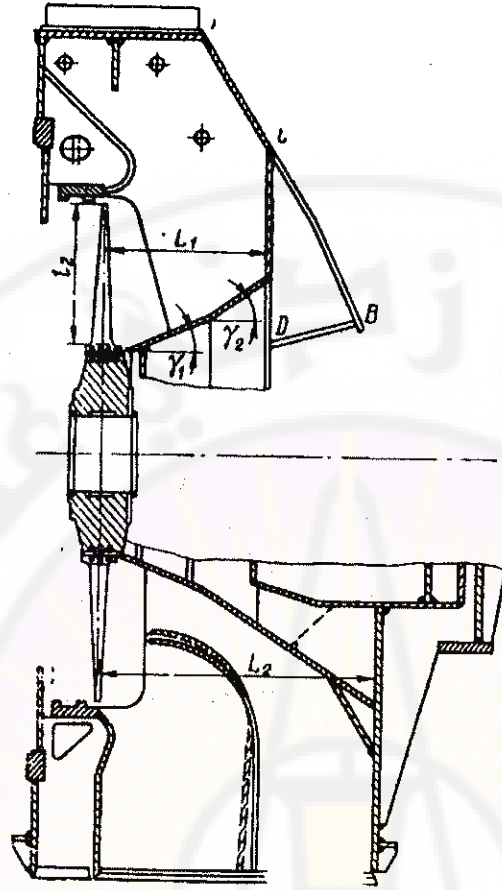
(1) مركبة ضياع أو استرجاع الضغط، وتأخذ هذه المركبة قيمة إيجابية أو سلبية تبعاً لنوع الجريان في القناة ΔH_{exh} .

(2) الضياعات الاحتكاكية في القناة ΔH_f .

(3) مركبة الضياعات الخرجية من القناة ΔH_s .

أي:

$$\Delta H_{exh} + \Delta H_f + \Delta H_s = C_2^2 / 2$$

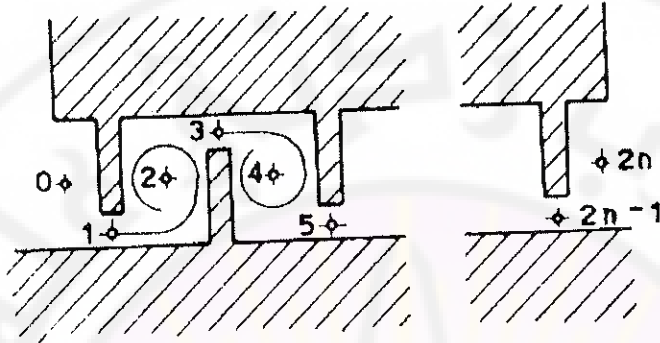


الشكل (7-49)

11.7 نظام مانعات التسرب في العنفات

يترك عادة في العنفات البخارية خلوص محدد بين الأجزاء الثابتة و الدوارة التي تدور بسرعة كبيرة. وبما أن ضغط البخار يتغير على طول الآلة، ويختلف عن الضغط الجوي الخارجي، فإن ذلك يطرح مشكلة منع تسربه في الأماكن التي يعبر فيها المحور الدوار جسم الآلة إلى الوسط الخارجي، أو منع تسرب الهواء الجوي إلى داخل العنفة. وبهدف الإقلال من هذا التسرب إلى أكبر حد ممكن، تحتوي الآلة في الأماكن الطرفية على مانعات للتسرب، تتكون بشكل عام من عدد كبير من التضيقات المنفصلة بوساطة

غرف محيطية كما هو موضح في الشكل (50-7)، بحيث أن سرعة البخار بعد مروره في هذه التضيقات تصبح مهمة تقريباً في الغرف المتتالية.



الشكل (50-7)

بفرض أن الضغط في النقطة 0 على الشكل (50-7) يساوي p_0 (داخل الآلة مثلاً)، وفي النقطة $2n$ (خارج الآلة) يساوي إلى p_{2n} (وليكن الضغط الجوي مثلاً) وبفرض أن $p_0 > p_{2n}$. وهكذا فإن البخار يسري ضمن نظام منع التسرب من النقطة 0 إلى $2n$ ، بحيث أن الضغط في الغرف المحيطية يساوي $p_2, p_4, \dots, p_{2i}, \dots$ وتشكل مجموعة متناقصة:

$$p_0 > p_2 > p_4 > \dots > p_{2n-2} > p_{2n}$$

وبفرض أن المائع المار خلال التضيقات $1, 3, 5, \dots, 2n-1$ ذات السطح A ذو تصرف كتلي G. وبفرض أن عدد الحواجز اللازمة للمحافظة على تصرف للمائع المتسرب أقل من حد ثابت يساوي n ، كما أن خواص الجريان المحقق في مانعات التسرب وخاصة الضغوط $p_2, p_4, \dots, p_{2n-2}$ يمكن حسابها بتطبيق القوانين العامة للجريان.

يحدث بين النقاط $2i$ و $2i+1$ زيادة في الطاقة الحركية نتيجة للتمدد الأديباتي، والذي نفرض أنه قد تم من دون احتكاك، أي تمدد ايزنتروبي (مما يؤدي إلى زيادة السرعة في المقاطع المتضيقة). وهكذا نجد إذن بين هذه النقاط أن:

$$\frac{c_{2i+1}^2 - c_{2i}^2}{2} = H_{2i} - H_{2i+1}$$

بينما بالنسبة للتحويل بين النقاط $2i+1$ و $i+2$ فإن الطاقة الحركية المتاحة في النقاط $2i+1$ تقل بالاحتكاك حتى تصل إلى قيمة مهملة عملياً وهكذا نجد:

$$\frac{c_{2i+1}^2 - c_{2i+2}^2}{2} = H_{2i+2} - H_{2i+1} = \tau_f = \int_{2i+1}^{2i+2} T dS$$

وباعتبار أن السرعة في النقاط المزدوجة $(2, 4, \dots, 2n-2)$ مهملة، فإننا نجد أن:

$$H_2 = H_4 = \dots H_{2i} = \dots H_{2n-2} = H_0 + \frac{c_0^2}{2} = H_{(0)} \quad (34-7)$$

مما يشير أن جميع النقاط ذات المؤشر المزدوج تقع على نفس منحنى الانثالبي $H_{(0)}$. أما بالنسبة للنقاط ذات الترتيب المفرد $(1, 3, \dots, 2n-1)$ والمتساوية الضغوط يصبح لدينا:

$$H_1 + \frac{c_1^2}{2} = H_3 + \frac{c_3^2}{2} = \dots H_{2i+1} + \frac{c_{2i+1}^2}{2} = \dots = H_0 + \frac{c_0^2}{2} = H_{(0)} \quad (35-7)$$

من جهة ثانية، يفرض قانون حفظ الكتلة على جميع المقاطع المتضيقة، أي من أجل النقاط المفردة، العلاقة:

$$\frac{c_1}{v_1} = \frac{c_3}{v_3} = \dots \frac{c_{2i+1}}{v_{2i+1}} = \dots = \frac{G}{A} = m \quad (36-7)$$

حيث :

G معدل تصرف البخار المسموح بتسربه.

A سطح مقطع التضيقات على مانعة التسرب.

m ثابت التقارب بين منحنى فانو (FANNO) وخط ثبوت الانثالبي $H_{(0)}$.

يوضح الشكل (51-7) تغيرات الانثالبي في مستوى $(H-S)$ على طول مانعة التسرب،

وتتم الحسابات على هذا المخطط، حيث إنشاء منحنى فانو لا يمثل صعوبة خاصة.

يمكن حساب عدد الحواجز n_k (المتبوعة بغرف توقف) التي سيعبرها المائع في مانعة

التسرب بتقريب جيد، والتي يزداد بسببها انتروبي البخار من S_0 إلى S_k .

وفي الحقيقة، لا تزداد الانتروبي سوى خلال التحول بثبوت الضغط $(1,2), (3,4), \dots$

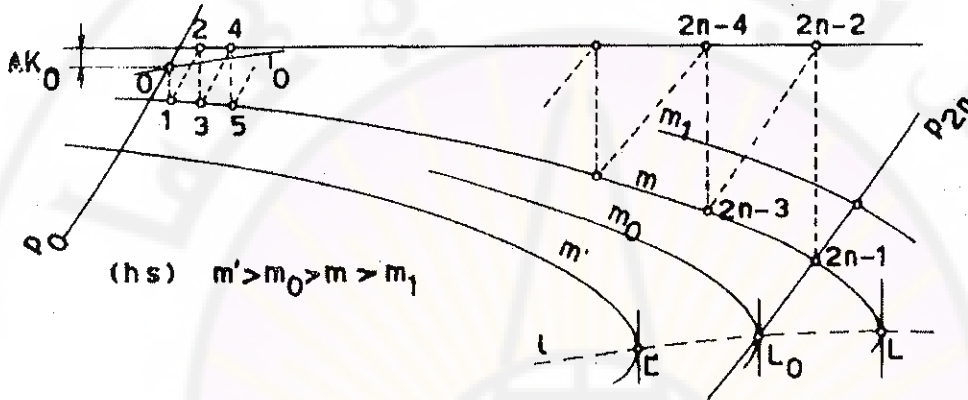
وبفرض أن الزيادة في الانتروبي بالغرف المتتابعة بعد الحاجز i هي $(\Delta S)_i$ ، يمكن أن

نكتب:

$$S_k - S_0 = \sum_1^k (\Delta S)_i = \sum_1^k \frac{H_{2i} - H_{2i-1}}{T_{m,i}} = n_k \frac{(\Delta H)_m}{T_m}$$

حيث: $(\Delta H)_m$ تمثل الفرق بالانثالبي بين منحنى فانو وخط الانثالبي المقارب $H_{(0)}$ ،
 خلال الفترة (S_0, S_k) .
 T_m درجة الحرارة الوسطية بين الخطين خلال المدة نفسها.
 وهكذا ينتج:

$$n_k = \frac{(S_k - S_0)T_m}{(\Delta H)_m} \quad (37-7)$$



الشكل (51-7)

بدءاً من قيمة S_k فإن المسافة بين منحنى فانو والخط المقارب له تصبح أكبر، وهكذا
 تسمح الطريقة البيانية بسهولة تحديد العدد الإضافي $(n - n_k)$ من الحشوات الضرورية.

12.7 القوى المحورية المؤثرة في دوار العنفة وطرائق موازنتها

يتمدد البخار في مجرى العنفة ويؤثر على الدوار بقوى مماسية دائرية وأخرى
 محورية، وتشكل القوى المماسية ما يسمى بالعزم الدوار، الذي يقوم بالعمل المفيد، بينما
 تؤثر محصلة القوى المحورية على الدوار، وتسعى لدفعه باتجاه حركة البخار المحورية،
 ويشكل المضجع الاعتراضي قوى معاكسة للمحافظة على توازن المحور.

1.12.7 تصنيف القوى المحورية المؤثرة في مرحلة عنفية

تشغل مسألة القوى المحورية على الدوار وكيفية موازنتها عنصراً أساسياً في تصميم العنفة، ولذلك لا بد من حساب كمية هذه القوى المحورية بدقة كافية، والتي يعتمد تحديدها على توزيع ضغوط البخار على سطوح الدائر. وكمثال نورد طريقة حساب القوى المحورية للعنفة المبينة في الشكل (7-52)، ولندرس إحدى مراحلها (الشكل 7-53). يؤثر في الشفرات العاملة لهذه المرحلة قوة محورية F_a^I تنتقل إلى الطوق المتحرك بحسب العلاقة:

$$F_a^I = G(\bar{C}_{1a} - \bar{C}_{2a}) + \pi d.b (P_1 - P_2) \quad (38-7)$$

حيث يعتمد فرق الضغط $(P_1 - P_2)$ على درجة رد فعل المرحلة. القوة المحورية F_a^I تزداد مع زيادة درجة رد فعل مراحل العنفة.

يتحمل القرص الحامل للشفرات المتحركة في حالة اختلاف الضغوط P_1' و P_2 المؤثرة على طرفيه قوة محورية F_a^{II} تتناسب مع فرق الضغوط $(P_1' - P_2)$ والمساحة A_1 لسطح القرص:

$$F_a^{II} = A_1(P_1' - P_2) = \frac{\pi}{4}[(d - b)^2 - d_2^2](P_1' - P_2) \quad (39-7)$$

حيث:

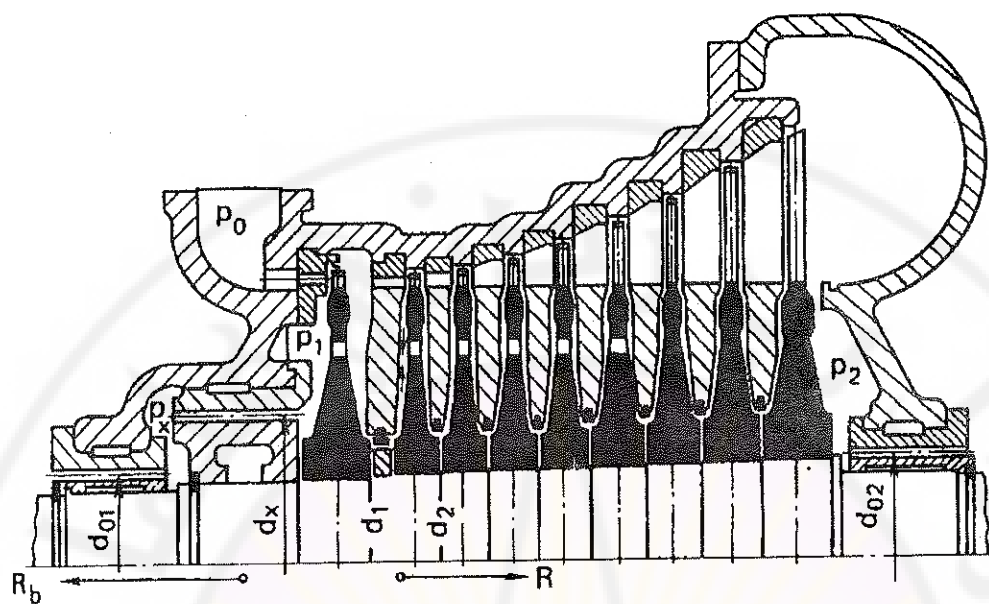
d : القطر الوسطي للمرحلة.

d_2 : قطر سوار القرص.

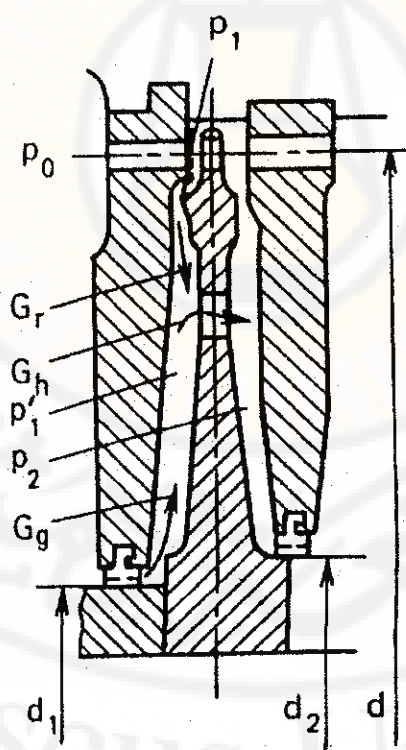
b : ارتفاع الشفرات المتحركة.

عند اختلاف أقطار مانعات التسرب الوسطية $(d_1 \neq d_2)$ الواقعة على طرفي القرص؛ يتوجب حساب تأثير القوة المحورية المتشكلة، وتستخدم لذلك العلاقة التالية:

$$F_a^{III} = P_1' \frac{\pi(d_2^2 - d_1^2)}{4} \quad (40-7)$$



الشكل (52-7)



الشكل (53-7)

في حالات تصميم مانعات التسرب التابعة للقرص الحامل للفوهات كما هو مبين على الشكل (54-7) حيث تركيب على المحور حلقة ذات نتوءات، في مثل هذه الحالات يتوجب حساب القوة المحورية المتشكلة نتيجة لوجود فروقات ضغط بين أطراف النتوءات:

$$F_a^{IV} = 0.5 (P_0 - P_1') \pi d_g h \quad (41-7)$$

حيث:

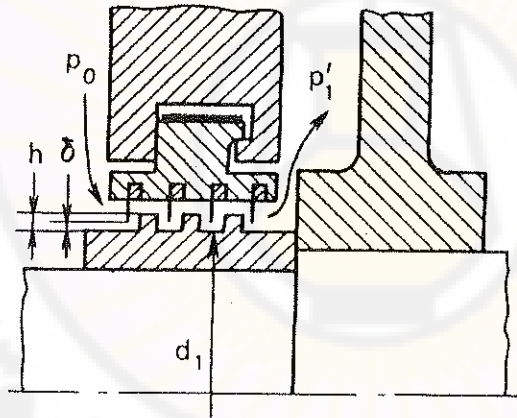
(d_g) القطر الوسطي لمانعات التسرب.

(h) ارتفاع النتوءات.

يمكن إيجاد القوة المحورية الكلية على الدائر بجمع المكونات في كل مرحلة والقوى المؤثرة على الطوق الدائر بوجود البخار في مراحل العنفة.

$$F = \sum_{i=1}^n F_a^{(i)}$$

حيث i هي رقم مركبة القوة المحورية.



الشكل (54-7)

تساهم الشروط التصميمية التفصيلية للمرحلة العنفية في زيادة أو تخفيض فروق كل من مركبات القوى المحورية المؤثرة على أجزائها. ونورد بعض الأمثلة:

1. يمكن أحياناً إهمال تأثير القوة F_a^I المؤثرة على الشفرات المتحركة لمرحل الضغط العالي والمتوسط حيث تتحقق شبه المساواة التالية:

$$C_{1a} \approx C_{2a}$$

2. يتغير تأثير القوة F_a^{II} تبعاً لاختلاف قيم الضغط P_1' قبل القرص العامل، عن الضغط P_2 بعد القرص، فتصغير الشق المحوري الواقع بين ريش الفوهات والشفرات المتحركة

واستخدام مانعات التسرب عند جذور الشفرات يؤديان إلى تخفيض الفارق $(P_1 - P_2)$. ويتعلق الضغط P_1 أيضاً بمقاومة الثقوب التخيفية التي تمرر كمية البخار G_h ، وأيضاً بكمية البخار G_g المتسربة عبر مانعات التسرب التابعة لحاجز. يتوجب التأكيد أن تأثير F_a^{II} يعد ملموساً بالمقارنة مع بقية المركبات، وذلك حتى من أجل فروق صغيرة للضغوط $(P_1 - P_2)$ ، وذلك بسبب كبر سطح القرص العامل. وتزداد قيمة F_a^{II} في الاستثمار وذلك لتزايد نسبة التسرب G_h ولتسرب الأملاح على سطوح الشفرات المتحركة، مما يزيد من قيمة الضغط P_1 ويزيد بالتالي من قيمة التسرب G_g .

2.12.7 طرائق موازنة القوى المحورية:

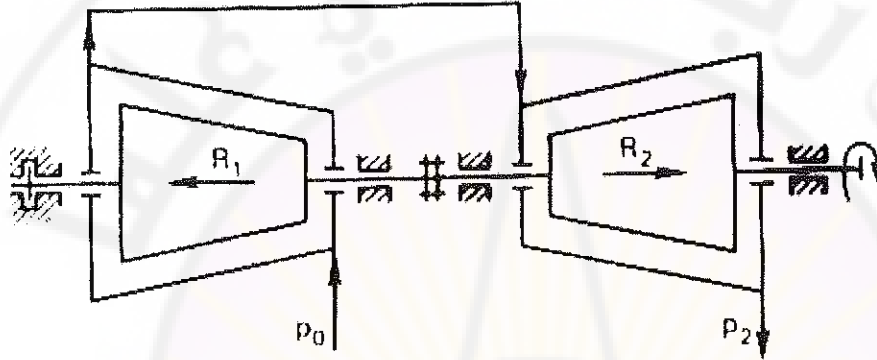
لتخفيض قيمة القوة المحورية الإجمالية المنقولة إلى المضجع الاعتراضي، يعتمد إلى استخدام بعض التدابير التصميمية التي تؤدي إلى تشكيل قوى معاكسة ويمكن إيراد بعض الأمثلة:

1. بتكبير قطر مانعات التسرب الأمامية، الشكل (52.7) وتوصيل الحجرة الوسطية مع المكثف أو مع مرحلة وسطية ذات ضغط منخفض، يمكن بذلك تشكيل قوة موازنة R_b تتجه معاكسة لحركة البخار المحورية وتؤدي إلى تخفيض حمولة المضجع الاعتراضي $R_{thr} = R - R_b$. لتحقيق ذلك استخدم في الشكل (52.7) ما يسمى بالمكبس التوازني، وهو العنصر الواقع بين حجرة المرحلة الأولى والحجرة الوسطية A، والذي يتأثر في أحد سطحيه بالضغط P_1 ، وفي السطح الآخر بالضغط P_x . تحدد القوة المؤثرة في مكبس التوازن R_b بانخفاض الضغط في الغرف قبل وبعد المكبس ومساحة السطح الذي يحدث فيه انخفاض الضغط، للحصول على قوة الدفع المحورية R_{thr} وقوة الموازنة R_b ، فإن القطر dx يجب أن يزداد إلى قيمة يمكن إيجادها من العلاقة:

$$R_b = \frac{\pi(dx^2 - d_{01}^2)}{4}(P_1 - P_x) \quad (43.7)$$

في عنفات الدفع، يملك مكبس التوازن عادةً قطراً صغيراً، بينما في العنفات الارتدادية حيث القوة R كبيرة جداً فإن قطر مكبس التوازن يكون كبيراً بالمقارنة مع أقطار مراحل العنفة.

2. في العنفات التكاثرية التي لا يوجد فيها إعادة تسخين، توازن القوى المحورية بتوجيه البخار حسب اتجاهات متعاكسة في الأسطوانات المتجاورة الشكل (55-7). إذا كانت الأقراص الدوارة للأسطوانات مرتبطة مع بعضها على نحو جاسئ، فإن القوة على مضجع الدفع هي الفرق بين القوى R_1 و R_2 الموضحة على الشكل.



الشكل (55-7)

التجهيزات المتممة للعنفات البخارية ونظم تحميلها

- 1.8 الصمامات المستخدمة في العنف
- 2.8 علب الكتامة الطرفية
- 3.8 المنظم الآلي للسرعة
- 4.8 عمل العنف تحت حمل جزئي
 - 1.4.8 خواص التصريف لمجموعة من المراحل
 - 2.4.8 خواص التصريف لمرحلة التحكم
 - 3.4.8 تعديل منحني التمدد كتابع للحمل
 - 4.4.8 تأثير الحمل الجزئي للآلة على المردود
- 5.8 زيادة تحميل العنف البخارية
 - 1.5.8 زيادة التحميل على الدولاب الأول
 - 2.5.8 زيادة التحميل على الدولاب المتوسط
 - 3.5.8 التمرير الداخلي



التجهيزات المتممة للعنفات البخارية وأنظمة تحميلها

1.8 الصمامات المستخدمة في العنفة

تصنف الصمامات المستخدمة في العنفة كما يلي:

- 1- الصمامات الغالقة والصمامات التحكمية وتستخدم عند مدخل العنفة.
- 2- على خط العودة من التحميص المكرر يستخدم صمام قاطع وآخر تحكيمي.
- 3- قبل أسطوانة الضغط المنخفض في عنفات البخار قليل التحميص أو المشيع، تستخدم صمامات قاطعة وذلك عند استخدام الفصل الخارجي للرطوبة أو بسبب التحميص المكرر.
- تستخدم الصمامات التحكمية لتغيير تصريف البخار، بينما تأخذ الصمامات الغالقة والقاطعة إحدى الوضعيتين: الفتح أو الإغلاق الكاملين.
- تعمل مختلف الصمامات ضمن شروط قاسية، ويتطلب منها أن تؤمن الإغلاق المحكم في حالة الإيقاف. وأن تكون سهلة الانقياد (قوى الفتل اللازمة للفتح والإغلاق غير كبيرة) وتؤمن جرياناً مستقراً مع توفير الحد الأدنى من الضياعات.
- عملياً تستخدم تصميمات متنوعة للصمامات نورد أمثلة عنها على الشكل (1-8 أ، ب)، وللتخفيف من قوى الفتح والإغلاق تستخدم التصميمات ذات الصهوتين، وتحسب قوى الفتح بالعلاقة التالية:

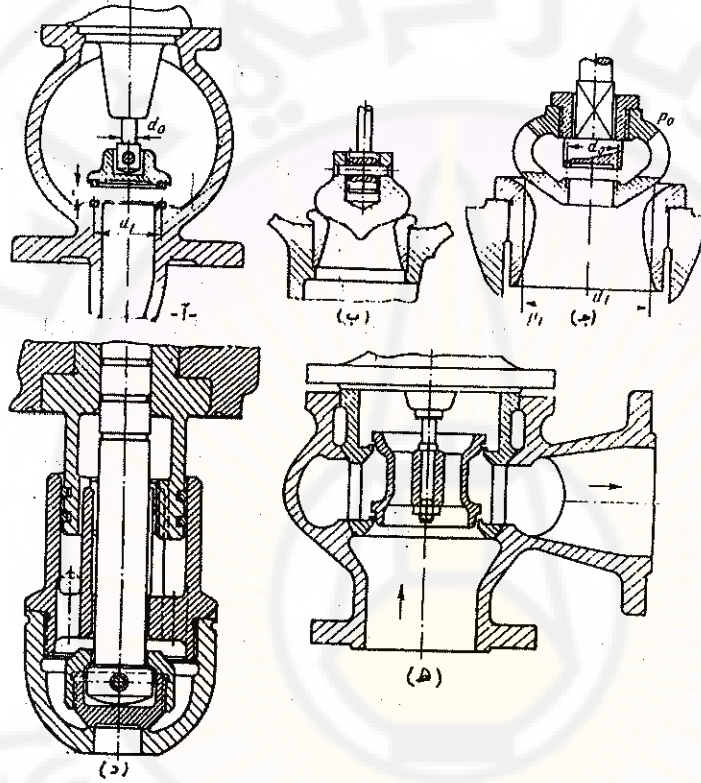
$$F_0 = \frac{\pi d_1^2}{4} \left[1 - \left(\frac{d_0}{d_1} \right)^2 \right] (p_0 - p_1) \quad (N) \quad (1-8)$$

حيث:

p_0, p_1 - ضغط البخار قبل وبعد الصمام N/m^2 .

تتميز الصمامات المبينة على الشكل (1-8 ب، ج) بإحكام إغلاقها، حيث تساعد مرونة معدن سطوح الاستناد في ذلك.

للتخفيف من ضياعات الضغط في الصمام كله ينفذ بشكل انسيابي، ويساعد الناشر الواقع فيما بعد الصمام في رفع الضغط واسترجاعه جزئياً.



الشكل (1-8)

يتطلب الصمام المزدوج الشكل (1-8 ج) قدراً صغيراً من قوة الفتل لفتحه وإغلاقه، ويتم ذلك بإغلاق الصمام الأكبر فالأصغر، ويتم العكس في حالة الفتح، والواضح أن قوة الفتح F_0 تزداد مع تكبير d_1 وتصغير d_0 . في الصمام المزدوج يؤدي فتح الصمام الصغير إلى رفع الضغط خلف الصمام الكبير وهذا ما يساعد في فتح الأخير.

يعمل الصمام الوارد على الشكل (1-8 د) بنفس الأسلوب، إنما يكمن الاختلاف في أن رفع الصمام الداخلي الأصغر يؤدي إلى تخفيض الضغط فوق الصمام الأكبر الأساسي.

يعمل الصمام ذو الصهوتين الشكل (1-8 هـ) حسب سطحين مختلفين للارتكاز، يفتحان ويغلقان في آن واحد، الأمر الذي يصغر من قوة الفتح إلى حد بعيد. وفي الوقت نفسه

يساعد هذا التصميم من تكبير الغزارة المارة في الصمام نظراً لإمكانية توسيع مقطع الصمام.

2.8 علب الكتامة الطرفية

تتوضع علب الكتامة الطرفية في أمكنة اقتراب جسم العنفة (الغلاف) من المحور حيث يتوجب منع تسرب البخار من جوف العنفة إلى الوسط الخارجي، أو منع تسرب الهواء الخارجي إلى جوف العنفة.

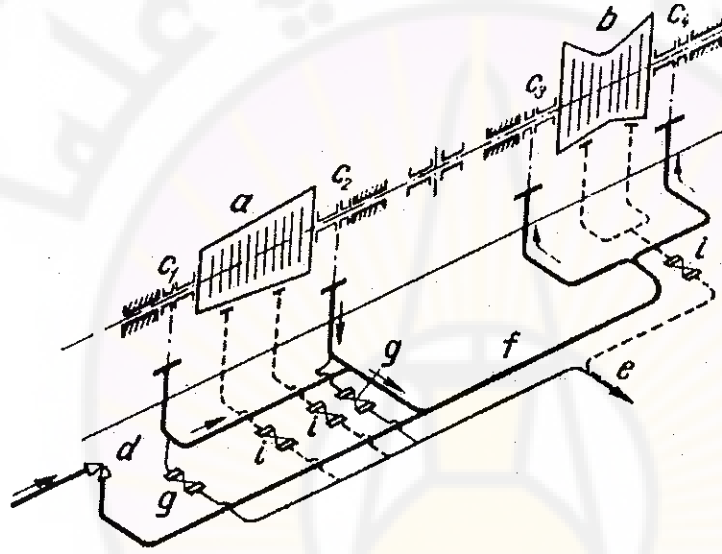
تتصل علب الكتامة الطرفية في العنفات الحديثة مع جملة من الأنابيب التي تنظم عملها وتحافظ على الضغوط المناسبة في الأطراف وتمنع ضياع البخار والطاقة الحرارية التي يحملها.

يبين الشكل (2-8) مثال لتنظيم جريان البخار من وإلى مانعات التسرب في عنفة تكثيفية ثنائية الأسطوانات، في قسم الضغط العالي (الأسطوانة a) يجري البخار من اليسار نحو اليمين، ثم يتجه إلى وسط قسم الضغط المنخفض ذي الفيضين.

تحول علب الكتامة c_3 ، c_4 دون تسرب الهواء الخارجي إلى قنالي العادم والمكثف. يحافظ العادم على تخلخل عميق عند مختلف حمولات العنفة الممكنة. في قسم الضغط العالي يتغير الضغط أمام مانعات التسرب c_1 ، c_2 بشكل يتناسب مع تصرف البخار إلى العنفة، وعملياً يتمركز الضغط الفائض قبل c_2 عند أغلب حمولات العنفة، ويمكن أن يتمركز الضغط التخلخلي عند تخفيض تصرف البخار. ويحدث الأمر نفسه بالنسبة للمانعات c_1 ، حيث يتمركز الضغط الفائض دائماً فيما عدا حالات هبوط الحمولة المفاجئ، الذي يترافق مع إغلاق الصمامات التحكمية وعندئذ يهبط الضغط حتى قيمته في المكثف.

على المخطط (الشكل 2-8) يظهر توصيل بعض الحجر الوسطية لمانعات التسرب مع أنبوب مشترك f، يسير البخار الخارج من c_1 و c_2 ، عند الحمولات الكبيرة عبر الأنبوب f إلى c_3 ، c_4 ، حيث يمر عبرها إلى جسم الضغط المنخفض؛ فيمنع تسرب الهواء إلى داخل هذا الجسم. عند ارتفاع الضغط الابتدائي إلى قيم عالية تظهر إمكانية تسرب البخار من c_1 و c_2 بكميات تزيد عن حاجة c_3 و c_4 ، عندئذ يخرج البخار الفائض إلى الجو المحيط أو عبر الصمام g من خلال الأنبوب e إلى المكثف.

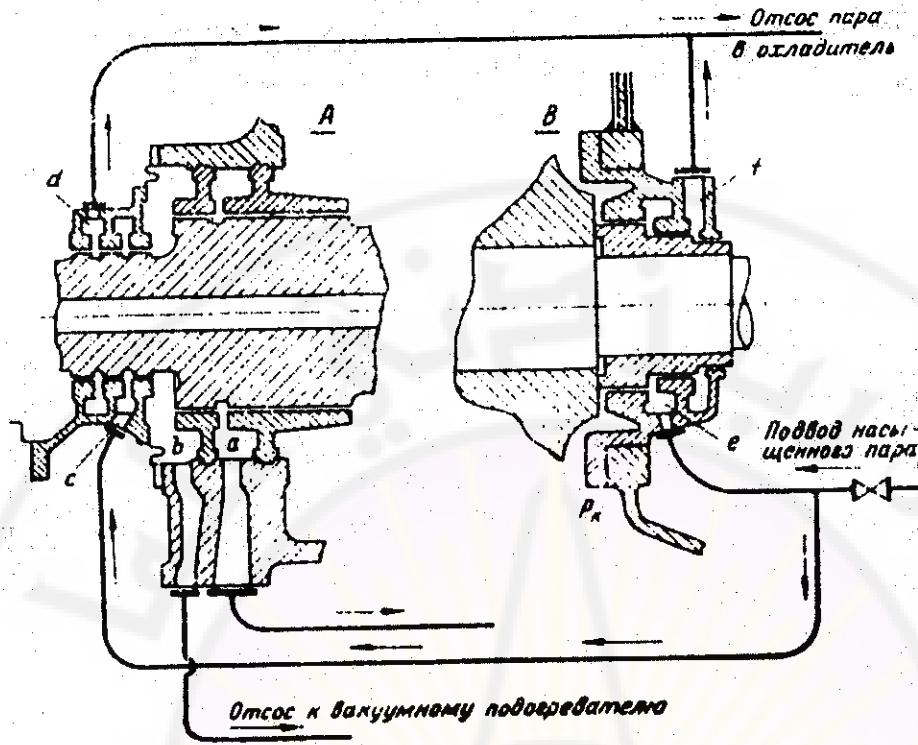
في حالات الحمولة الجزئية تصبح كمية البخار الخارجة من c_1 غير كافية وقد يتركز عند c_2 ضغط تخلخلي، في هذه الحالة تضاف كمية من البخار عبر الصمام d. تمثل الخطوط المنقطعة على الشكل (2-8) أنابيب جملة التصريف، التي تجمع البخار المتكاثف من أسطوانات العنفة أثناء تسخينها. الصمامات i تفتح الطريق أمام البخار المتكاثف إلى المكثف ثم تغلق بعد الإقلاع.



الشكل (2-8)

تتخذ التدابير التصميمية اللازمة في العنفات ذات المؤشرات الابتدائية العالية لمنع تسرب الحرارة من جسم الضغط العالي عبر كتلة المحور إلى مضاجع العنفة أو إلى جسمها، الشكل (3-8) يبين مثلاً لتصميم مانعات التسرب في حالة عنفة مكونة من جسم واحد وتعمل على مؤشرات ابتدائية عالية.

تقع مانعات التسرب الأمامية A تحت ضغط فائض، ويؤثر الضغط التخلخلي من جانب العنفة في المانعات الخلفية B، تقسم A بواسطة الحجرات a, b, c, d إلى عدة أجزاء وتتدفق القطاعات القريبة من العنفة بقطر كبير للمحور نسبياً، والهدف من ذلك تشكيل قوى محورية معاكسة للقوى المحورية المؤثرة في الدوار.



الشكل (3-8)

تتصل الحجرتان a و b مع منافذ البخار الاسترجاعي، ويجري امتصاص البخار من الحجرة a إلى منفذ البخار ذي الضغط العالي؛ بينما يمتص البخار من الحجرة b إلى المسخن ذي الضغط المنخفض عند جميع المحولات. تزود الحجرتان c و e بالبخار المشبع الآتي من طارحة الهواء (الضغط في الطارحة 0.6 MPa، ودرجة حرارة الإشباع 150°C). يسير البخار المشبع في مانعات التسرب الأمامية من الحجرة c إلى الحجرة b و d فيحول دون تسرب الهواء عبر الحجرة b إلى مسخن الضغط المنخفض، يحول تمرير البخار البارد نسبياً عبر الحجرة b دون تسخين جسم المضجع الأمامي بالبخار ذي المؤشرات العالية؛ الذي يمر من مقدمة العنفة. كما يحول البخار البارد دون تسخين محور العنفة في قسم الضغط المنخفض، ويحمل الأمر هنا أهمية كبيرة نظراً لارتباط قرص المرحلة الأخيرة من العنفة مع المحور بالإجهاد الحراري. ويؤدي تسخين رقبة المحور إلى زيادة الإجهادات المؤثرة في القرص.

يجري امتصاص البخار من الحجرات d ، f إلى المسخن السطحي، حيث يتكاثف ويجري الامتصاص بمساعدة المفرغ.

يؤدي تصميم مانعات التسرب الطرفية دوراً بالغ الأهمية في سلامة عمل محور العنفة، فقد يؤدي التغيير الفجائي للنظام الحراري إلى ظهور إجهادات حرارية بالغة، تغير من شكل المحور، وقد يؤدي احتكاك أسنان مانعات التسرب بالمحور إلى تسخينه وتشويهه، أي قد يتطلب إرسال المحور إلى الشركة الصانعة لإصلاحه.

3.8 المنظم الآلي للسرعة

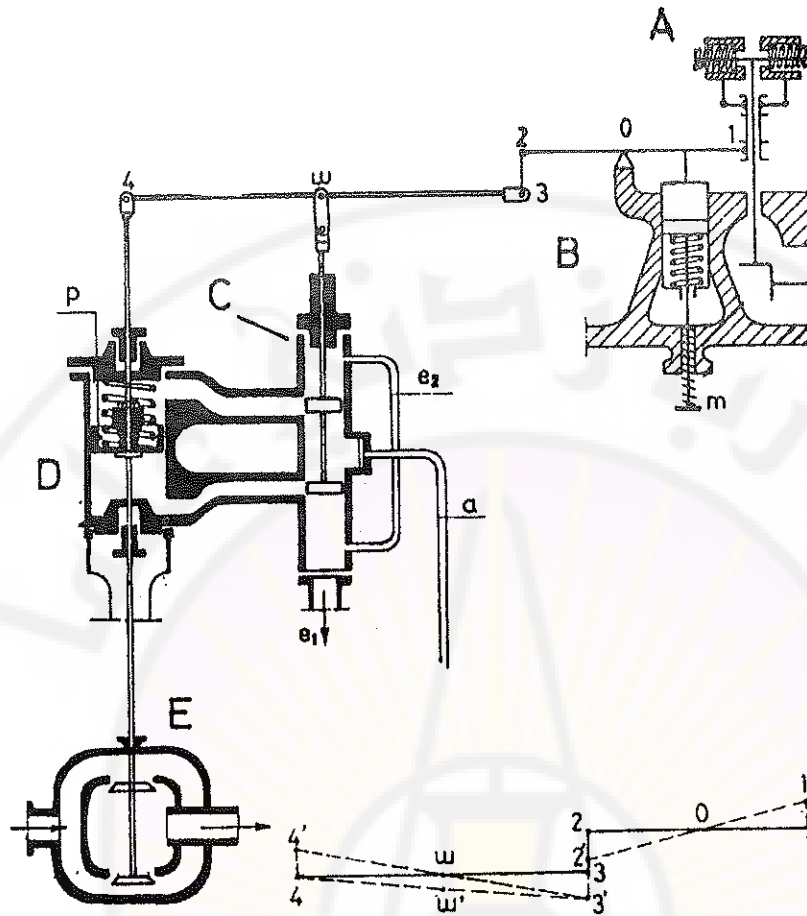
إن وظيفة المنظم الآلي هي المحافظة على سرعة دوران ثابتة مهما تغير الحمل. ندرك من هنا أهمية هذا الجهاز لاسيما إذا كانت المجموعة الكهربائية مربوطة على التوازي مع شبكة كهربائية مغذاة بمجموعات كهربائية أخرى ولا يسمح بتخطي سرعة دوران معينة إلا بحدود ضيقة جداً ولفترة قصيرة ما أمكن. ثمة منظمات آلية عديدة، إنما لا يختلف بعضها عن البعض الآخر من حيث المبدأ، فكلها تتألف من الأجزاء الرئيسية التالية:

- المنظم النابذي.
- المكبس المضاعف أو الجرار.
- التابع الأمين.

لنشرح كلاً من هذه الأجزاء.

المنظم النابذي (A)

يبني مبدأ هذا الجهاز إما على أساس القوة النابذة كما في الشكل (4-8) أو على خواص هيدروليكية كما هو موضح في الشكل (5-8). يتألف المنظم النابذي من أسطوانتين (أو في بعض الأحيان من كرتين) مركبتين على عمود أفقي يدور حول عمود شاقولي. يشد هاتين الأسطوانتين نحو المركز نابضان يعاكسان القوة النابذة. كما يظهر على الشكل (4-8) أن الأسطوانتين تتصلان بقطعتين (أو ساقين) على شكل زاوية قائمة وبالحلقة المرموز لها بالرقم (1). فعندما تزداد (أو تتناقص) سرعة الدوران يزداد (أو يقل) التباعد بين الأسطوانتين فتتزلق النقطة (1) إلى الأعلى (أو إلى الأسفل).



- A المنظم التآبذي
B ميزان ذو نابض
C الجرار
D التآبج الآمين
E صآام تقآية المنفة بالبخار

الشكل (4-8)

ومهما كان هذا الجهاز فإن الخاصة الرئيسية فيه أنه لكل سرعة دوران معينة يأخذ وضعاً معيناً.

الجرار (C)

يتألف هذا الجهاز من مكبسين صغيرين يتحركان داخل أسطوانة. يتصل الجرار بشكل دائم مع الأنبوب (a) الذي ينساب فيه زيت مضغوط ضغطه يتراوح ما بين 5 - 6 bars.

التابع الأمين D

يتكون التابع الأمين من أسطوانة مجهزة بمكبس ونابض. يستمد المكبس حركته من الزيت المضغوط المتأتي من الجرار. ويتم عمل المنظم على النحو التالي:

ليكن لدينا عنفة تعمل عند حمل معين والموافق لسرعة دوران N معينة وللأوضاع $4 \omega 1023$ المبينة على الشكل (4-8).

فإذا أسرع العنفة بسبب هبوط في الحمل الخارجي، تباعدت الكتلتان العائدتان للمنظم النابذي وارتفعت النقطة (1) إلى (1'). ولما كانت النقطة (0) ثابتة فإن ارتفاع النقطة (1) يؤدي إلى هبوط النقطة (3) إلى (3') ويجر معها هبوط النقطة (ω) إلى (ω') وذلك لأن النقطة (4) تبقى ثابتة مؤقتاً نظراً لأن حساسية الجرار أكبر من حساسية التابع الأمين.

إن هبوط النقطة 3 يعني هبوط المكبس المضاعف، فيمر الزيت المضغوط المتأتي عبر الأنبوب a إلى أسفل المكبس P العائد للتابع الأمين ويدفعه إلى الأعلى مغلقاً بذلك صمام تغذية العنفة بالبخار (E) فتخف سرعتها لتعود للسرعة الأصلية. أما الزيت الذي كان محصوراً في أعلى المكبس P فيمر في الجرار ويخرج عن طريق الأنبوبين e_1 و e_2 إلى مستودع الزيت الذي تمتص منه المضخة.

ولكن تقليل تدفق البخار إلى العنفة يجب أن يلاءم تخفيض الحمل. هنا يأتي بما يسمى ميكانيكية المطاوعة للتابع الأمين (Asservissement) وهي تهدف إلى تحقيق انتقال نقطة التشغيل بسرعة وبأقل تذبذب ممكن.

إن الوضع الثاني الذي حصلنا عليه أعلاه هو:

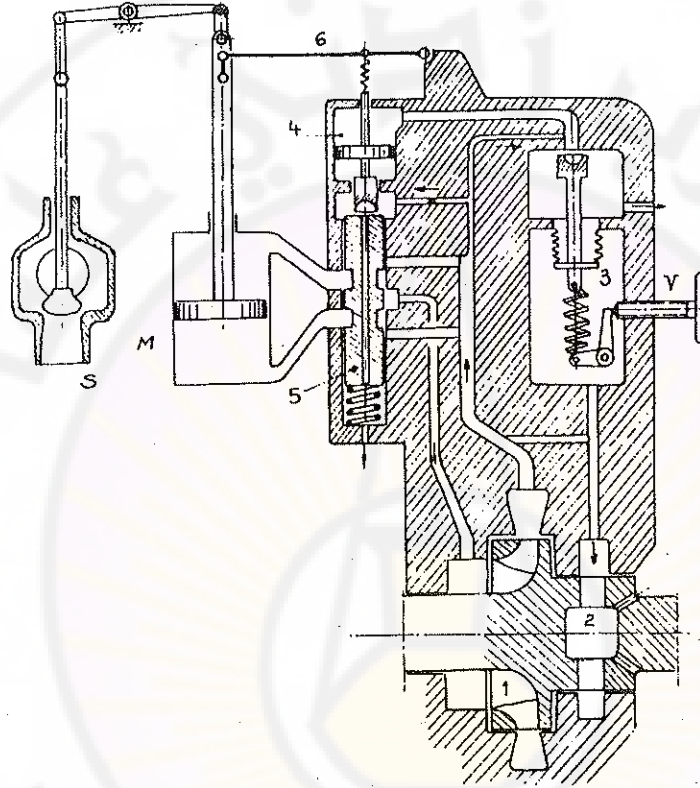
$$1' 0 3' \omega 4$$

ولقد أدى إلى دفع صمام التغذية إلى الأعلى وانتقال النقطة (4) إلى (4') وعودة

(ω) إلى (ω). فيأخذ الجهاز الوضع الثالث:

$$1' 0 3' \omega 4'$$

عندما نحصل على السرعة المطلوبة يكون المكبس المضاعف قد عاد إلى محله الأصلي المتوسط المعين بالنقطة (ω) مغلقاً بذلك طريق الزيت عن التابع الأمين في وضع يكون فيه تدفق البخار قد وصل إلى ما يكفي للنهوض بالحمل الخفيف.



الشكل (5-8)

- 1- المضخة الرئيسية، 2- مضخة العيار، 3- محوّل الضغط، 4- زاجلة، 5- جرار،
6- قضبان المطاوعة

نستنتج مما سبق أنه يوجد في عمل المنظم الآلي نقطتين ثابتتين:
أ- النقطة (0) تصميمياً.

ب- النقطة (ω) التي بعد ذبذبة تعود إلى الوضع المشترك لجميع السرع.
من المهم أن نلاحظ أن المنظم الآلي الذي تم وصفه أعلاه لا يعطي الحل الكامل لعيار العنفة عند السرعة الثابتة. في الحقيقة لنفرض أن العنفة صممت كي تعطي استطاعة قدرها N_e (kw). تحسب نوابض المنظم المذكور أعلاه بحيث تحقق من أجل الاستطاعة N_e سرعة دوران n مفروضة. ولكن العنفة تعمل عند الحمولات المختلفة، ولكل حمل له

سرعة معينة، أي عند التشغيل في الحمولات المنخفضة تكون سرعة الدوران أكبر من n والتشغيل عند الحمولات العالية تكون السرعة أقل من n . ولما كانت وظيفة المنظم هي المحافظة على سرعة ثابتة للعنفه مهما تغير الحمل فيجب والحالة هذه إيجاد قوة إضافية ومتغيرة لإبقاء العنفه تدور بسرعة ثابتة. وهذا هو هدف الميزان المبين على الشكل (4-8) والذي بوساطته يمكن التحكم بسرعة الدوران يدوياً عند تحريك المفتاح (m).
 يبين أخيراً الشكل (5-8) طريقة العيار الهيدروليكي لشركة (Westinghouse). يتألف هذا الجهاز من مضخة رئيسة نابذة (1) يديرها محور العنفه وتعطي الزيت اللازم لعمليات التشحيم والعيار. يصل إلى مضخة العيار (2) باتجاه المركز جزء بسيط من الزيت المتدفق نحو المركز وتولد ضغطاً يتناسب مع مربع سرعة الدوران.
 إن التغيرات البسيطة لهذا الضغط تسجل على محور الضغط (3) وتولد تغيرات أكبر في الزايلة (4) التي تحرك الجرار (5) بوساطة القضبان (6).

4.8 عمل العنفه تحت حمل جزئي

عند الأحمال الجزئية، فإن عمل الآلة لم يعد ليطابق الشروط الاسمية للحساب: حيث أن القنوات المتشكلة بواسطة الشفرات لم تعد للتوافق أيضاً مع التصريف الحجمي المطابق، والذي هو أقل من القيمة المتوقعة من أجل الاستطاعة التي يجب أن تعطى لها العنفه عادةً.

سنقوم الآن بدراسة التعديلات الناتجة على منحنى التمدد، بفرض أن سرعة دوران العنفه تبقى ثابتة مهما بلغت قيمة الحمل المطبق عليها، كما هي الحالة في العنفات المستخدمة في محطات توليد الطاقة الكهربائية.

1.4.8 خواص التصريف لمجموعة من المراحل

من أجل عدد كبير نسبياً من المراحل المتتالية، فإن معدل التصريف الكتلي G يعتمد على الضغوط البدائية والنهائية p_i و p_f بوساطة علاقة تدعى بقانون المخروط الذي اقترحه العالم (STODOLA)، ويمكن إثبات هذا القانون نظرياً وذلك بشيء من التقريب.

بفرض أن جميع مراحل المجموعة محققة بحيث نحصل على معامل التصريف δ نفسه ومعامل الضغط μ واللذان نكتبهما على النحو التالي:

$$\delta = \frac{G v}{A_n u} \quad \& \quad \mu = \frac{\int_{2''}^0 v dp}{u^2 / 2}$$

وإذا لم تكن قيم δ و μ هي نفسها تماماً من أجل جميع المراحل، فإنه من السهل تقدير متوسط هذه القيم. بتشبيه الحجم النوعي v المحقق في المقطع A_n والمتمثل في علاقة δ ، بالحجم النوعي v المتغير والداخل في علاقة μ نجد:

$$G^2 = \frac{\delta^2 A_n^2 u^2}{v^2} = \frac{2\delta^2 A_n^2}{\mu} \int_{2''}^0 \frac{dp}{v}$$

من جهة ثانية، بفرض أن التحول ضمن مجموعة المراحل يتم وفق إجراء بوليتروبي وبأس إجراء ثابت m ، فإن لدينا:

$$v = v_i \left(\frac{p_i}{p} \right)^{\frac{1}{m}}$$

حيث يشير الحرف i إلى كل ما هو منسوب إلى الحالة الابتدائية. وهكذا تصبح العلاقة السابقة لمرحلة ما:

$$G^2 \frac{\mu}{2\delta^2} \frac{1}{A_n^2} = \frac{p_i}{v_i} \int_{2''}^0 \left(\frac{p}{p_i} \right)^{\frac{1}{m}} d \frac{p}{p_i}$$

ومن أجل مجموعة المراحل، التي يمر خلالها نفس التصريف G والتي يمكن فيها اعتبار δ و μ كمعاملات وسطية، نجد أن:

$$G^2 \frac{\mu}{2\delta^2} \sum \frac{1}{A_n^2} = \frac{p_i}{v_i} \int_{p_f}^{p_i} \left(\frac{p}{p_i} \right)^{\frac{1}{m}} d \frac{p}{p_i} = \frac{m}{m+1} \frac{p_i}{v_i} \left[1 - \left(\frac{p_f}{p_i} \right)^{\frac{m+1}{m}} \right]. \quad (2-8)$$

يمكن لهذه العلاقة أن تكتب بصفة خاصة لشروط العمل الاسمية التي حسبت العنفة على أساسها والتي تطابق عندها الضغوط المعروفة $p_{i,0}$ و $p_{f,0}$ ، وبالتالي النسبة $(p_f / p_i)_0$ ، تصرفاً قدره G_0 . وهكذا يمكننا إذن كتابة العلاقة التالية للنسبة G/G_0 :

$$\frac{G}{G_0} = \sqrt{\frac{p_i \left(\frac{v_i}{p_i} \right)_0}{v_i \left(\frac{p_i}{p_i} \right)_0}} \sqrt{\frac{1 - \left(\frac{p_f}{p_i} \right)_0^{\frac{m+1}{m}}}{1 - \left(\frac{p_f}{p_i} \right)_0^{\frac{m+1}{m}}}} \quad (3-8)$$

وبفرض المائع غازاً مثالياً يمكن أن نكتب أيضاً أن:

$$\sqrt{\frac{p_i \left(\frac{v_i}{p_i} \right)_0}{v_i \left(\frac{p_i}{p_i} \right)_0}} = \frac{p_i}{p_{i,0}} \sqrt{\frac{(p_i v_i)_0}{p_i v_i}} = \frac{p_i}{p_{i,0}} \sqrt{\frac{T_{i,0}}{T_i}}$$

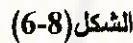
إذا كانت قيمة الأنثاليبي الابتدائية لكل من النظامين المدروسين هي نفسها أي $H_i = H_{i,0}$ ، فإن $T_i = T_{i,0}$ بمقتضى قانون جول، ونجد أن:

$$G = G_0 \frac{p_i}{p_{i,0}} \sqrt{\frac{1}{C} \left[1 - \left(\frac{p_f}{p_i} \right)^{\frac{m+1}{m}} \right]} \quad (4-8)$$

حيث تمثل C المقام الثابت للجذر الثاني في المعادلة (3-8). من أجل قيمة محددة لـ p_i ، ولتكن على سبيل المثال $p_{i,0}$ ، يمكن إنشاء المنحني المميز $g(p_{i,0})$ كما هو موضح في الشكل (6-8)، الذي يربط G بـ p_f بواسطة العلاقة:

$$G = G_0 \sqrt{\frac{1}{C} \left[1 - \left(\frac{p_f}{p_{i,0}} \right)^{\frac{m+1}{m}} \right]} \quad (5-8)$$

وهذا المنحني لا يبتعد كثيراً عن القطع الناقص، الذي يمكن الحصول عليه لو كانت قيمة $(m+1)/m = 2$. نلاحظ أيضاً أن المعادلة (5-8) لا تختلف عن (4-8) سوى بضرب G و p_f/p_i بالنسبة $p_i/p_{i,0}$ نفسها. إن المنحنيات المميزة $g(p_i)$ متشابهة إذن مع $g(p_{i,0})$: وتقع جميعها ضمن مخروط ذي قمة $(G = 0)$ ، $p_f = p_i = 0$ ، والمنحني الموجه $g(p_{i,0})$ ، وعائلة المستويات المتوازية $(p_i = c^{te})$ ، الشكل (6-8).

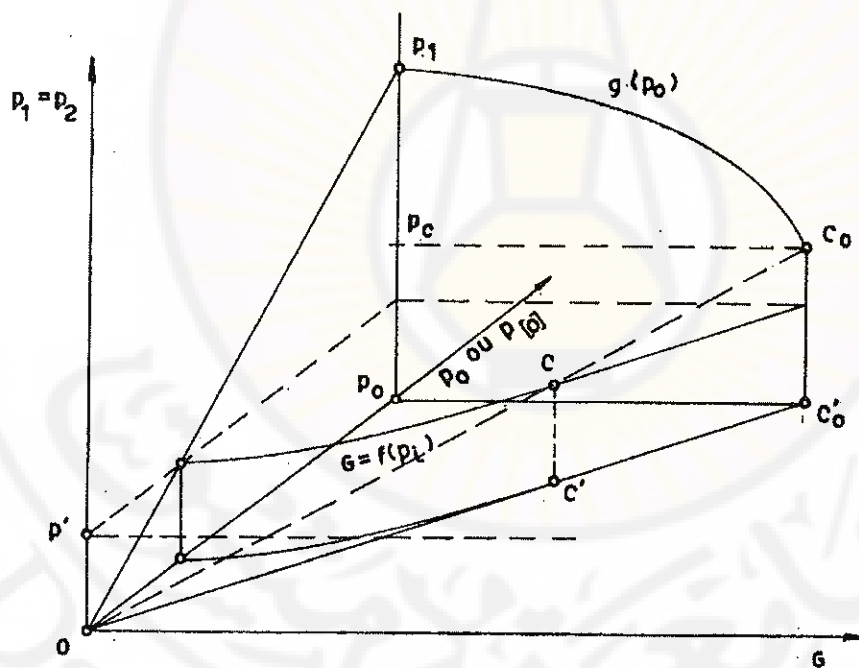

$$\frac{p_f}{p_i} \leq \left(\frac{2}{m+1} \right)^{\frac{m}{m-1}}$$
$$\frac{p_f}{p_i} = \left(\frac{2}{m+1} \right)^{e \frac{m}{m-1}} \quad (6-8)$$

إذا كان الضغط p_f عند مخرج مجموعة المراحل ثابتاً، فإن الضغط البدائي p_i

الضروري للحصول على تصرف G يعطى بتقاطع المخروط مع مستوي $c^{te} = p_f$ ، كما في الشكل (6-8). وهكذا نحصل على منحنى $G = f(p_i)$ على شكل قطع زائد يقترب بسرعة من خطه المقارب. وإذا كانت قيمة p_f صغيرة جداً، كما هي الحال بالنسبة للضغط عند المكثف، يمكن بشيء من التقريب الاستعاضة عن هذا المنحنى بالمستقيم OC .

2.4.8 خواص التصريف لمرحلة التحكم

تضم جميع العنفات الحديثة مرحلة تحكمية ذات حقن جزئي، تغذى فيها القطاعات $\varepsilon_1, \varepsilon_2, \dots$ على التتابع بصمامات تحكم منفصلة. هذه المرحلة تكون عادةً فعلية أو ذات درجة ارتداد ثرموديناميكية R_{th} صغيرة جداً (التي يمكن إهمالها في الفقرة الحالية) كما أن فوهات الحقن محددة دائماً على جزئها المتقارب.



الشكل (7-8)

باعتبار قطاعات الحقن الجزئي $\varepsilon_1, \varepsilon_2, \dots$ وأن عدد أقتية الحقن الموافقة لها $z_1, z_2, \dots$ فإن مقدار التصريف هو:

$$G = A_c z \sqrt{\frac{2k}{k-1} \left(\frac{p}{v} \right)_{[0]} \left[\left(\frac{p_1}{p_{[0]}} \right)^{\frac{2}{m}} - \left(\frac{p_1}{p_{[0]}} \right)^{\frac{m+1}{m}} \right]} \quad (7-8)$$

حيث: $p_{[0]}$ - الضغط الكلي.

يمكن الحصول للحالة الحالية على علاقة بين G والضغطين $p_1 \approx p_2$ و p_0 أو $p_{[0]}$ الموجودان بالتتابع عند مقدمة ومؤخرة الموزع. وهكذا نحصل على قانون مشابه لقانون المخروط، حيث يوضح الشكل (7-8) هذه الحالة.

إذا أخذ الضغط $p_1=p_2$ القيمة المعروفة p' ، فإن الضغط البدائي p_0 أو $p_{[0]}$ الضروري للحصول على تصرف G يعطي بتقاطع السطح الممثل له مع المستوي $p_1=p_2=p'$. نلاحظ أنه بدءاً من النقطة c يصبح المنحني مستقيم التقاطع للمستوي $p_1=p_2=p'$ مع ذلك $.OC_0C'_0$.

3.4.8 تعديل منحني التمدد كتابع للحمل

ندرس مرحلة تحكمية ذات فعل وحقق جزئي، مركبة على التسلسل مع مجموعة من المراحل لعنفه يتم فيها متابعة وانتهاء التمدد.

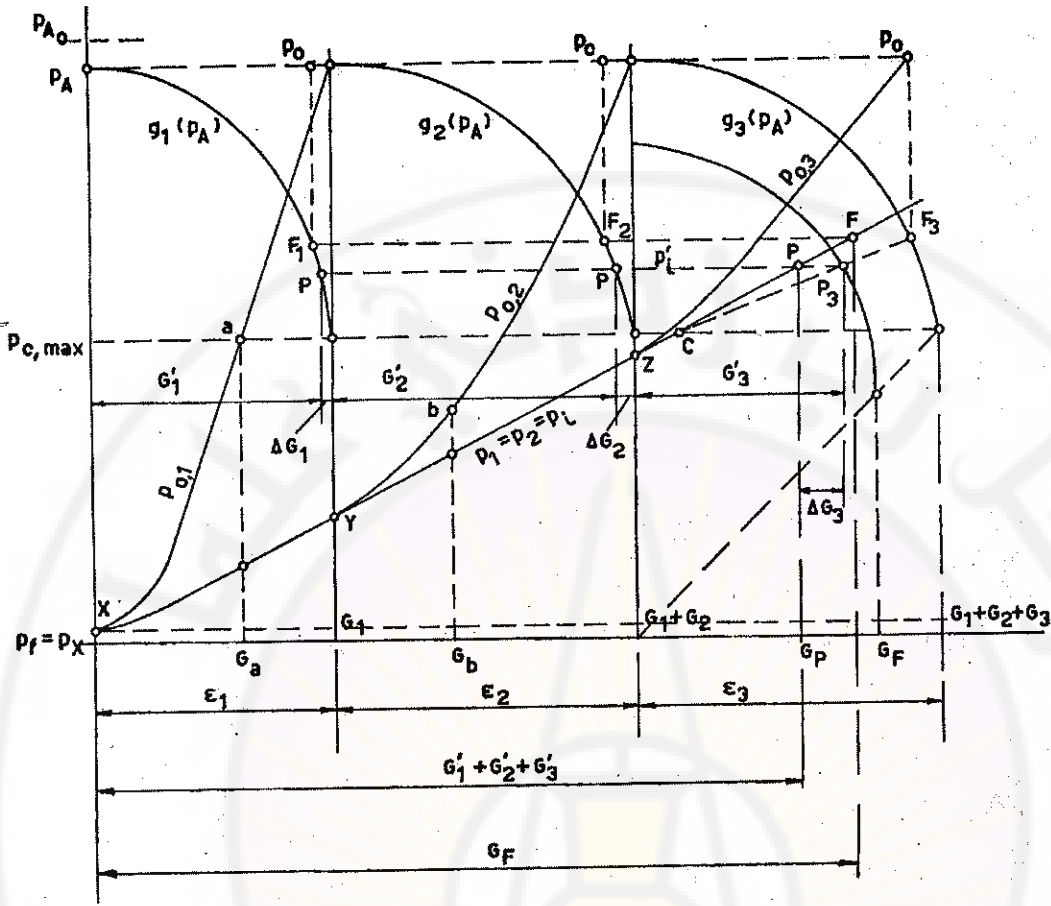
عند مخرج الآلة، يبقى الضغط ثابتاً ويساوي ضغط المكثف p_x . من جهة ثانية فإن ضغط الدخول للآلة يساوي p_{A0} ، يمر البخار بعدها خلال صمامات التحكم قبل وصوله إلى المداخل المختلفة لقطاعات البخار الجزئي ε_1 و $\varepsilon_2 \dots$ للمرحلة الأولى. ولكي يتم التوافق بين تصرف البخار والحمل المطلوب، فإن هذه الصمامات تحقق للبخار (عودة أنثالي البخار إلى حالته الابتدائية)، بحيث تؤمن عند مدخل فوهات التوزيع للقطاعات المختلفة من المرحلة التحكمية للضغوط المناسبة p_0 . وبدءاً من خواص التصريف التي درسناها في الفقرة السابقة سنقوم باختيار الضغوط المناسبة p_1 و p_2 في غرفة دولا ب المرحلة الأولى. بما أن الضغط النهائي عند مخرج العنفة ثابت $p_f = p_x$ ، لذلك يجب أن يسيطر في مؤخرة دولا ب المرحلة التحكمية وفي مقدمة المراحل التالية ضغط يساوي p_i تابع لمعدل التصريف G وفق قانون معروف، يمكن الحصول عليه بقطع السطح المخروطي في الشكل (6-8) بالمستوي الأفقي $p_f = p_x$. نمثل هذا القانون الأخير بالشكل (8-8) بوساطة المنحني $.XYZCF$.

توضع مرحلة المعايرة على التسلسل مع المراحل المتبقية من العنفة، وتضم عدة قطاعات، ذات أبعاد حقن مختلفة ε_1 و ε_2 و ε_3 تعمل على التوازي، وتتداخل، من أجل زيادة التصريف G ، تبعاً لمنظومة محددة. يمتلك كل قطاع، تبعاً لشكله الهندسي ولكل ضغط مطبق في مقدمته p_0 ، خاصية $g(p_0)$ وفقاً للشكل (8-8).

ليكن p_A الضغط الأعظمي لـ p_0 والذي نحصل عليه عندما يكون صمام التحكم لكل مجموعة من الفوهات مفتوحاً على نحو كامل؛ وبسبب ضياعات الحملولة الناتجة من جريان البخار في الصمام فإن الضغط p_A أصغر بقليل من p_{A0} . في كل قطاع حقن فإن الضغط p_A يطابق خاصية محددة $g(p_A)$ ، يتم الحصول على التصريف الأعظمي الذي يمكن أن يمر خلال كل مجموعة عندما يصبح الضغط في مؤخرة الفوهة أقل من الضغط الحرج p_c ؛ ولتكن G_1 ، G_2 ، G_3 ، هذه التصريفات. نمثل خواص قطاعات الحقن المختلفة $g(p_A)$ حسب تسلسلهم بالفتح على طول المحور OG في الشكل (8-8)، حيث مثلنا مسبقاً المنحني p_i .

يتبع ذلك القيم G_1 ، G_2 ، G_3 ، التي تحدد على طول المحور OG الفواصل $G_1 + G_2 + G_3 + \dots$. يعتمد الضغط الخلفي المشترك لجميع الفوهات على التصريف G الذي يمر عبر الآلة، كما يتوفر الضغط p_i الذي يضمن جريان التصريف G نفسه خلال أجزاء العنفة في مؤخرة دولا ب المرحلة التحكمية. إذا كان صمام كل قطاع لا يفتح إلا عندما يكون الصمام السابق مفتوحاً بشكل كامل، فإن القطاع الثاني لا يتدخل إلا عندما يأخذ الضغط p_i قيمة إحدائية النقطة Y ، والثالث بدءاً من Z وهكذا.

من الشكل (8-8) يمكن تحديد الضغط p_0 المتوفر في مقدمة كل من قطاعات الحقن وذلك كتابع للتصريف وللضغط الخلفي p_i . إن هذه المنحنيات التي تعطي كتابع للتصريف، الضغوط p_i و $p_{0,1}$ ، $p_{0,2}$ ، $p_{0,3}$... تحل مشكلة تغيرات الضغط للأحمال المختلفة.



الشكل (8-8)

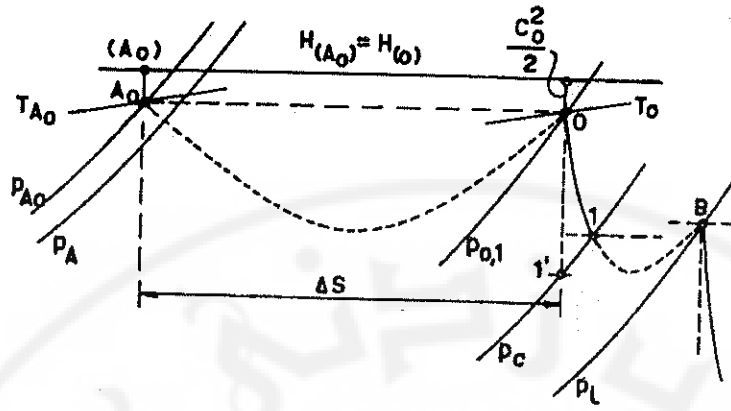
بفرض أن الآلة تعمل عند استطاعة منخفضة بالنسبة لاستطاعتها الاسمية، وتتطلب تصرفاً قدره G_a محصور بين 0 و G_1 . يبين الشكل (9-8) مخطط موليه (H, S) العائد لهذه الحالة.

وتوضح المنحنيات المبينة في الشكل (8-8) أنه يجب تغذية حجرة الفوهات الأولى فقط (ϵ_1) بالبخار. كما يجب توزيع صمام التحكم بحيث أن الضغط عند مدخل الفوهات يساوي $p_{0,1}$ معطى من إحداثيات النقطة a.

وهكذا يحدث هبوط في ضغط البخار من p_A إلى $p_{0,1}$ ، مما يعيد الأنتالبي الكلية في النقطة 0 إلى قيمتها نفسها في النقطة A_0 ، إذن $H(0) = H(A_0)$ ، وذلك مع تقليل الجزء الذي يمكن استخدامه من هذه الأنتالبي (أو الإكزرجي) بالكمية:

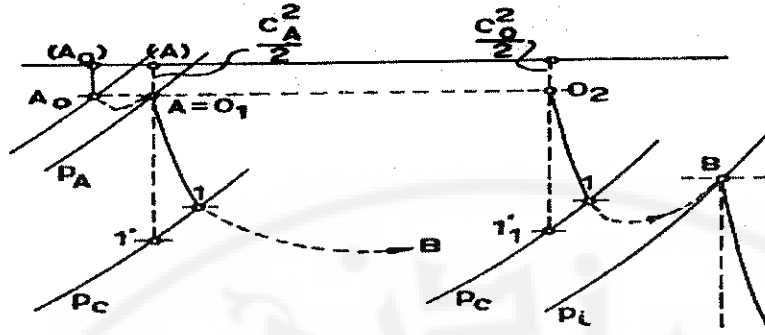
$$T_X (S_0 - S_{A_0}) = T_X \Delta S$$

حيث: T_X درجة الحرارة في المكثف.



الشكل (9-8)

يتمدد البخار في الفوهات (المتقاربة فقط) حتى الضغط الحرج p_c (المطابق لضغط المقدمة $p_{0,1}$) لأن الضغط p_i في هذه الحالة أقل من الضغط الحرج p_c . يتمدد بعدها البخار بشكل حر حتى الضغط p_i في غرفة المؤخرة للمرحلة. وبعد تخامد الحركة الناتجة من هذا التمدد بواسطة الاحتكاك، تصبح حالة البخار ممثلة في النقطة B وذات أنثالبي أكبر بقليل من تلك الموجودة في النقطة 1 وذلك بسبب الطاقة الحركية المتبقية $0.5c_2^2$ عند مخرج دولايب المعاييرة، غير المستخدم ميكانيكياً (مرحلة منعزلة). وبدءاً من الحالة B يستمر التمدد في المراحل اللاحقة. ولكن الانخفاض في الأنثالبي داخل العنفة يصبح أقل كما هو موضح في الشكل (12-8) عادة قيمة هذا التمدد تساوي $H_A - H_X$ ، بينما في هذه الحالة فإنه يساوي $H_A - H_{X_a}$. إذن فإن استطاعة الآلة لم تقل فقط بسبب انخفاض معدل التصريف G وإنما أيضاً بسبب هذا النقص في هبوط الأنثالبي. نجد أيضاً أن التمدد الكامل للبخار حتى ضغط المكثف p_X قد أنجز قبل وصوله إلى المراحل الأخيرة. وفي هذه الحالة تحصل عملية تهوية للبخار فقط، مما يؤدي إلى زيادة تسخينه قبل وصوله إلى المكثف. وأن ظاهرة سخونة بخار العادم لعنفة تعمل على حمل جزئي أكثر منها عندما تعمل على حمل كامل تؤكد هذه النقطة.



الشكل (10-8)

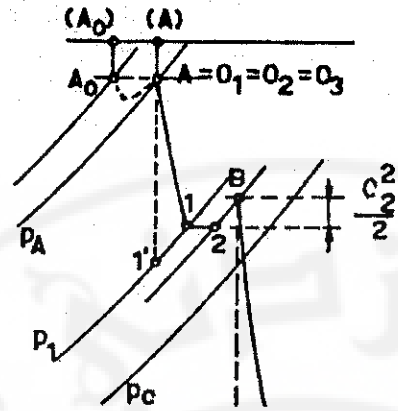
يعود الشكل (10-8) لعنفة تعمل على استطاعة أكبر من الحالة السابقة، وتتطلب تصرفاً أكبر للبخار G_b . يبين الشكل (8-8) أنه من أجل هذا التصرف فإن القطاع الأول (ε_1) يغذى بشكل كامل بالبخار (هبوط الضغط معدوم: $p_{0,1} = p_A$)، بينما يشارك القطاع الثاني (ε_2) بتصريف مقداره $G_b - G_1$ (هبوط بالضغط من p_A حتى $p_{0,2}$ للنقطة b). وهكذا فإن البخار القادم من كل من هذين القطاعين سيصل أخيراً إلى حالة النقطة B، مما يؤدي إلى هبوط بالانتالبي يعادل $H_A - H_{x_b}$ أعلى من هبوط الحالة السابقة، الشكل (12-8).

ابتداءً من النقطة C حيث يتجاوز الضغط p_i الضغط الحرج الموافق لضغط المقدمة p_A ، فإن سلوك المجموعة يصبح أقل بساطة. من أجل تصرف كلي G_p ، يعطى الضغط p_i بوساطة إحداثية النقطة P، من أجل هذا الضغط الخلفي المعاكس تصبح تصرفات القطاعات ε_1 و ε_2 مساوية لـ G'_1 و G'_2 بحيث أن $G'_1 < G_1$ و $G'_2 < G_2$. ومع ذلك يجب أن يكون لدينا:

$$G'_1 + G'_2 + G'_3 = G_p$$

ينتج إذن أن القطاع الثالث (ε_3) يجب أن يعمل وفق نقطة مميزة P_3 ، بحيث أن الضغط p_i في النقاط p و P_3 هو نفسه إضافة إلى أن:

$$\Delta G_3 = \Delta G_1 + \Delta G_2$$



الشكل (11-8)

وهكذا ابتداءً من النقطة C، ستعمل إذن المجموعة الثالثة للفوهات وفق المنحني CP_3F_3 . عندما يفتح صمام القطاع الثالث بشكل كامل فإنه يعمل وفق خواص النقطة F_3 . في هذه اللحظة نجد أن تصرفات القطاعين الآخرين (ϵ_1 و ϵ_2) تعطى بوساطة النقاط F_1 و F_2 . ويصبح التصرف الكلي مساوياً إلى G_F . بفرض أن دولاب المرحلة التحكمية يحتوي فقط على ثلاثة قطاعات للفوهات كما في الشكل (8-8)، حيث تطابق الاستطاعة الأعظمية للآلة التصرف G_F ، فإن تمدد البخار في القطاعات الثلاثة متساوي ويصبح مخطط (H, S) مطابقاً للشكل (11-8) الذي يؤدي إلى الهبوط الاسمي للأنتالبي $H_A - H_X$. يفضل عملياً لإعطاء استقرار أكبر لمجموعة التحكم بالعنفة، أن نعطي لمجالات الصمامات المتعاقبة تغطية محدودة، بحيث يكون أحد الصمامات مرفوعاً قليلاً قبل أن يصل الصمام الذي يسبقه إلى ارتفاعه الكامل. وهذه الطريقة لا تغير شيئاً من المبدأ الذي درسنه سابقاً.

4.4.8 تأثير الحمل الجزئي للآلة في المردود

عند إنشاء عنفة نرسم دائماً منحني تغير مردود الآلة كتابع إلى حملاتها. وكمثال ندرس دائرة لا تحتوي على تحميل مكرر، يمكن في هذه الحالة تعريف المردود بالنسبة التالية:

$$\eta = \frac{\tau}{H_3 - H_1}$$

حيث τ العمل المحرك للآلة لكل kg كتلة من المائع الداخل إلى مرحلة الضغط العالي HP، و H_1 و H_3 الأنثالي بالتتابع قبل صمام الدخول وعند مدخل مضخة التغذية. وباعتماد التصور الإكزرجي للمردود نكتب بصيغة مشابهة :

$$\eta_{ex} = \frac{\tau}{e_3 - e_1}$$

حيث e_1 و e_3 إكزرجي الماء أو البخار في الحالتين 1,3 . من المؤكد أنه بنقصان الحمل على الآلة، فإن مردود المنشأة كاملة يقل بنسب كبيرة. بدراسة الشكل (8-12) حيث وجدنا أن عملية تصفيح البخار في الصمامات تؤدي إلى تقليل العمل τ . إذا كانت النقطة F تمثل حالة الحمل الكامل، فإننا نجد بالتتابع لكل من النظامين a و b اللذين يطابقان الأشكال (8-9) و (8-10) أن:

$$\tau_a = \tau_F \frac{H_{(A)} - H_{x_a}}{H_{(A)} - H_{x_F}}$$

$$\tau_b = \tau_F \frac{H_{(A)} - H_{x_b}}{H_{(A)} - H_{x_F}}$$

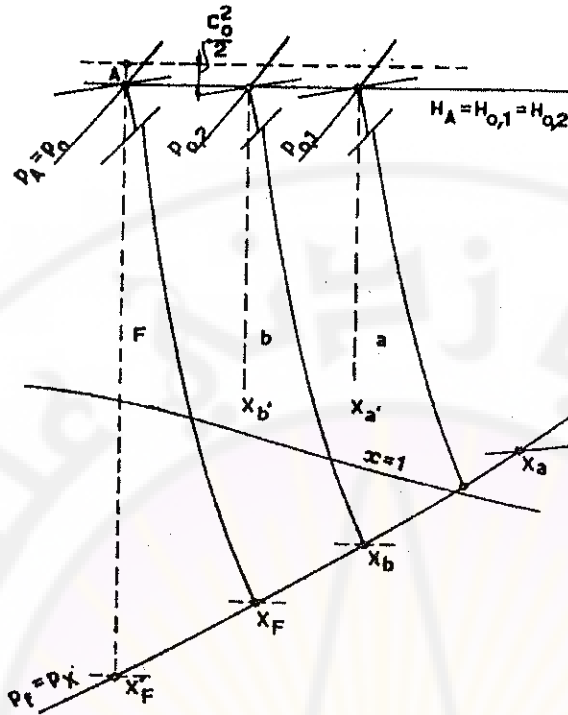
أو بصيغة إكزرجيه، حيث T_X درجة الحرارة في المكثف:

$$\tau_a = \tau_F - T_X (S_{x_a} - S_{x_F}) - e_{x_a}$$

و

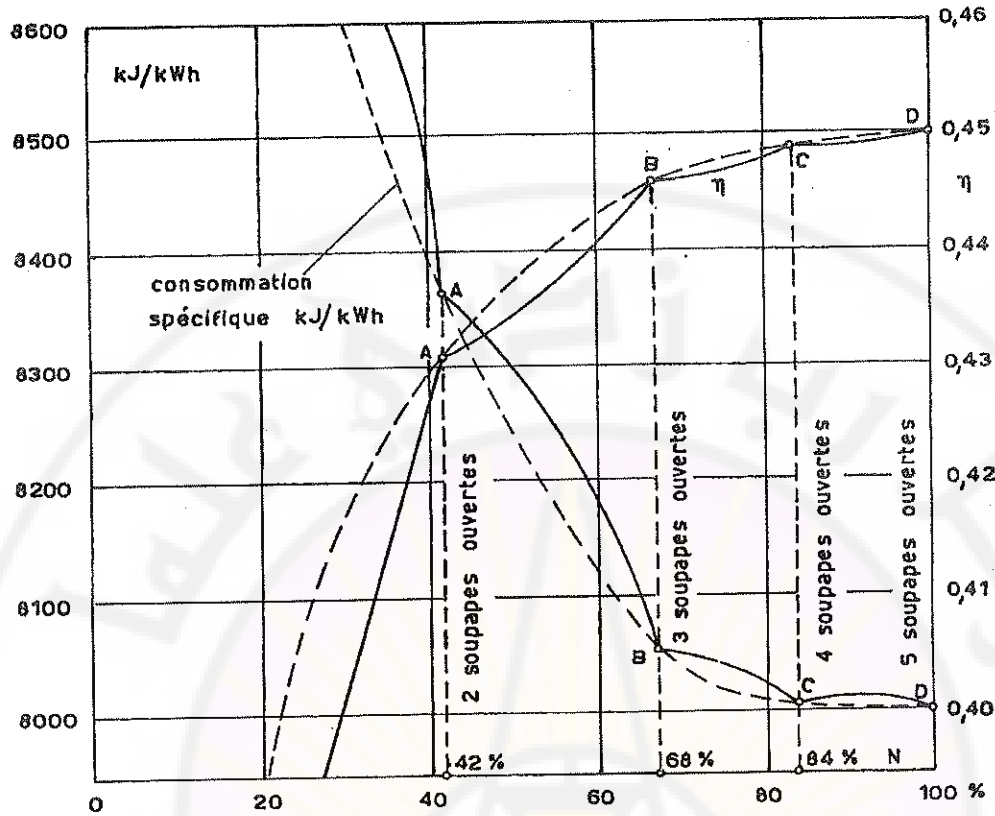
$$\tau_b = \tau_F - T_X (S_{x_b} - S_{x_F})$$

الحد e_{x_a} في علاقة العمل τ_a يأتي من انه في الحالة a أن البخار في نهاية التمدد مازال يحوي شيئاً من الإكزرجي e_{x_a} بسبب حالة زيادة التسخين ($T_{x_a} > T_X$). إضافة إلى الانخفاض بالعمل τ ، فإن التغير في منحنى التمدد يقلل من مردود الدارة أيضاً. كما أن الأخذ بعين الاعتبار لهذه الضياعات عند إجراء الحساب، يسمح بالحصول على منحنى تغير المردود مع الحمل حيث تمثل λ نسبة الحمل إلى الاستطاعة الاسمية للآلة.



الشكل (12-8)

يوضح الشكل (13-8) تغيرات المردود η مع λ وتغير الاستهلاك النوعي للحرارة مبيناً بـ kJ/kWh . تطابق النقاط A و B و C بعض أنظمة العمل والتي يكون من أجلها عدد من الصمامات مفتوحاً بشكل كامل، بينما تكون الصمامات الأخرى مغلقة تماماً. المنحنيات المستمرة بخطوط متقطعة، والتي تمر من هذه النقاط لا يمكنها مطابقة الواقع، لأنه بين الأحمال A و B، B و C وأخيراً بين C و D هناك عدد من الصمامات يكون مفتوحاً بشكل كامل بينما تكون الصمامات التالية مفتوحة جزئياً، مما يؤدي إلى ضياعات إضافية. لهذا السبب فإن المنحنيات المرسومة بخطوط متصلة تطابق بشكل أفضل للأداء الحقيقي للآلة.



الشكل (13-8)

إذا كان لدينا آلة تعمل على مدار السنة بمعدل (8760 heures) واستطاعتها الاسمية N ، تعمل خلال الزمن h_i (ساعة) على حمل $\lambda_i \dots$ والتي من أجلها يأخذ مردود العنفة القيمة $\dots \eta_i \dots$ المعطاة بالمخطط الموضح في الشكل (13-8)، وهكذا فإن الطاقة المزودة من الآلة خلال السنة تساوي:

$$N_a = \sum \lambda_i h_i N$$

ويحسب المردود الوسطي η_m خلال السنة كالتالي:

$$\frac{\sum \lambda_i h_i}{\eta_m} = \sum \frac{\lambda_i h_i}{\eta_i}$$

إذا كان لدينا $\sum h_i < 8760$ ، لأن الآلة توقفت عن العمل خلال عدد من الساعات للمراجعة أو الصيانة وتسمى معامل الجاهزية للآلة، النسبة:

$$d = \frac{\sum h_i}{8760}$$

ولكن بما أنه خلال الزمن $\sum h_i$ لم تستخدم العنفة على الدوام باستطاعتها الكلية ($\lambda_i = 1$)، ندعوا معامل الاستخدام للآلة، النسبة:

$$u = \frac{\sum \lambda_i h_i}{\sum h_i}$$

تخدم هذه المميزات خاصة بتقدير عمل الآلة أثناء الاستثمار.

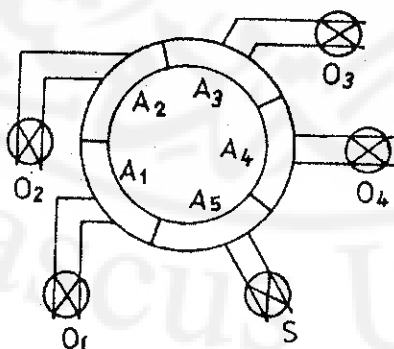
5.8 زيادة تحميل العنفة البخارية

يوجد طريقتين لزيادة حمل العنفة:

1. زيادة التحميل على الدولاب الأول
2. زيادة التحميل على دولاب متوسط ولها حلان:
 - التمرير الخارجي للبخار
 - التمرير الداخلي للبخار

1.5.8 زيادة التحميل على الدولاب الأول

يوضع على الموزع قطاع إضافي (فوهات إضافية) يغذى بصورة مستقلة في حال تشغيل العنفة باستطاعة أعلى من الاستطاعات المصممة من أجلها العنفة. تقوم الصمامات O_1, O_2, O_3, O_4 الشكل (8-14) بتغذية العنفة عند التشغيل الطبيعي، ويستخدم الصمام الإضافي (S) الذي يغذي القطاع الإضافي A_s عند زيادة الاستطاعة.

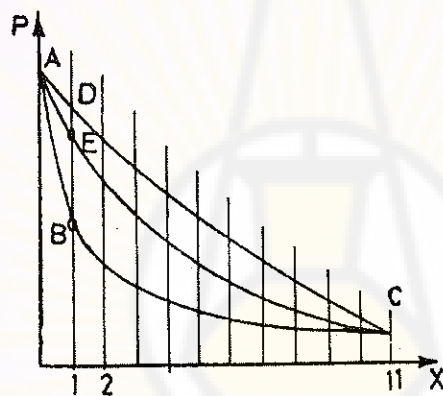


الشكل (8-14)

عند تشغيل العنفة بحمولة منخفضة، يتناقص ضغط البخار عند مدخل المرحلة الثانية (الخط AB في الشكل 8-15) تناسباً مع غزارة البخار.

في حين أنه عندما يتم تحميل العنفة يقل هبوط الضغط في المرحلة الأولى (الخط AD في الشكل 8-15) فيتناقص هبوط الأنثاليبي في المرحلة الأولى. ومنه النتائج التالية المتعلقة بزيادة الحمولة على الدولاب الأول:

أ- بمقارنة المنحنيين AEC (التشغيل الطبيعي) و ADC (زيادة الحمولة) نجد أن σ تزداد في المرحلة الأولى بسبب تناقص هبوط الأنثاليبي، وتتناقص في المراحل الأخيرة بسبب زيادة هبوط الضغط في كل مرحلة، لذلك يتدنى مردود العنفة عند زيادة التحميل على الدولاب الأول.



الشكل (8-15)

ب- عند زيادة التحميل على الدولاب الأول يقل هبوط الضغط في المرحلة الأولى فينسب في الفوهات العادية كمية من البخار أقل من الكمية التي تنساب في هذه الفوهات عند التشغيل الطبيعي وذلك لأن معادلة الاستمرار $\left(G = \frac{1}{v} A c_1 \right)$ تدل على أن الغزارة تنخفض مع السرعة c_1 أي مع هبوط الضغط من أجل A ثابت.

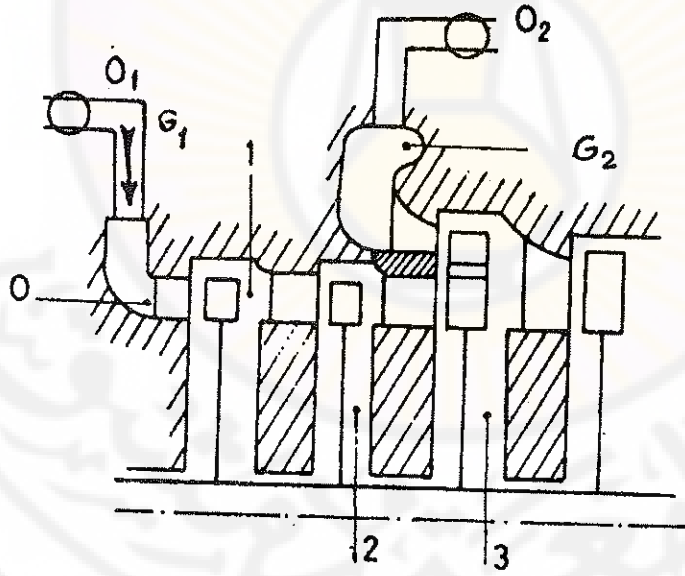
لذلك ينبغي أن تكون مقاطع الفوهات الإضافية كبيرة بحيث تؤمن الغزارة الإضافية المطلوبة وتعوض نقص البخار الذي لحق بالفوهات العادية. فمثلاً إذا أردنا زيادة الحمولة بمقدار 25% فيجب أن تكون مقاطع الفوهات الإضافية أكبر بحوالي 25% من مقاطع الفوهات العادية. وعليه نستنتج أن سعة التحميل في هذه الطريقة محدودة. ولزيادتها نلجأ

غالباً إلى وضع دولاب مزدوج في أول مرحلة ولو كانت شروط الاستطاعة والضغط تبرر وجود دولاب بسيط.

2.5.8 زيادة التحميل على دولاب متوسط (التمرير الخارجي)

نلجأ في العنفات التي تتطلب حمولة إضافية كبيرة إلى بخ البخار في مرحلة متوسطة. ويتم اختيار هذه المرحلة بحيث يعطي التمدد في الفوهات الإضافية سرعة c_1 كن استعمالها في الدولاب المرافق لهذه المرحلة مع نسبة σ معقولة. تتركب عادة الشفرات المتحركة الإضافية على نفس الدولاب الحاوي على الشفرات العادية (شكل 8-16).

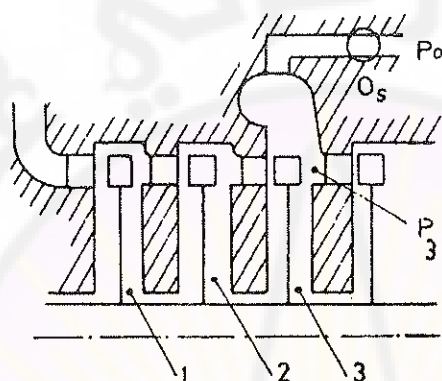
استناداً إلى ما ورد أعلاه أن ارتفاع الضغط في نهاية المرحلة التي يتم فيها البخ يجعل الغزارة G_1 في الدواليب الواقعة قبل مرحلة البخ أصغر عند زيادة التحميل، منها عند التشغيل الطبيعي للعنفة. لذلك ينبغي زيادة الغزارة G_2 .



الشكل (8-16)

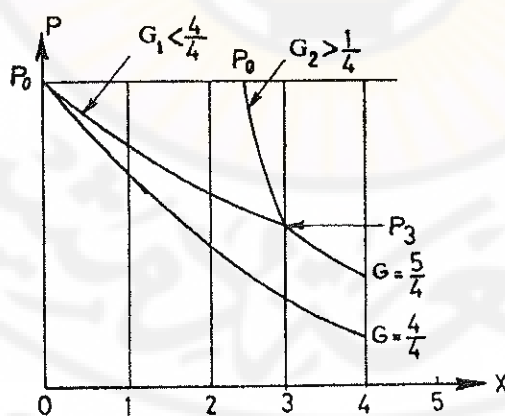
كما أن الدواليب الأولى تعمل بهبوط أنثاليبي صغير أي بنسب σ أكبر من التي صممت من أجلها العنفة، لذلك يتدنى مردود العنفة. تستعمل هذه الطريقة في العنفات

المركبة على السفن الحربية التي تتطلب في وقت السلم استطاعة صغيرة مع مردود جيد، وفي وقت الحرب استطاعة كبيرة جداً بغض النظر عن المردود. في العنفات الارتدادية وفي بعض العنفات ذات الفعل يتم بخ البخار مباشرة في المرحلة المتوسطة دون اللجوء إلى فوهات إضافية (شكل 17-8).



الشكل (17-8)

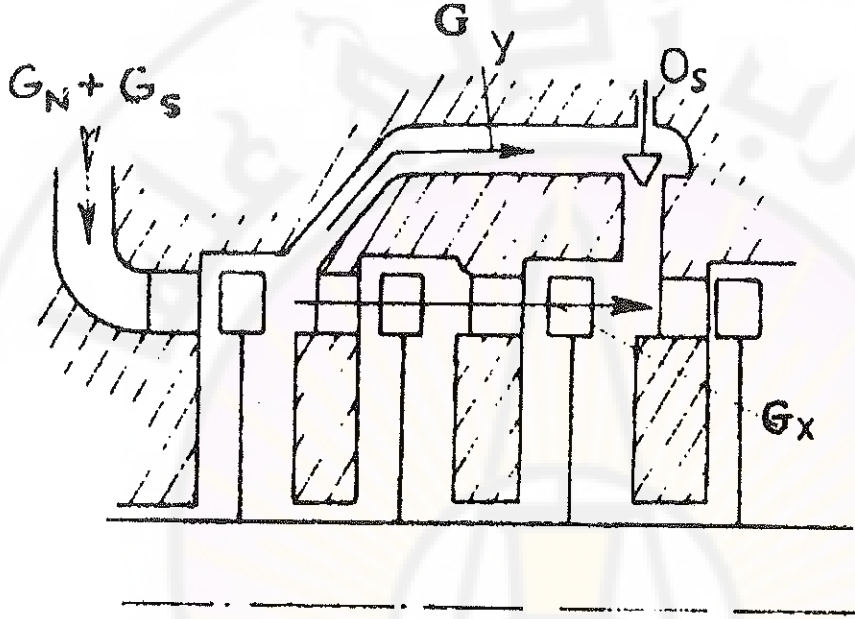
تمتاز هذه الطريقة عن الأولى بعدم وجود ضياعات تهوية عند التشغيل الطبيعي. ولكن عند زيادة التحميل يتم تصفيح البخار في الصمام O_s من الضغط p_0 إلى p_3 (الشكل 18-8) في حين أن الصمام O_2 في الطريقة الأولى يكون بفتحة كاملة.



الشكل (18-8)

3.5.8 التمرير الداخلي

لزيادة التحميل في هذا النظام نزيد الغزارة المارة بالفوهات العادية وذلك بخفض الضغط في نهاية المرحلة التحكمية من p_1 إلى p'_1 (شكل 19-8).



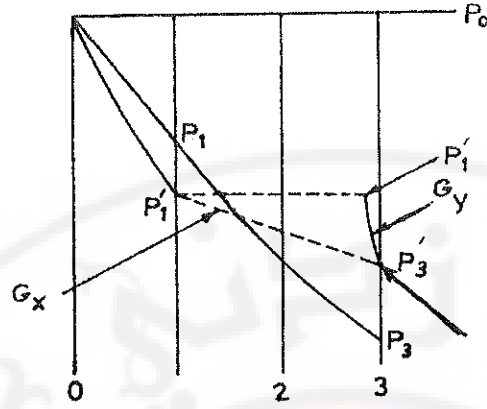
الشكل (19-8)

لتحقيق هذا الهدف نلجأ إلى استقصار بعض المراحل بعد المرحلة التحكمية بواسطة قنّاة تكون مغلقة عند التشغيل الطبيعي ومفتوحة عند زيادة التحميل. استناداً إلى قانون ستودولا:

$$G^2 = k(p_0^2 - p_1^2)$$

نجد أنه من أجل p_0 ثابتة ينخفض الضغط p_1 عندما تزداد الغزارة. كذلك يرتفع الضغط p_3 إلى p'_3 عند مدخل المرحلة الرابعة تناسباً مع التدفق الكلي. ويصبح فرق الضغط $p_1 - p_3$ مساوياً إلى $p'_1 - p'_3$ (شكل 20-8). وعليه نجد:

$$G_X < G_N$$



الشكل (20-8)

حيث G_N الغزارة عند التشغيل الطبيعي.

وبما أن:

$$G_N + G_S = G_X + G_Y$$

$$G_N - G_X = G_Y - G_S > 0$$

أي:

$$G_Y > G_S$$

ينخفض المردود في المرحلتين الثانية والثالثة بسبب هبوط فرق الضغط من جهة وتصفيح البخار (G_Y) بكامله ما بين الضغطين p'_1 و p'_3 من جهة أخرى.

الملحق A: خواص وجداول وأشكال وخرائط بالوحدات الدولية (SI)

الجدول/المخطط	الموضوع	الصفحة/الصفحات
A-1	الكتلة المولية، ثابت الغاز، خواص النقطة الحرجة	459
A-2	الحرارة النوعية لغاز مثالي	460-462
A-3	الحرارة النوعية للأجسام الصلبة والسوائل	463
A-4	ماء مشبع — جدول درجة الحرارة	464-465
A-5	ماء مشبع — جدول الضغط	466-467
A-6	ماء زائد التسخين	468-471
A-7	ماء سائل مضغوط	472
A-8	بخار، ماء، صلب، مشبع	473
A-9	ماء — مخطط T-S	474
A-10	مخطط موليه للماء	475
A-17	خواص الهواء (غاز مثالي)	476-477
A-18	خواص الآزوت (غاز مثالي)	478-479
A-19	خواص الأوكسجين (غاز مثالي)	480-481
A-20	خواص ثاني أكسيد الكربون (غاز مثالي)	482-483
A-21	خواص أول أكسيد الكربون (غاز مثالي)	484-485
A-22	خواص الهيدروجين (غاز مثالي)	486
A-23	خواص بخار الماء (غاز مثالي)	487-488



الجدول A-1: الكتلة المولية، ثابت الغاز، خواص النقطة الحرجة

TABLE A-1
Molar mass, gas constant, and critical-point properties

Substance	Formula	Molar mass kg/kmol	R kJ/(kg · K)*	Temperature K	Pressure MPa	Volume m ³ /kmol
Ammonia	NH ₃	17.03	0.4882	405.5	11.28	0.0724
Argon	Ar	39.948	0.2081	151	4.86	0.0749
Bromine	Br ₂	159.808	0.0520	584	10.34	0.1355
Carbon dioxide	CO ₂	44.01	0.1889	304.2	7.39	0.0943
Carbon monoxide	CO	28.011	0.2968	133	3.50	0.0930
Chlorine	Cl ₂	70.906	0.1173	417	7.71	0.1242
Deuterium (normal)	D ₂	4.00	2.0785	38.4	1.66	—
Helium	He	4.003	2.0769	5.3	0.23	0.0578
Hydrogen (normal)	H ₂	2.016	4.1240	33.3	1.30	0.0549
Krypton	Kr	83.80	0.09921	209.4	5.50	0.0924
Neon	Ne	20.183	0.4119	44.5	2.73	0.0417
Nitrogen	N ₂	28.013	0.2968	126.2	3.39	0.0699
Nitrous oxide	N ₂ O	44.013	0.1889	309.7	7.27	0.0961
Oxygen	O ₂	31.999	0.2598	154.8	5.08	0.0780
Sulfur dioxide	SO ₂	64.063	0.1298	430.7	7.88	0.1217
Water	H ₂ O	18.015	0.4615	647.3	22.09	0.0568
Xenon	Xe	131.30	0.06332	289.8	5.88	0.1186
Benzene	C ₆ H ₆	78.115	0.1064	562	4.92	0.2603
n-Butane	C ₄ H ₁₀	58.124	0.1430	425.2	3.80	0.2547
Carbon tetrachloride	CCl ₄	153.82	0.05405	556.4	4.56	0.2759
Chloroform	CHCl ₃	119.38	0.06964	536.6	5.47	0.2403
Dichlorodifluoromethane (R-12)	CCl ₂ F ₂	120.91	0.06876	384.7	4.01	0.2179
Dichlorofluoromethane	CHCl ₂ F	102.92	0.08078	451.7	5.17	0.1973
Ethane	C ₂ H ₆	30.070	0.2765	305.5	4.88	0.1480
Ethyl alcohol	C ₂ H ₅ OH	46.07	0.1805	516	6.38	0.1673
Ethylene	C ₂ H ₄	28.054	0.2964	282.4	5.12	0.1242
n-Hexane	C ₆ H ₁₄	86.178	0.09647	507.9	3.03	0.3677
Methane	CH ₄	16.043	0.5182	191.1	4.64	0.0993
Methyl alcohol	CH ₃ OH	32.042	0.2595	513.2	7.95	0.1180
Methyl chloride	CH ₃ Cl	50.488	0.1647	416.3	6.68	0.1430
Propane	C ₃ H ₈	44.097	0.1885	370	4.26	0.1998
Propene	C ₃ H ₆	42.081	0.1976	365	4.62	0.1810
Propyne	C ₃ H ₄	40.065	0.2075	401	5.35	—
Trichlorofluoromethane	CCl ₃ F	137.37	0.06052	471.2	4.38	0.2478
Air	—	28.97	0.2870	—	—	—

*The unit kJ/(kg · K) is equivalent to kPa · m³/(kg · K). The gas constant is calculated from $R = R_u/M$, where $R_u = 8.314$ kJ/(kmol · K) and M is the molar mass.

Source: Gordon J. Van Wylen and Richard E. Sonntag, *Fundamentals of Classical Thermodynamics*, English/SI Version, 3d ed., Wiley, New York, 1986, p. 685, table A.6SI. Originally published in K. A. Kobe and R. E. Lynn, Jr., *Chemical Review*, vol. 52, pp. 117–236, 1953.

الجدول A-2: الحرارة النوعية لغاز مثالي

TABLE A-2
Ideal-gas specific heats of various common gases
(a) At 300 K

Gas	Formula	Gas constant R kJ/(kg · K)	C_{p0} kJ/(kg · K)	C_{v0} kJ/(kg · K)	k
Air	—	0.2870	1.005	0.718	1.400
Argon	Ar	0.2081	0.5203	0.3122	1.667
Butane	C_4H_{10}	0.1433	1.7164	1.5734	1.091
Carbon dioxide	CO_2	0.1889	0.846	0.657	1.289
Carbon monoxide	CO	0.2968	1.040	0.744	1.400
Ethane	C_2H_6	0.2765	1.7662	1.4897	1.186
Ethylene	C_2H_4	0.2964	1.5482	1.2518	1.237
Helium	He	2.0769	5.1926	3.1156	1.667
Hydrogen	H_2	4.1240	14.307	10.183	1.405
Methane	CH_4	0.5182	2.2537	1.7354	1.299
Neon	Ne	0.4119	1.0299	0.6179	1.667
Nitrogen	N_2	0.2968	1.039	0.743	1.400
Octane	C_8H_{18}	0.0729	1.7113	1.6385	1.044
Oxygen	O_2	0.2598	0.918	0.658	1.395
Propane	C_3H_8	0.1885	1.6794	1.4909	1.126
Steam	H_2O	0.4615	1.8723	1.4108	1.327

Source: Gordon J. Van Wylen and Richard E. Sonntag, *Fundamentals of Classical Thermodynamics*, English/SI Version, 3d ed., Wiley, New York, 1986, p. 687, table A.6SI.

الجدول A-2: تئمة

TABLE A.2
(Continued)

(b) At various temperatures

Temperature K	C_{pH}	C_{pL}	λ	C_{pH}	C_{pL}	λ	C_{pH}	C_{pL}	λ
	kJ/(kg·K)	kJ/(kg·K)		kJ/(kg·K)	kJ/(kg·K)		kJ/(kg·K)	kJ/(kg·K)	
Air									
250	1.003	0.716	1.401	0.791	0.602	1.314	1.039	0.743	1.314
300	1.005	0.718	1.400	0.846	0.657	1.288	1.040	0.744	1.288
350	1.008	0.721	1.398	0.895	0.706	1.268	1.043	0.746	1.268
400	1.013	0.726	1.395	0.939	0.750	1.252	1.047	0.751	1.252
450	1.020	0.733	1.391	0.978	0.790	1.239	1.054	0.757	1.239
500	1.029	0.742	1.387	1.014	0.825	1.229	1.063	0.767	1.229
550	1.040	0.753	1.381	1.046	0.857	1.220	1.075	0.778	1.220
600	1.051	0.764	1.376	1.075	0.886	1.213	1.087	0.790	1.213
650	1.063	0.776	1.370	1.102	0.913	1.207	1.100	0.803	1.207
700	1.075	0.788	1.364	1.126	0.937	1.202	1.113	0.816	1.202
750	1.087	0.800	1.359	1.148	0.959	1.197	1.126	0.829	1.197
800	1.099	0.812	1.354	1.169	0.980	1.193	1.139	0.842	1.193
900	1.121	0.834	1.344	1.204	1.015	1.186	1.163	0.866	1.186
1000	1.142	0.855	1.336	1.234	1.049	1.181	1.185	0.898	1.185
Hydrogen, H₂				Nitrogen, N₂			Oxygen, O₂		
250	14.051	9.927	1.416	1.039	0.742	1.400	0.913	0.683	1.400
300	14.307	10.183	1.405	1.039	0.743	1.400	0.918	0.688	1.400
350	14.427	10.302	1.400	1.041	0.744	1.399	0.928	0.686	1.399
400	14.476	10.352	1.398	1.044	0.747	1.397	0.941	0.691	1.397
450	14.501	10.377	1.398	1.049	0.752	1.395	0.956	0.696	1.395
500	14.513	10.389	1.397	1.056	0.759	1.391	0.972	0.712	1.391
550	14.630	10.405	1.396	1.065	0.768	1.387	0.988	0.728	1.387
600	14.546	10.422	1.396	1.075	0.778	1.382	1.003	0.743	1.382
650	14.571	10.447	1.395	1.086	0.789	1.376	1.017	0.758	1.376
700	14.604	10.480	1.394	1.098	0.801	1.371	1.031	0.771	1.371
750	14.645	10.521	1.392	1.110	0.813	1.365	1.043	0.783	1.365
800	14.695	10.570	1.390	1.121	0.825	1.360	1.054	0.794	1.360
900	14.822	10.698	1.385	1.145	0.849	1.349	1.074	0.814	1.349
1000	14.983	10.859	1.380	1.167	0.870	1.341	1.090	0.830	1.341

Source: Kenneth Wark, *Thermodynamics*, 4th ed., McGraw-Hill, New York, 1983, p. 783, table A-4M. Originally published in: *Thermal Properties of Gases*, NBS Circ. 564, 1955.

الجدول A-2: تامة

TABLE A-2
(Continued)

(c) As a function of temperature

$f(T) = a + bT + cT^2 + dT^3$ [f in K, c in $\ln \text{kJ}/(\text{kmol} \cdot \text{K})$]						Temperature range K	% error	
Substance	Formula	a	b	c	d		Max.	Avg.
Nitrogen	N ₂	28.90	-0.1571 × 10 ⁻³	0.8081 × 10 ⁻⁶	-2.873 × 10 ⁻⁹	273-1800	0.59	0.34
Oxygen	O ₂	25.48	1.520 × 10 ⁻³	-3.7155 × 10 ⁻⁶	1.312 × 10 ⁻⁹	273-1800	1.18	0.28
Air		28.11	0.1967 × 10 ⁻³	0.4802 × 10 ⁻⁶	-1.966 × 10 ⁻⁹	273-1500	0.72	0.33
Hydrogen	H ₂	29.11	-0.1916 × 10 ⁻³	0.4003 × 10 ⁻⁶	-0.8794 × 10 ⁻⁹	273-1800	1.01	0.26
Carbon monoxide	CO	28.16	0.1675 × 10 ⁻³	0.5372 × 10 ⁻⁶	-2.222 × 10 ⁻⁹	273-1800	0.89	0.37
Carbon dioxide	CO ₂	22.26	5.961 × 10 ⁻³	-3.501 × 10 ⁻⁶	7.489 × 10 ⁻⁹	273-1400	0.87	0.22
Water vapor	H ₂ O	32.24	0.1923 × 10 ⁻³	1.055 × 10 ⁻⁶	-3.595 × 10 ⁻⁹	273-1800	0.53	0.24
Nitric oxide	NO	29.34	-0.09395 × 10 ⁻³	0.9747 × 10 ⁻⁶	-4.107 × 10 ⁻⁹	273-1500	0.97	0.36
Nitrous oxide	N ₂ O	24.11	5.6037 × 10 ⁻³	-3.562 × 10 ⁻⁶	10.58 × 10 ⁻⁹	273-1500	0.59	0.26
Nitrogen dioxide	NO ₂	22.9	5.715 × 10 ⁻³	-3.52 × 10 ⁻⁶	7.87 × 10 ⁻⁹	273-1500	0.46	0.18
Ammonia	NH ₃	27.548	2.5630 × 10 ⁻³	0.99072 × 10 ⁻⁶	-6.4809 × 10 ⁻⁹	273-1500	0.91	0.35
Sulfur	S ₂	27.21	2.210 × 10 ⁻³	-1.628 × 10 ⁻⁶	3.946 × 10 ⁻⁹	273-1800	0.99	0.38
Sulfur dioxide	SO ₂	25.78	5.795 × 10 ⁻³	-3.812 × 10 ⁻⁶	8.612 × 10 ⁻⁹	273-1800	0.45	0.24
Sulfur trioxide	SO ₃	16.40	14.58 × 10 ⁻³	-1.120 × 10 ⁻⁶	32.42 × 10 ⁻⁹	273-1300	2.29	0.13
Acetylene	C ₂ H ₂	21.8	9.7143 × 10 ⁻³	-6.627 × 10 ⁻⁶	18.21 × 10 ⁻⁹	273-1500	1.26	0.59
Benzene	C ₆ H ₆	-36.29	48.475 × 10 ⁻³	-31.62 × 10 ⁻⁶	77.62 × 10 ⁻⁹	273-1500	0.31	0.20
Methanol	CH ₃ O	19.0	9.152 × 10 ⁻³	-1.22 × 10 ⁻⁶	-8.039 × 10 ⁻⁹	273-1000	2.18	0.08
Ethanol	C ₂ H ₅ O	19.0	20.96 × 10 ⁻³	-10.58 × 10 ⁻⁶	20.05 × 10 ⁻⁹	273-1500	0.48	0.22
Hydrogen chloride	HCl	30.33	-0.7620 × 10 ⁻³	1.327 × 10 ⁻⁶	-4.338 × 10 ⁻⁹	273-1500	0.22	0.08
Methane	CH ₄	19.89	5.624 × 10 ⁻³	-1.269 × 10 ⁻⁶	-11.01 × 10 ⁻⁹	273-1500	1.33	0.57
Ethane	C ₂ H ₆	6.900	17.27 × 10 ⁻³	-6.406 × 10 ⁻⁶	7.208 × 10 ⁻⁹	273-1500	0.83	0.28
Propane	C ₃ H ₈	-4.04	30.46 × 10 ⁻³	-15.72 × 10 ⁻⁶	31.74 × 10 ⁻⁹	273-1500	0.46	0.12
n-Butane	C ₄ H ₁₀	3.96	37.15 × 10 ⁻³	-18.34 × 10 ⁻⁶	35.00 × 10 ⁻⁹	273-1500	0.54	0.24
i-Butane	C ₄ H ₁₀	-7.913	41.60 × 10 ⁻³	-23.01 × 10 ⁻⁶	49.91 × 10 ⁻⁹	273-1500	0.25	0.13
n-Pentane	C ₅ H ₁₂	8.774	45.43 × 10 ⁻³	-22.46 × 10 ⁻⁶	42.29 × 10 ⁻⁹	273-1500	0.56	0.21
n-Hexane	C ₆ H ₁₄	6.938	55.22 × 10 ⁻³	-28.65 × 10 ⁻⁶	57.69 × 10 ⁻⁹	273-1500	0.72	0.20
Ethylene	C ₂ H ₄	3.85	16.64 × 10 ⁻³	-8.344 × 10 ⁻⁶	17.67 × 10 ⁻⁹	273-1500	0.54	0.13
Propylene	C ₃ H ₆	3.15	23.83 × 10 ⁻³	-12.18 × 10 ⁻⁶	24.62 × 10 ⁻⁹	273-1500	0.73	0.17

Source: B. G. Kyle, *Chemical and Process Thermodynamics*, Prentice-Hall, Englewood Cliffs, N.J., 1984. Used with permission.

الجدول A-3: الحرارة النوعية للأجسام الصلبة والسوائل

TABLE A-3
Specific heats of common solids and liquids
(a) At 25°C

Solid	C_p kJ/(kg · K)	ρ kg/m ³	Liquid	C_p kJ/(kg · K)	ρ kg/m ³
Aluminum	0.900	2,700	Ammonia	4.800	602
Copper	0.386	8,900	Ethanol	2.456	783
Granite	1.017	2,700	Refrigerant-12	0.977	1,310
Graphite	0.711	2,500	Mercury	0.139	13,560
Iron	0.450	7,840	Methanol	2.550	787
Lead	0.128	11,310	Oil (light)	1.800	910
Rubber (soft)	1.840	1,100	Water	4.184	997
Silver	0.235	10,470			
Tin	0.217	5,730			
Wood (most)	1.760	350–700			

Source: Gordon J. Van Wylen and Richard E. Sonntag, *Fundamentals of Classical Thermodynamics*, English/SI Version, 3d ed., Wiley, New York, 1986, p. 688, table A-7SI.

الجدول A-3: تتمة

TABLE A-3
(Continued)

(b) At various temperatures

Solids					
Substance	Temp.	C_p kJ/(kg · K)	Substance	Temp.	C_p kJ/(kg · K)
Ice	200 K	1.56	Silver	20°C	0.233
	220 K	1.71		200°C	0.243
	240 K	1.86	Lead	–173°C	0.118
	260 K	2.01		–50°C	0.126
	270 K	2.08		27°C	0.129
Aluminum	273 K	2.11		100°C	0.131
	200 K	0.797	Copper	200°C	0.136
	250 K	0.859		–173°C	0.254
	300 K	0.902		–100°C	0.342
	350 K	0.929		–50°C	0.367
	400 K	0.949		0°C	0.381
	450 K	0.973		27°C	0.386
500 K	0.997	100°C		0.393	
Iron	20°C	0.448		200°C	0.403
Liquids					
Substance	State	C_p kJ/(kg · K)	Substance	State	C_p kJ/(kg · K)
Water	1 atm, 273 K	4.217	Benzene	1 atm, 15°C	1.80
	1 atm, 280 K	4.198		1 atm, 65°C	1.92
	1 atm, 300 K	4.179	Glycerin	1 atm, 10°C	2.32
	1 atm, 320 K	4.180		1 atm, 50°C	2.58
	1 atm, 340 K	4.188	Mercury	1 atm, 10°C	0.138
	1 atm, 360 K	4.203		1 atm, 315°C	0.134
	1 atm, 373 K	4.218	Sodium	1 atm, 95°C	1.38
Ammonia	Sat., –20°C	4.52		1 atm, 540°C	1.26
	Sat., 50°C	5.10	Propane	1 atm, 0°C	2.41
Refrigerant-12	Sat., –40°C	0.883		Bismuth	1 atm, 425°C
	Sat., –20°C	0.908		1 atm, 760°C	0.164
	Sat., 50°C	1.02	Ethyl alcohol	1 atm, 25°C	2.43

Source: Adapted from Kenneth Wark, *Thermodynamics*, 4th ed., McGraw-Hill, New York, 1983, p. 813, table A-19M.

الجدول A-4: ماء مشبع - جدول درجة الحرارة

TABLE A-4
Saturated water-Temperature table

Temp. °C °F	Sat. press. kPa P_{sat}	Specific volume m ³ /kg		Internal energy kJ/kg			Enthalpy kJ/kg			Entropy kJ/(kg · K)		
		Sat. liquid v_f	Sat. vapor v_g	Sat. liquid u_f	Evap. u_{fg}	Sat. vapor u_g	Sat. liquid h_f	Evap. h_{fg}	Sat. vapor h_g	Sat. liquid s_f	Evap. s_{fg}	Sat. vapor s_g
0.01	0.6113	0.001000	208.14	0.0	2375.3	2375.3	0.01	2501.3	2501.4	0.000	9.1562	9.1562
5	0.8721	0.001000	147.12	20.97	2361.3	2382.3	20.98	2489.6	2510.6	0.0761	8.9496	9.0257
10	1.2276	0.001000	106.38	42.00	2347.2	2389.2	42.01	2477.7	2519.8	0.1510	8.7498	8.9008
15	1.7051	0.001001	77.93	62.99	2333.1	2396.1	62.99	2465.9	2528.9	0.2245	8.5569	8.7814
20	2.339	0.001002	57.79	83.95	2319.0	2402.9	83.96	2454.1	2538.1	0.2986	8.3706	8.6692
25	3.169	0.001003	43.36	104.88	2304.9	2409.8	104.89	2442.3	2547.2	0.3674	8.1905	8.558
30	4.246	0.001004	32.89	125.78	2290.8	2416.6	125.79	2430.6	2556.3	0.4369	8.0164	8.4534
35	5.628	0.001006	25.22	146.67	2276.7	2423.4	146.68	2418.6	2565.3	0.5053	7.8478	8.3531
40	7.384	0.001008	19.52	167.56	2262.6	2430.1	167.57	2406.7	2574.3	0.5725	7.6845	8.2570
45	9.593	0.001010	15.26	188.44	2248.4	2436.8	188.45	2394.8	2583.2	0.6387	7.5261	8.1648
50	12.349	0.001012	12.03	209.32	2234.2	2443.5	209.33	2382.7	2592.1	0.7038	7.3725	8.0763
55	15.758	0.001015	9.588	230.21	2219.9	2450.1	230.23	2370.7	2600.9	0.7679	7.2234	7.9917
60	19.940	0.001017	7.671	251.11	2205.6	2456.6	251.13	2358.5	2609.6	0.8312	7.0784	7.9098
65	25.03	0.001020	6.197	272.02	2191.1	2463.1	272.06	2346.2	2618.3	0.8935	6.9375	7.8311
70	31.19	0.001023	5.042	292.95	2176.6	2469.6	292.98	2333.8	2626.8	0.9549	6.8004	7.7553
75	38.58	0.001026	4.131	313.90	2162.0	2475.9	313.93	2321.4	2635.3	1.0155	6.6669	7.6824
80	47.39	0.001029	3.407	334.86	2147.4	2482.2	334.91	2309.8	2643.7	1.0753	6.5369	7.6129
85	57.83	0.001033	2.828	355.84	2132.6	2488.4	355.90	2298.0	2651.9	1.1343	6.4102	7.5445
90	70.14	0.001036	2.361	376.85	2117.7	2494.5	376.92	2283.2	2660.1	1.1925	6.2866	7.4791
95	84.55	0.001040	1.982	397.88	2102.7	2500.6	397.96	2270.2	2668.1	1.2500	6.1659	7.4159
Sat. press. MPa												
100	0.10135	0.001044	1.6729	418.94	2087.6	2506.5	419.04	2257.0	2676.1	1.3069	6.0480	7.3549
105	0.12082	0.001048	1.4194	440.02	2072.3	2512.4	440.15	2243.7	2683.8	1.3630	5.9328	7.2958
110	0.14327	0.001052	1.2102	461.14	2057.0	2518.1	461.30	2230.2	2691.5	1.4185	5.8202	7.2387
115	0.16906	0.001056	1.0366	482.30	2041.4	2523.7	482.48	2216.5	2699.0	1.4734	5.7100	7.1833
120	0.19853	0.001060	0.8919	503.50	2025.8	2529.3	503.71	2202.6	2706.3	1.5276	5.6020	7.1296
125	0.2321	0.001065	0.7706	524.74	2009.9	2534.6	524.99	2188.5	2713.5	1.5813	5.4962	7.0775
130	0.2701	0.001070	0.6685	546.02	1993.9	2539.9	546.31	2174.2	2720.5	1.6344	5.3925	7.0269
135	0.3130	0.001075	0.5822	567.35	1977.7	2545.0	567.69	2159.6	2727.3	1.6870	5.2907	6.9777
140	0.3613	0.001080	0.5089	588.74	1961.3	2550.0	589.13	2144.7	2733.9	1.7391	5.1908	6.9299
145	0.4154	0.001085	0.4463	610.18	1944.7	2554.9	610.63	2129.6	2740.3	1.7907	5.0926	6.8833
150	0.4758	0.001091	0.3928	631.68	1927.9	2559.5	632.20	2114.3	2746.5	1.8418	4.9960	6.8379
155	0.5431	0.001096	0.3468	653.24	1910.8	2564.1	653.84	2098.6	2752.4	1.8925	4.9010	6.7931
160	0.6178	0.001102	0.3071	674.87	1893.5	2568.4	675.55	2082.6	2758.1	1.9427	4.8075	6.7500
165	0.7005	0.001108	0.2727	696.58	1876.0	2572.5	697.34	2066.2	2763.5	1.9925	4.7153	6.7078
170	0.7917	0.001114	0.2428	718.33	1858.1	2576.5	719.21	2049.5	2768.7	2.0419	4.6244	6.6663
175	0.8920	0.001121	0.2168	740.17	1840.0	2580.2	741.17	2032.4	2773.6	2.0909	4.5347	6.6256
180	1.0021	0.001127	0.19405	762.09	1821.6	2583.7	763.22	2015.0	2778.2	2.1398	4.4461	6.5857
185	1.1227	0.001134	0.17409	784.10	1802.9	2587.0	785.37	1997.1	2782.4	2.1879	4.3588	6.5465
190	1.2544	0.001141	0.15654	806.19	1783.8	2590.0	807.62	1978.8	2786.4	2.2359	4.2720	6.5079
195	1.3978	0.001149	0.14105	828.37	1764.4	2592.8	829.98	1960.0	2790.0	2.2835	4.1863	6.4698

الجدول A-4: تنمة

TABLE A-4
(Continued)

Temp. °C T	Sat. press. MPa P _{sat}	Specific volume m ³ /kg		Internal energy kJ/kg			Enthalpy kJ/kg			Entropy kJ/(kg · K)		
		Sat. liquid v _f	Sat. vapor v _g	Sat. liquid u _f	Evap. u _{fg}	Sat. vapor u _g	Sat. liquid h _f	Evap. h _{fg}	Sat. vapor h _g	Sat. liquid s _f	Evap. s _{fg}	Sat. vapor s _g
200	1.5538	0.001157	0.12736	850.65	1744.7	2595.3	852.45	1940.7	2793.2	2.3309	4.1014	6.4323
205	1.7230	0.001164	0.11521	873.04	1724.5	2597.5	875.04	1921.0	2796.0	2.3780	4.0172	6.3952
210	1.9052	0.001173	0.10441	895.53	1703.9	2599.5	897.76	1900.7	2798.5	2.4248	3.9337	6.3585
215	2.104	0.001181	0.09479	918.14	1682.9	2601.1	920.62	1879.9	2800.5	2.4714	3.8507	6.3221
220	2.318	0.001190	0.08619	940.87	1661.5	2602.4	943.82	1858.5	2802.1	2.5178	3.7683	6.2861
225	2.548	0.001199	0.07848	963.73	1639.6	2603.3	966.78	1836.5	2803.3	2.5639	3.6863	6.2503
230	2.795	0.001209	0.07158	986.74	1617.2	2603.9	989.12	1813.8	2804.0	2.6099	3.6047	6.2146
235	3.060	0.001219	0.06537	1009.89	1594.2	2604.1	1013.62	1790.5	2804.2	2.6558	3.5233	6.1791
240	3.344	0.001229	0.05976	1033.21	1570.8	2604.0	1037.32	1766.5	2803.8	2.7015	3.4422	6.1437
245	3.648	0.001240	0.05471	1056.71	1546.7	2603.4	1061.23	1741.7	2803.0	2.7472	3.3612	6.1083
250	3.973	0.001251	0.05013	1080.39	1522.0	2602.4	1085.36	1716.2	2801.5	2.7927	3.2802	6.0730
255	4.319	0.001263	0.04698	1104.28	1506.7	2600.9	1109.73	1689.8	2799.5	2.8383	3.1992	6.0375
260	4.688	0.001278	0.04421	1128.39	1470.6	2599.0	1134.37	1662.5	2796.9	2.8838	3.1181	6.0019
265	5.081	0.001289	0.03877	1152.74	1443.9	2598.6	1159.28	1634.4	2793.6	2.9294	3.0368	5.9662
270	5.499	0.001302	0.03564	1177.36	1416.3	2593.7	1184.51	1605.2	2789.7	2.9751	2.9551	5.9301
275	5.942	0.001317	0.03279	1202.25	1387.9	2590.2	1210.07	1574.9	2785.0	3.0208	2.8730	5.8938
280	6.412	0.001332	0.03017	1227.46	1358.7	2586.1	1235.99	1543.6	2779.6	3.0668	2.7903	5.8571
285	6.909	0.001348	0.02777	1253.00	1328.4	2581.4	1262.31	1511.0	2773.3	3.1130	2.7070	5.8199
290	7.436	0.001366	0.02557	1278.92	1297.1	2576.0	1289.07	1477.1	2766.2	3.1594	2.6227	5.7821
295	7.993	0.001384	0.02354	1305.2	1264.7	2569.9	1316.3	1441.8	2758.1	3.2062	2.5375	5.7437
300	8.581	0.001404	0.02167	1332.0	1231.0	2563.0	1344.0	1404.9	2749.0	3.2534	2.4511	5.7045
305	9.202	0.001425	0.019948	1359.3	1195.9	2555.2	1372.4	1368.4	2738.7	3.3010	2.3633	5.6643
310	9.856	0.001447	0.018350	1387.1	1159.4	2546.4	1401.3	1326.0	2727.3	3.3493	2.2737	5.6230
315	10.547	0.001472	0.016867	1415.5	1121.1	2536.6	1431.0	1283.5	2714.5	3.3982	2.1821	5.5804
320	11.274	0.001499	0.015488	1444.6	1080.9	2525.5	1461.5	1238.6	2700.1	3.4480	2.0882	5.5362
330	12.845	0.001561	0.012996	1505.3	993.7	2498.9	1525.3	1140.6	2665.9	3.5507	1.8909	5.4417
340	14.586	0.001638	0.010797	1570.3	894.3	2464.6	1594.2	1027.9	2622.0	3.6594	1.6763	5.3357
350	16.513	0.001740	0.008813	1641.9	776.6	2418.4	1670.6	893.4	2563.9	3.7777	1.4335	5.2112
360	18.651	0.001893	0.006945	1725.2	626.3	2351.5	1760.5	720.3	2481.0	3.9147	1.1379	5.0526
370	21.03	0.002213	0.004925	1844.0	384.5	2228.5	1890.5	441.6	2332.1	4.1106	0.6865	4.7971
374.14	22.09	0.003155	0.003155	2029.6	0	2029.6	2099.3	0	2099.3	4.4298	0	4.4298

Source: Tables A-4 through A-8 are adapted from Gordon J. Van Wylen and Richard E. Sonntag, *Fundamentals of Classical Thermodynamics*, English/SI Version, 3d ed., Wiley, New York, 1986, pp. 635-651. Originally published in Joseph H. Keenan, Frederick G. Keyes, Philip G. Hill, and Joan G. Moore, *Steam Tables*, SI Units, Wiley, New York, 1978.

الجدول A-5: ماء مشبع - جدول الضغط

TABLE A-5
Saturated water-Pressure table

Press. kPa P	Sat. temp. °C T _{sat}	Specific volume m ³ /kg		Internal energy kJ/kg			Enthalpy kJ/kg			Entropy kJ/(kg · K)		
		Sat. liquid v _f	Sat. vapor v _g	Sat. liquid u _f	Evap. u _{fg}	Sat. vapor u _g	Sat. liquid h _f	Evap. h _{fg}	Sat. vapor h _g	Sat. liquid s _f	Evap. s _{fg}	Sat. vapor s _g
0.6113	0.01	0.001000	206.14	0.00	2375.3	2375.3	0.01	2501.3	2501.4	0.0000	9.1562	9.1562
1.0	6.98	0.001000	129.21	29.30	2355.7	2385.0	29.30	2484.9	2514.2	0.1059	8.8697	8.9756
1.5	13.03	0.001001	87.98	54.71	2338.6	2393.3	54.71	2470.6	2525.3	0.1957	8.6322	8.8279
2.0	17.50	0.001001	67.00	73.46	2326.0	2399.5	73.46	2460.0	2533.5	0.2607	8.4629	8.7237
2.5	21.08	0.001002	54.25	88.48	2315.9	2404.4	88.49	2451.6	2540.0	0.3120	8.3311	8.6432
3.0	24.08	0.001003	45.67	101.04	2307.5	2408.5	101.05	2444.5	2545.5	0.3545	8.2231	8.5776
4.0	28.98	0.001004	34.80	121.45	2293.7	2415.2	121.46	2432.9	2554.4	0.4226	8.0520	8.4746
5.0	32.88	0.001005	28.19	137.81	2282.7	2420.5	137.82	2423.7	2561.5	0.4764	7.9107	8.3951
7.5	40.29	0.001008	19.24	168.78	2261.7	2430.5	168.79	2406.0	2574.8	0.5764	7.6750	8.2515
10	45.81	0.001010	14.67	191.82	2246.1	2437.9	191.83	2392.8	2584.7	0.6493	7.5009	8.1502
15	53.97	0.001014	10.02	225.92	2222.8	2448.7	225.94	2373.1	2599.1	0.7549	7.2536	8.0085
20	60.06	0.001017	7.649	251.38	2205.4	2456.7	251.40	2358.3	2609.7	0.8320	7.0766	7.9086
25	64.97	0.001020	6.204	271.90	2191.2	2463.1	271.93	2346.3	2618.2	0.8931	6.9383	7.8314
30	69.10	0.001022	5.229	289.20	2179.2	2468.4	289.23	2336.1	2625.3	0.9439	6.8247	7.7686
40	75.87	0.001027	3.993	317.53	2159.5	2477.0	317.58	2319.2	2636.8	1.0259	6.6441	7.6700
60	81.33	0.001030	3.240	340.44	2143.4	2483.9	340.49	2305.4	2645.9	1.0910	6.5029	7.5939
75	91.78	0.001037	2.217	384.31	2112.4	2496.7	384.39	2278.6	2663.0	1.2130	6.2434	7.4564
Press. MPa												
0.100	99.83	0.001043	1.6940	417.35	2088.7	2506.1	417.46	2258.0	2675.5	1.3026	6.0588	7.3594
0.125	105.99	0.001048	1.3749	444.19	2069.3	2513.5	444.32	2241.0	2685.4	1.3740	5.9104	7.2844
0.150	111.37	0.001053	1.1593	466.94	2052.7	2519.7	467.11	2226.5	2693.6	1.4336	5.7897	7.2233
0.175	116.06	0.001057	1.0036	486.80	2038.1	2524.9	486.99	2213.6	2700.6	1.4849	5.6868	7.1717
0.200	120.23	0.001061	0.8857	504.49	2025.0	2529.5	504.70	2201.9	2706.7	1.5301	5.5970	7.1271
0.225	124.00	0.001064	0.7933	520.47	2013.1	2533.6	520.72	2191.3	2712.1	1.5706	5.5173	7.0878
0.250	127.44	0.001067	0.7187	535.10	2002.1	2537.2	535.37	2181.5	2716.9	1.6072	5.4455	7.0527
0.275	130.60	0.001070	0.6573	548.59	1991.9	2540.5	548.89	2172.4	2721.3	1.6408	5.3801	7.0209
0.300	133.55	0.001073	0.6058	561.15	1982.4	2543.6	561.47	2163.8	2725.3	1.6718	5.3201	6.9919
0.325	136.30	0.001076	0.5620	572.90	1973.5	2546.4	573.25	2155.8	2729.0	1.7006	5.2648	6.9652
0.350	138.88	0.001079	0.5243	583.95	1965.0	2548.9	584.33	2148.1	2732.4	1.7275	5.2130	6.9405
0.375	141.32	0.001081	0.4914	594.40	1956.9	2551.3	594.81	2140.8	2735.6	1.7528	5.1647	6.9175
0.40	143.63	0.001084	0.4625	604.31	1949.3	2553.6	604.74	2133.8	2738.6	1.7766	5.1193	6.8958
0.45	147.93	0.001086	0.4140	622.77	1934.9	2557.6	623.25	2120.7	2743.9	1.8207	5.0359	6.8565
0.50	151.86	0.001089	0.3749	639.68	1921.6	2561.2	640.23	2108.5	2748.7	1.8607	4.9605	6.8213
0.55	155.48	0.001097	0.3427	655.32	1909.2	2564.5	665.93	2097.0	2753.0	1.8973	4.8920	6.7893
0.60	158.85	0.001101	0.3157	669.90	1897.5	2567.4	670.56	2086.3	2756.8	1.9312	4.8288	6.7600
0.65	162.01	0.001104	0.2927	683.56	1886.5	2570.1	684.28	2076.0	2760.3	1.9627	4.7703	6.7331
0.70	164.97	0.001108	0.2728	696.44	1876.1	2572.5	697.22	2066.3	2763.5	1.9922	4.7158	6.7080
0.75	167.78	0.001112	0.2558	708.64	1866.1	2574.7	709.47	2057.0	2766.4	2.0200	4.6647	6.6847
0.80	170.43	0.001115	0.2404	720.22	1856.6	2576.8	721.11	2048.0	2769.1	2.0462	4.6166	6.6628
0.85	172.96	0.001118	0.2270	731.27	1847.4	2578.7	732.22	2039.4	2771.6	2.0710	4.5711	6.6421
0.90	175.38	0.001121	0.2150	741.83	1838.6	2580.5	742.83	2031.1	2773.9	2.0946	4.5280	6.6226
0.95	177.69	0.001124	0.2042	751.95	1830.2	2582.1	753.02	2023.1	2776.1	2.1172	4.4869	6.6041
1.00	179.91	0.001127	0.1944	761.68	1822.0	2583.6	762.81	2015.3	2778.1	2.1387	4.4478	6.5865
1.10	184.09	0.001133	0.1775	780.09	1806.3	2586.4	781.34	2000.4	2781.7	2.1792	4.3744	6.5536
1.20	187.99	0.001139	0.1633	797.28	1791.5	2588.8	798.65	1985.2	2784.8	2.2166	4.3067	6.5233
1.30	191.64	0.001144	0.1512	813.44	1777.5	2591.0	814.93	1972.7	2787.6	2.2515	4.2438	6.4953

الجدول A-5: تنمة

TABLE A-5
(Continued)

Press. MPa <i>P</i>	Sat. temp. °C <i>T_{sat}</i>	Specific volume m ³ /kg		Internal energy kJ/kg			Enthalpy kJ/kg			Entropy kJ/(kg · K)		
		Sat. liquid <i>v_f</i>	Sat. vapor <i>v_g</i>	Sat. liquid <i>u_f</i>	Evap. <i>u_{fg}</i>	Sat. vapor <i>u_g</i>	Sat. liquid <i>h_f</i>	Evap. <i>h_{fg}</i>	Sat. vapor <i>h_g</i>	Sat. liquid <i>s_f</i>	Evap. <i>s_{fg}</i>	Sat. vapor <i>s_g</i>
1.40	195.07	0.001 149	0.140 84	828.70	1764.1	2592.8	830.30	1959.7	2790.0	2.2842	4.1650	6.4893
1.50	198.32	0.001 154	0.131 77	843.16	1751.3	2594.5	844.89	1947.3	2792.2	2.3150	4.1298	6.4448
1.75	205.76	0.001 166	0.113 49	876.46	1721.4	2597.8	878.50	1917.9	2796.4	2.3951	4.0044	6.3896
2.00	212.42	0.001 177	0.099 63	908.44	1693.8	2600.3	908.79	1890.7	2799.5	2.4474	3.8935	6.3409
2.25	218.45	0.001 187	0.088 75	933.83	1668.2	2602.0	936.49	1865.2	2801.7	2.5035	3.7937	6.2972
2.5	223.99	0.001 197	0.079 98	959.11	1644.0	2603.1	962.11	1841.0	2803.1	2.5547	3.7028	6.2575
3.0	233.90	0.001 217	0.066 68	1004.78	1599.3	2604.1	1008.42	1795.7	2804.2	2.6457	3.5412	6.1869
3.5	242.60	0.001 235	0.057 07	1045.43	1558.3	2603.7	1049.75	1753.7	2803.4	2.7253	3.4000	6.1263
4	250.40	0.001 252	0.049 78	1082.31	1520.0	2602.3	1087.31	1714.1	2801.4	2.7964	3.2737	6.0701
5	263.99	0.001 286	0.039 44	1147.81	1449.3	2597.1	1154.23	1640.1	2794.3	2.9202	3.0532	5.9734
6	275.64	0.001 319	0.032 44	1205.44	1384.3	2589.7	1213.35	1571.0	2784.3	3.0267	2.8625	5.8892
7	285.88	0.001 351	0.027 37	1257.55	1323.0	2580.5	1267.00	1505.1	2772.1	3.1211	2.6922	5.8133
8	295.06	0.001 384	0.023 52	1305.57	1264.2	2569.8	1316.64	1441.3	2758.0	3.2068	2.5364	5.7432
9	303.40	0.001 418	0.020 48	1350.51	1207.3	2557.8	1363.26	1378.9	2742.1	3.2858	2.3915	5.6722
10	311.06	0.001 452	0.018 026	1393.04	1151.4	2544.4	1407.58	1317.1	2724.7	3.3596	2.2544	5.6141
11	318.15	0.001 489	0.015 987	1433.7	1096.0	2529.8	1450.1	1255.5	2705.6	3.4295	2.1233	5.5527
12	324.75	0.001 527	0.014 263	1473.0	1040.7	2513.7	1481.3	1193.3	2684.9	3.4962	1.9962	5.4924
13	330.93	0.001 567	0.012 780	1511.1	985.0	2496.1	1531.5	1130.7	2662.2	3.5606	1.8718	5.4323
14	336.75	0.001 611	0.011 485	1548.6	928.2	2476.8	1571.1	1066.5	2637.6	3.6232	1.7485	5.3717
15	342.24	0.001 658	0.010 337	1585.8	869.8	2455.5	1610.5	1000.0	2610.5	3.6848	1.6249	5.3098
16	347.44	0.001 711	0.009 306	1622.7	809.0	2431.7	1650.1	930.6	2580.6	3.7461	1.4994	5.2455
17	352.37	0.001 770	0.008 364	1660.2	744.8	2405.0	1690.3	856.9	2547.2	3.8079	1.3698	5.1777
18	357.06	0.001 840	0.007 489	1698.9	675.4	2374.3	1732.0	777.1	2509.1	3.8715	1.2329	5.1044
19	361.54	0.001 924	0.006 657	1739.9	598.1	2338.1	1776.5	688.0	2464.5	3.9388	1.0839	5.0228
20	365.81	0.002 036	0.005 834	1785.8	507.5	2293.0	1826.3	583.4	2409.7	4.0139	0.9130	4.9289
21	369.89	0.002 207	0.004 952	1842.1	398.5	2230.6	1888.4	446.2	2334.6	4.1075	0.6938	4.8013
22	373.80	0.002 742	0.003 568	1961.9	125.2	2087.1	2022.2	143.4	2165.6	4.3110	0.2216	4.5327
22.09	374.14	0.003 155	0.003 155	2029.6	0	2029.6	2099.3	0	2099.3	4.4298	0	4.4298

الجدول A-6: ماء زائد التسخين

TABLE A-6
Superheated water

T °C	v m ³ /kg	u kJ/kg	h kJ/kg	s kJ/(kg·K)	v m ³ /kg	u kJ/kg	h kJ/kg	s kJ/(kg·K)	v m ³ /kg	u kJ/kg	h kJ/kg	s kJ/(kg·K)
P = 0.01 MPa (45.81°C)					P = 0.05 MPa (81.33°C)					P = 0.10 MPa (99.63°C)		
Sat.	14.674	2437.9	2584.7	8.1502	3.240	2493.9	2645.9	7.5939	1.5940	2506.1	2675.5	7.3584
50	14.869	2443.9	2592.6	8.1749								
100	17.196	2515.5	2687.5	8.4479	3.418	2511.6	2682.5	7.6947	1.6958	2506.7	2676.2	7.3614
150	19.512	2587.9	2783.0	8.6882	3.889	2595.6	2780.1	7.9401	1.9364	2552.8	2776.4	7.6124
200	21.825	2661.3	2879.5	8.9038	4.356	2659.9	2877.7	8.1588	2.172	2658.1	2875.3	7.8343
250	24.136	2736.0	2977.3	9.1002	4.820	2735.0	2976.0	8.3556	2.406	2733.7	2974.3	8.0333
300	26.445	2812.1	3076.5	9.2813	5.284	2811.3	3075.5	8.5373	2.639	2810.4	3074.3	8.2156
400	31.063	2968.9	3279.6	9.6077	6.203	2968.5	3278.9	8.8642	3.103	2967.9	3278.2	8.5435
500	35.079	3132.3	3489.1	9.8976	7.134	3132.0	3488.7	9.1646	3.565	3131.6	3488.1	8.8342
600	40.295	3302.5	3705.4	10.1606	8.057	3302.2	3705.1	9.4178	4.028	3301.9	3704.4	9.0976
700	44.911	3479.6	3928.7	10.4028	8.981	3479.4	3928.5	9.6599	4.493	3479.2	3928.2	9.3388
800	49.526	3663.8	4159.0	10.6281	9.904	3663.6	4158.9	9.8852	4.952	3663.5	4158.6	9.5852
900	54.141	3855.0	4396.4	10.8396	10.820	3854.9	4396.3	10.0957	5.414	3854.8	4396.1	9.7767
1000	58.757	4053.0	4640.6	11.0393	11.751	4052.9	4640.5	10.2964	5.875	4052.8	4640.3	9.9764
1100	63.372	4257.5	4891.2	11.2287	12.674	4257.4	4891.1	10.4859	6.337	4257.3	4891.0	10.1659
1200	67.987	4467.9	5147.8	11.4081	13.597	4467.8	5147.7	10.6662	6.793	4467.7	5147.6	10.3463
1300	72.602	4683.7	5409.7	11.5811	14.521	4683.6	5409.6	10.8382	7.260	4683.5	5409.5	10.5183
P = 0.20 MPa (120.23°C)					P = 0.30 MPa (133.55°C)					P = 0.40 MPa (143.63°C)		
Sat.	0.8857	2520.5	2706.7	7.1272	0.6058	2543.6	2725.3	6.9919	0.4625	2553.0	2738.6	6.8951
150	0.9586	2576.9	2768.6	7.2786	0.6339	2570.8	2761.0	7.0778	0.4708	2564.5	2752.8	6.9299
200	1.0803	2654.4	2870.5	7.5066	0.7163	2650.7	2865.6	7.3115	0.5342	2646.8	2860.5	7.1706
250	1.1988	2731.2	2971.0	7.7086	0.7984	2728.7	2961.0	7.5166	0.5951	2726.1	2964.2	7.3789
300	1.3162	2808.6	3071.8	7.8926	0.8753	2806.7	3069.3	7.7022	0.6548	2804.8	3066.8	7.5662
400	1.5493	2968.7	3276.6	8.2218	1.0316	2966.6	3275.0	8.0330	0.7726	2964.4	3273.4	7.8885
500	1.7814	3130.8	3487.1	8.5133	1.1867	3130.0	3486.0	8.3251	0.8893	3129.2	3484.9	8.1913
600	2.013	3301.4	3704.0	8.7770	1.3414	3300.8	3703.2	8.5992	1.0055	3300.2	3702.4	8.4568
700	2.244	3478.8	3927.6	9.0194	1.4957	3478.4	3927.1	8.8319	1.1215	3477.9	3926.5	8.6987
800	2.475	3663.1	4158.2	9.2449	1.6493	3662.3	4157.8	9.0576	1.2372	3662.4	4157.3	8.9244
900	2.706	3854.5	4395.8	9.4586	1.8041	3854.2	4395.4	9.2692	1.3529	3853.9	4395.1	9.1362
1000	2.937	4052.5	4640.0	9.6583	1.9581	4052.3	4639.7	9.4690	1.4685	4052.0	4639.4	9.3360
1100	3.168	4257.0	4890.7	9.8458	2.1121	4256.8	4890.4	9.6585	1.5840	4256.5	4890.2	9.5256
1200	3.399	4467.5	5147.5	10.0262	2.2661	4467.2	5147.1	9.8389	1.6996	4467.0	5146.8	9.7080
1300	3.630	4683.2	5409.3	10.1982	2.4201	4683.0	5409.0	10.0110	1.8151	4682.8	5408.8	9.8780
P = 0.50 MPa (151.86°C)					P = 0.60 MPa (159.85°C)					P = 0.80 MPa (170.43°C)		
Sat.	0.3749	2561.2	2748.7	6.8213	0.3157	2567.4	2756.0	6.7600	0.2404	2576.9	2769.1	6.6628
200	0.4248	2642.9	2855.4	7.0592	0.3520	2639.9	2850.1	6.9655	0.2600	2639.6	2839.3	6.8158
250	0.4744	2723.5	2960.7	7.2709	0.3938	2720.9	2957.2	7.1816	0.2931	2715.5	2960.0	7.0364
300	0.5226	2802.9	3064.2	7.4599	0.4344	2801.0	3061.6	7.3724	0.3241	2797.2	3066.5	7.2328
350	0.5701	2882.6	3167.7	7.6329	0.4742	2881.2	3165.7	7.5464	0.3544	2875.7	3161.7	7.4099
400	0.6173	2963.2	3271.9	7.7938	0.5137	2962.1	3270.3	7.7079	0.3843	2959.7	3267.1	7.5716
500	0.7109	3128.4	3483.9	8.0973	0.5920	3127.6	3482.6	8.0021	0.4433	3126.0	3480.6	7.8673
600	0.8041	3299.6	3701.7	8.3522	0.6697	3299.1	3700.9	8.2674	0.5015	3297.9	3699.4	8.1333
700	0.8969	3477.5	3925.9	8.5952	0.7472	3477.0	3925.3	8.5107	0.5601	3476.2	3924.2	8.3770
800	0.9896	3662.1	4156.9	8.8211	0.8245	3661.8	4156.5	8.7367	0.6181	3661.1	4155.6	8.6033
900	1.0822	3853.6	4394.7	9.0329	0.9017	3853.4	4394.4	8.9486	0.6761	3852.8	4393.7	8.8153
1000	1.1747	4051.8	4639.1	9.2326	0.9788	4051.5	4638.8	9.1485	0.7340	4051.0	4638.2	9.0153
1100	1.2672	4256.3	4889.9	9.4224	1.0559	4256.1	4889.6	9.3381	0.7919	4255.6	4889.1	9.2050
1200	1.3596	4468.8	5149.6	9.6029	1.1330	4468.5	5149.3	9.5185	0.8497	4468.1	5149.0	9.3855
1300	1.4521	4682.5	5408.6	9.7749	1.2101	4682.3	5408.3	9.6906	0.9076	4681.8	5407.9	9.5575

*The temperature in parentheses is the saturation temperature at the specified pressure.

*Properties of saturated vapor at the specified pressure.

الجدول A-6: تمة

TABLE A-6
(Continued)

T °C	v m ³ /kg	u kJ/kg	h kJ/kg	s kJ/(kg·K)	v m ³ /kg	u kJ/kg	h kJ/kg	s kJ/(kg·K)	v m ³ /kg	u kJ/kg	h kJ/kg	s kJ/(kg·K)		
P = 1.00 MPa (179.81°C)					P = 1.20 MPa (167.86°C)					P = 1.40 MPa (155.67°C)				
Sat.	0.19444	2583.6	2778.1	6.5865	0.16333	2598.8	2704.8	6.5233	0.14084	2592.8	2790.0	6.4693		
200	0.2060	2621.9	2827.9	6.6040	0.16930	2612.6	2815.9	6.5698	0.14502	2603.1	2803.3	6.4875		
250	0.2327	2709.9	2942.6	6.9247	0.19234	2704.2	2935.0	6.8294	0.16350	2698.3	2927.2	6.7467		
300	0.2679	2783.2	3061.2	7.1220	0.2130	2789.2	3045.6	7.0317	0.18228	2785.2	3040.4	6.9534		
350	0.2825	2875.2	3157.7	7.3011	0.2345	2872.2	3153.5	7.2121	0.2030	2869.2	3149.5	7.1360		
400	0.3065	2957.3	3283.9	7.4651	0.2540	2954.9	3260.7	7.3774	0.2176	2952.5	3257.5	7.3026		
500	0.3541	3124.4	3478.5	7.7622	0.2946	3122.8	3478.3	7.6759	0.2521	3121.1	3474.1	7.6327		
600	0.4011	3298.8	3697.9	8.0293	0.3339	3295.6	3695.3	7.9435	0.2860	3294.4	3694.8	7.8710		
700	0.4478	3476.3	3923.1	8.2731	0.3720	3474.4	3922.0	8.1081	0.3195	3473.6	3920.8	8.1160		
800	0.4943	3650.4	4154.7	8.4986	0.4118	3659.7	4153.8	8.4148	0.3528	3659.0	4153.0	8.3431		
900	0.5407	3822.2	4392.9	8.7118	0.4505	3851.6	4392.2	8.5272	0.3861	3851.1	4391.5	8.5556		
1000	0.5871	4050.5	4637.6	8.9119	0.4892	4050.0	4637.0	8.8274	0.4192	4049.5	4636.4	8.7559		
1100	0.6335	4255.1	4888.6	9.1017	0.5278	4254.6	4888.0	9.0172	0.4524	4254.1	4887.5	8.9457		
1200	0.6798	4465.6	5145.4	9.2822	0.5665	4465.1	5144.9	9.1977	0.4855	4464.7	5144.4	9.1262		
1300	0.7261	4681.3	5407.4	9.4543	0.6051	4680.9	5407.0	9.3696	0.5186	4680.4	5403.5	9.2984		
P = 1.60 MPa (201.41°C)					P = 1.80 MPa (207.16°C)					P = 2.00 MPa (212.42°C)				
Sat.	0.12380	2598.0	2794.0	6.4218	0.11042	2598.4	2797.1	6.3794	0.09963	2600.3	2799.5	6.3408		
225	0.13287	2644.7	2857.3	6.5518	0.11673	2636.6	2846.7	6.4808	0.10377	2628.3	2835.8	6.4147		
250	0.14184	2692.3	2919.2	6.6732	0.12497	2686.0	2911.0	6.6066	0.11144	2679.6	2902.5	6.5453		
300	0.15862	2781.1	3034.8	6.8844	0.14021	2776.9	3029.2	6.8226	0.12547	2772.6	3023.5	6.7669		
350	0.17456	2866.1	3145.4	7.0694	0.15457	2863.0	3141.2	7.0100	0.13857	2859.8	3137.0	6.9563		
400	0.19005	2950.1	3254.2	7.2374	0.16847	2947.7	3250.9	7.1794	0.15120	2945.2	3247.6	7.1271		
500	0.2203	3119.5	3472.0	7.5390	0.19550	3117.9	3469.8	7.4825	0.17568	3116.2	3467.6	7.4317		
600	0.2500	3293.3	3693.2	7.8080	0.2220	3292.1	3691.7	7.7523	0.19960	3290.9	3690.1	7.7024		
700	0.2794	3472.7	3919.7	8.0535	0.2482	3471.8	3918.5	7.9983	0.2232	3470.9	3917.4	7.9487		
800	0.3088	3658.3	4152.1	8.2809	0.2742	3657.8	4151.2	8.2258	0.2467	3657.0	4150.3	8.1765		
900	0.3377	3850.5	4390.8	8.4935	0.3001	3849.9	4390.1	8.4386	0.2700	3849.3	4389.4	8.3885		
1000	0.3668	4043.0	4635.8	8.6938	0.3260	4048.6	4635.2	8.6391	0.2933	4048.0	4634.6	8.5931		
1100	0.3958	4253.7	4887.0	8.8837	0.3518	4253.2	4886.4	8.8290	0.3165	4252.7	4885.9	8.7800		
1200	0.4246	4464.2	5143.9	9.0643	0.3776	4463.7	5143.4	9.0096	0.3398	4463.3	5142.9	8.9607		
1300	0.4538	4679.9	5406.0	9.2384	0.4034	4679.5	5405.6	9.1818	0.3631	4679.0	5405.1	9.1329		
P = 2.50 MPa (223.99°C)					P = 3.00 MPa (233.90°C)					P = 3.50 MPa (242.90°C)				
Sat.	0.07998	2603.1	2803.1	6.2575	0.06668	2604.1	2804.2	6.1669	0.05707	2603.7	2803.4	6.1253		
225	0.08027	2605.6	2806.3	6.2639	0.07058	2644.0	2855.8	6.2872	0.05872	2623.7	2829.2	6.1749		
250	0.08700	2662.6	2888.1	6.4095	0.08114	2750.1	2993.5	6.5390	0.06842	2738.0	2977.5	6.4461		
300	0.09890	2761.5	3009.8	6.6438	0.09053	2843.7	3115.3	6.7428	0.07678	2835.3	3104.0	6.6579		
350	0.10976	2851.9	3126.3	6.8403	0.09938	2932.8	3230.9	6.9212	0.08453	2926.4	3222.3	6.8405		
400	0.12010	2938.1	3239.3	7.0148	0.10787	3020.4	3344.0	7.0834	0.09196	3015.3	3337.2	7.0052		
450	0.13014	3025.5	3350.8	7.1746	0.11619	3108.0	3456.5	7.2338	0.09918	3103.0	3450.9	7.1572		
500	0.13993	3112.1	3462.1	7.3234	0.12433	3195.0	3568.3	7.3885	0.11324	3192.1	3578.4	7.4339		
600	0.15930	3280.0	3686.3	7.5980	0.14038	3366.5	3911.7	7.7571	0.12699	3364.3	3909.8	7.6837		
700	0.17832	3460.7	3914.5	7.8435	0.16414	3535.5	4145.9	7.9862	0.14056	3551.8	4143.7	7.9134		
800	0.19716	3655.3	4148.2	8.0720	0.18414	3653.5	4145.9	7.9862	0.15402	3645.0	4384.1	8.1276		
900	0.21590	3847.9	4387.6	8.2853	0.19541	4045.4	4631.6	8.4090	0.16743	4044.1	4630.1	8.3288		
1000	0.2346	4046.7	4633.1	8.4881	0.21088	4250.3	4883.3	8.5912	0.18080	4243.2	4881.9	8.5182		
1100	0.2532	4251.5	4884.6	8.6762	0.22652	4460.9	5140.5	8.7720	0.19416	4459.8	5139.3	8.7000		
1200	0.2716	4462.1	5141.7	8.8509	0.24206	4676.6	5402.8	8.9442	0.20749	4675.5	5401.7	8.8723		
1300	0.2905	4677.8	5404.0	9.0291	0.24206	4676.6	5402.8	8.9442						

الجدول A-6: تنمة

TABLE A-6
(Continued)

T °C	v m ³ /kg	u kJ/kg	h kJ/kg	s kJ/(kg·K)	v m ³ /kg	u kJ/kg	h kJ/kg	s kJ/(kg·K)	v m ³ /kg	u kJ/kg	h kJ/kg	s kJ/(kg·K)		
$P = 4.0 \text{ MPa (250.40°C)}$					$P = 4.5 \text{ MPa (257.49°C)}$					$P = 5.0 \text{ MPa (263.99°C)}$				
Sat.	0.049 78	2602.3	2601.4	6.0701	0.044 06	2600.1	2798.3	6.0198	0.039 44	2597.1	2794.3	5.9734		
275	0.054 57	2667.9	2688.2	6.2285	0.047 30	2650.3	2863.2	6.1401	0.041 41	2631.3	2838.3	6.0544		
300	0.058 84	2725.3	2960.7	6.3615	0.051 35	2712.0	2943.1	6.2828	0.045 32	2698.0	2924.5	6.2084		
350	0.066 45	2826.7	3092.5	6.5621	0.058 40	2817.8	3080.6	6.5131	0.051 94	2808.7	3068.4	6.4493		
400	0.073 41	2919.9	3213.6	6.7690	0.064 75	2913.3	3204.7	6.7047	0.057 81	2906.6	3195.7	6.6459		
450	0.080 02	3010.2	3330.3	6.9363	0.070 74	3005.0	3323.3	6.8746	0.063 30	2999.7	3316.2	6.8186		
500	0.086 43	3099.5	3445.3	7.0901	0.076 51	3095.3	3439.5	7.0301	0.068 57	3091.0	3433.8	6.9769		
600	0.098 85	3279.1	3674.4	7.3688	0.087 65	3276.0	3670.5	7.3110	0.078 69	3273.0	3666.5	7.2589		
700	0.110 95	3462.1	3905.9	7.6188	0.098 47	3459.9	3903.0	7.5631	0.088 49	3457.6	3900.1	7.5122		
800	0.122 87	3650.0	4141.5	7.8502	0.109 11	3648.3	4139.3	7.7942	0.098 11	3646.5	4137.1	7.7440		
900	0.134 69	3843.6	4382.3	8.0647	0.119 65	3842.2	4380.6	8.0091	0.107 62	3840.7	4378.8	7.9593		
1000	0.146 45	4042.9	4628.7	8.2662	0.130 13	4041.6	4627.2	8.2108	0.117 07	4040.4	4625.7	8.1812		
1100	0.159 17	4246.0	4880.6	8.4567	0.140 56	4245.8	4879.3	8.4015	0.126 46	4245.6	4878.0	8.3520		
1200	0.169 87	4456.6	5138.1	8.6376	0.150 98	4457.5	5136.9	8.5825	0.135 67	4456.3	5135.7	8.5331		
1300	0.181 66	4674.3	5400.5	8.8100	0.161 39	4673.1	5399.4	8.7549	0.145 26	4672.0	5398.2	8.7055		
$P = 6.0 \text{ MPa (275.64°C)}$					$P = 7.0 \text{ MPa (285.68°C)}$					$P = 8.0 \text{ MPa (295.06°C)}$				
Sat.	0.032 44	2589.7	2784.3	5.8892	0.027 37	2580.5	2772.1	5.8133	0.023 52	2569.8	2758.0	5.7432		
300	0.036 16	2667.2	2884.2	6.0674	0.029 47	2632.2	2838.4	5.9305	0.024 26	2593.9	2785.0	5.7906		
350	0.042 23	2789.6	3043.0	6.3335	0.035 24	2769.4	3016.0	6.2293	0.029 95	2747.7	2987.3	6.1301		
400	0.047 39	2892.9	3177.2	6.5408	0.039 93	2876.6	3158.1	6.4478	0.034 32	2863.8	3138.3	6.3634		
450	0.052 14	2988.9	3301.8	6.7193	0.044 16	2978.0	3287.1	6.6327	0.036 17	2966.7	3272.0	6.5551		
500	0.056 65	3082.2	3422.2	6.8803	0.048 14	3073.4	3410.3	6.7975	0.041 75	3064.3	3398.3	6.7240		
550	0.061 01	3174.6	3540.6	7.0288	0.051 95	3167.2	3530.9	6.9488	0.045 16	3159.8	3521.0	6.8778		
600	0.065 25	3266.9	3658.4	7.1677	0.055 65	3260.7	3650.3	7.0894	0.048 45	3254.4	3642.0	7.0206		
700	0.073 52	3453.1	3894.2	7.4234	0.062 93	3448.5	3888.3	7.3476	0.054 81	3443.9	3882.4	7.2612		
800	0.081 60	3643.1	4132.7	7.6566	0.069 81	3639.5	4128.2	7.5822	0.060 97	3636.0	4123.8	7.5173		
900	0.089 58	3837.8	4375.3	7.8727	0.076 69	3835.0	4371.8	7.7991	0.067 07	3832.1	4368.3	7.7351		
1000	0.097 49	4037.8	4622.7	8.0751	0.083 50	4035.3	4619.8	8.0020	0.073 01	4032.8	4616.9	7.9384		
1100	0.105 38	4243.3	4875.4	8.2661	0.090 27	4240.9	4872.8	8.1933	0.078 96	4238.6	4870.3	8.1300		
1200	0.113 21	4454.0	5133.3	8.4474	0.097 03	4451.7	5130.9	8.3747	0.084 09	4449.5	5128.5	8.3115		
1300	0.121 06	4669.6	5396.0	8.6199	0.103 77	4667.3	5393.7	8.5475	0.090 80	4665.0	5391.5	8.4842		
$P = 9.0 \text{ MPa (303.40°C)}$					$P = 10.0 \text{ MPa (311.06°C)}$					$P = 12.5 \text{ MPa (327.89°C)}$				
Sat.	0.020 49	2657.8	2742.1	5.6772	0.018 026	2544.4	2724.7	5.6141	0.013 495	2505.1	2673.8	5.4824		
325	0.023 27	2646.6	2856.0	5.8712	0.019 861	2610.4	2809.1	5.7588						
350	0.025 80	2724.4	2956.6	6.0361	0.022 42	2699.2	2923.4	5.9443	0.016 126	2624.6	2826.2	5.7118		
400	0.029 93	2848.4	3117.8	6.2854	0.026 41	2832.4	3096.5	6.2120	0.020 00	2789.3	3009.3	6.0417		
450	0.033 50	2955.2	3256.6	6.4844	0.029 75	2943.4	3240.9	6.4190	0.022 99	2912.5	3198.6	6.2719		
500	0.036 77	3055.2	3386.1	6.6576	0.032 79	3045.8	3373.7	6.5966	0.025 60	3021.7	3341.8	6.4618		
550	0.039 67	3152.2	3511.0	6.8142	0.035 64	3144.6	3500.9	6.7581	0.028 01	3125.0	3475.2	6.6290		
600	0.042 85	3248.1	3633.7	6.9589	0.038 37	3241.7	3625.3	6.9029	0.030 29	3225.4	3604.0	6.7810		
650	0.045 74	3343.6	3755.3	7.0943	0.041 01	3338.2	3748.2	7.0398	0.032 48	3324.4	3730.4	6.9218		
700	0.048 57	3439.3	3876.5	7.2221	0.043 58	3434.7	3870.5	7.1687	0.034 60	3422.9	3855.3	7.0536		
800	0.054 09	3632.5	4119.3	7.4596	0.048 59	3628.9	4114.8	7.4077	0.038 69	3620.0	4103.6	7.2965		
900	0.059 50	3829.2	4364.8	7.6783	0.053 49	3826.3	4361.2	7.6272	0.042 67	3819.1	4352.5	7.5182		
1000	0.064 85	4030.3	4614.0	7.8821	0.058 32	4027.8	4611.0	7.8315	0.046 58	4021.0	4603.8	7.7237		
1100	0.070 16	4236.3	4867.7	8.0740	0.063 12	4234.0	4865.1	8.0237	0.050 45	4228.2	4859.8	7.9165		
1200	0.075 44	4447.2	5126.2	8.2566	0.067 89	4444.9	5123.8	8.2055	0.054 30	4439.3	5118.0	8.0927		
1300	0.080 72	4662.7	5389.2	8.4284	0.072 65	4660.5	5387.0	8.3783	0.058 13	4654.8	5381.4	8.2717		

الجدول A-6: تنمة

TABLE A-6
(Continued)

T °C	v m ³ /kg	u kJ/kg	h kJ/kg	s kJ/(kg·K)	v m ³ /kg	u kJ/kg	h kJ/kg	s kJ/(kg·K)	v m ³ /kg	u kJ/kg	h kJ/kg	s kJ/(kg·K)		
P = 15.0 MPa (342.24°C)					P = 17.5 MPa (354.75°C)					P = 20.0 MPa (369.81°C)				
Sat.	0.010337	2455.5	2610.5	5.3099	0.007920	2390.2	2528.8	5.1419	0.005834	2293.0	2409.7	4.9269		
350	0.011470	2520.4	2692.4	5.4421										
400	0.015649	2740.7	2975.5	5.8811	0.012447	2685.0	2802.9	5.7213	0.009942	2619.3	2818.1	5.5540		
450	0.018445	2879.5	3156.2	6.1404	0.015174	2844.2	3109.7	6.0184	0.012685	2806.2	3060.1	5.9017		
500	0.02080	2996.6	3308.6	6.3443	0.017350	2970.3	3274.1	6.2383	0.014769	2942.9	3238.2	6.1401		
550	0.02293	3104.7	3448.6	6.5199	0.019289	3083.9	3421.4	6.4230	0.016555	3062.4	3393.5	6.3349		
600	0.02491	3208.6	3582.3	6.6776	0.02106	3191.5	3560.1	6.5966	0.018178	3174.0	3537.6	6.5048		
650	0.02680	3310.3	3712.3	6.8224	0.02274	3296.0	3693.9	6.7357	0.019683	3281.4	3675.3	6.6582		
700	0.02861	3410.9	3840.1	6.9572	0.02434	3398.7	3824.6	6.8736	0.02113	3386.4	3809.0	6.7993		
800	0.03210	3610.9	4092.4	7.2040	0.02738	3601.8	4081.1	7.1244	0.02385	3592.7	4059.7	7.0544		
900	0.03546	3811.9	4343.8	7.4279	0.03031	3804.7	4335.1	7.3507	0.02645	3797.5	4326.4	7.2830		
1000	0.03875	4015.4	4596.6	7.6348	0.03316	4009.3	4589.5	7.5589	0.02897	4003.1	4582.5	7.4925		
1100	0.04200	4222.8	4852.6	7.8283	0.03597	4218.9	4846.4	7.7531	0.03145	4211.3	4840.2	7.6874		
1200	0.04523	4433.8	5112.3	8.0108	0.03876	4428.3	5106.6	7.9360	0.03391	4422.8	5101.0	7.8707		
1300	0.04845	4649.1	5376.0	8.1840	0.04154	4643.5	5370.5	8.1093	0.03636	4638.0	5365.1	8.0442		
P = 25.0 MPa					P = 30.0 MPa					P = 35.0 MPa				
375	0.0019731	1799.7	1848.0	4.0320	0.0017892	1737.8	1791.5	3.9305	0.0017003	1702.9	1762.4	3.8722		
400	0.006004	2430.1	2580.2	5.1418	0.002793	2067.4	2151.1	4.4728	0.002100	1914.1	1967.6	4.2125		
425	0.007881	2609.2	2806.3	5.4723	0.003303	2455.1	2614.2	5.1504	0.003428	2253.4	2373.4	4.7747		
450	0.009182	2720.7	2949.7	5.6744	0.006735	2619.3	2821.4	5.4424	0.004961	2498.7	2672.4	5.1962		
500	0.011123	2884.3	3162.4	5.9592	0.008678	2820.7	3081.1	5.7905	0.006927	2751.9	2994.4	5.6282		
550	0.012724	3017.5	3355.6	6.1765	0.010168	2970.3	3275.4	6.0342	0.008345	2921.0	3213.0	5.9028		
600	0.014137	3137.9	3491.4	6.3602	0.011446	3100.5	3443.9	6.2331	0.009527	3062.0	3395.5	6.1179		
650	0.015433	3251.6	3637.4	6.5229	0.012596	3221.0	3598.9	6.4058	0.010575	3189.8	3559.9	6.3010		
700	0.016646	3361.3	3777.5	6.6707	0.013661	3333.8	3745.8	6.5606	0.011533	3309.8	3713.5	6.4631		
800	0.018912	3574.3	4047.1	6.9345	0.015623	3555.5	4024.2	6.8332	0.013278	3536.7	4001.5	6.7450		
900	0.021045	3783.0	4309.1	7.1680	0.017448	3768.5	4291.9	7.0718	0.014883	3754.0	4274.9	6.9386		
1000	0.02310	3990.9	4568.5	7.3802	0.019196	3978.8	4554.7	7.2867	0.016410	3966.7	4541.1	7.2064		
1100	0.02512	4200.2	4828.2	7.5765	0.020903	4189.2	4816.3	7.4845	0.017895	4178.3	4804.6	7.4037		
1200	0.02711	4412.0	5089.9	7.7605	0.022589	4401.3	5079.0	7.6692	0.019360	4390.7	5068.3	7.5910		
1300	0.02910	4626.9	5354.4	7.9342	0.024266	4616.0	5344.0	7.8432	0.020815	4605.1	5333.6	7.7653		
P = 40.0 MPa					P = 50.0 MPa					P = 60.0 MPa				
375	0.0016407	1677.1	1742.8	3.8290	0.0015594	1638.6	1716.6	3.7639	0.0015028	1603.4	1690.5	3.7141		
400	0.0019077	1854.8	1930.9	4.1135	0.0017309	1788.1	1874.6	4.0031	0.0016335	1745.4	1843.4	3.9318		
425	0.002532	2086.9	2198.1	4.5029	0.002007	1859.7	2060.0	4.2734	0.0018165	1892.7	2001.7	4.1626		
450	0.003693	2365.1	2512.8	4.9459	0.002486	2159.6	2284.0	4.5894	0.002085	2053.9	2179.0	4.4121		
500	0.005622	2678.4	2803.3	5.4700	0.003692	2525.5	2720.1	5.1726	0.002956	2390.6	2567.9	4.9321		
550	0.006984	2869.7	3149.1	5.7795	0.005118	2763.6	3019.5	5.5485	0.003956	2658.8	2896.2	5.3441		
600	0.008094	3022.6	3348.4	6.0144	0.006112	2942.0	3247.6	5.8178	0.004834	2861.1	3151.2	5.6452		
650	0.009063	3158.0	3520.6	6.2054	0.006966	3093.5	3441.8	6.0342	0.005585	3028.8	3364.6	5.8829		
700	0.009941	3283.6	3681.2	6.3750	0.007727	3230.5	3616.8	6.2189	0.006272	3177.2	3553.5	6.0824		
800	0.011523	3517.8	3978.7	6.6662	0.009076	3479.8	3933.6	6.5290	0.007459	3441.5	3809.1	6.4109		
900	0.012982	3739.4	4257.9	6.9150	0.010282	3710.3	4224.4	6.7882	0.008508	3681.0	4191.5	6.6805		
1000	0.014324	3954.6	4527.8	7.1356	0.011411	3930.5	4501.1	7.0146	0.009480	3906.4	4475.2	6.9127		
1100	0.015642	4167.4	4793.1	7.3364	0.012496	4145.7	4770.5	7.2184	0.010409	4124.1	4748.6	7.1195		
1200	0.016940	4380.1	5057.7	7.5224	0.013561	4359.1	5037.2	7.4058	0.011317	4338.2	5017.2	7.3083		
1300	0.018228	4594.3	5323.5	7.6869	0.014618	4572.8	5303.6	7.5808	0.012215	4551.4	5284.3	7.4837		

الجدول A-7: ماء سائل مضغوط

TABLE A-7
Compressed liquid water

T °C	v m³/kg	u kJ/kg	h kJ/kg	s kJ/(kg·K)	v m³/kg	u kJ/kg	h kJ/kg	s kJ/(kg·K)	v m³/kg	u kJ/kg	h kJ/kg	s kJ/(kg·K)		
P = 5 MPa (263.99°C)					P = 10 MPa (311.06°C)					P = 15 MPa (342.24°C)				
Sat.	0.0012859	1147.8	1154.2	2.9202	0.0014524	1393.0	1407.6	3.3596	0.0016581	1585.6	1610.5	3.6848		
0	0.0009977	0.04	5.04	0.0001	0.0009952	0.09	10.04	0.0002	0.0009928	0.15	15.05	0.0004		
20	0.0009995	83.65	88.65	0.2956	0.0009972	83.36	83.33	0.2945	0.0009950	83.06	83.03	0.2934		
40	0.0010056	166.95	171.97	0.5705	0.0010034	166.35	176.38	0.5686	0.0010013	165.76	180.78	0.5666		
60	0.0010149	250.23	255.30	0.8285	0.0010127	249.36	259.49	0.8258	0.0010105	248.51	283.67	0.8232		
80	0.0010268	333.72	338.85	1.0720	0.0010245	332.59	342.63	1.0680	0.0010222	331.48	346.81	1.0656		
100	0.0010410	417.52	422.72	1.3030	0.0010385	416.12	426.50	1.2992	0.0010361	414.74	430.28	1.2955		
120	0.0010576	501.80	507.09	1.5233	0.0010549	500.08	510.64	1.5189	0.0010522	498.40	514.13	1.5145		
140	0.0010768	586.76	592.15	1.7343	0.0010737	584.68	595.42	1.7292	0.0010707	582.66	598.72	1.7242		
160	0.0010988	672.62	678.12	1.9375	0.0010953	670.13	681.08	1.9317	0.0010916	667.71	684.09	1.9260		
180	0.0011240	759.63	765.25	2.1341	0.0011199	756.85	767.84	2.1275	0.0011159	753.76	770.50	2.1210		
200	0.0011530	848.1	853.9	2.3255	0.0011480	844.5	856.0	2.3170	0.0011433	841.0	854.2	2.3104		
220	0.0011866	938.4	944.4	2.5128	0.0011805	934.1	945.9	2.5039	0.0011748	929.9	947.5	2.4963		
240	0.0012264	1031.4	1037.5	2.6979	0.0012187	1026.0	1038.1	2.6872	0.0012114	1020.8	1039.0	2.6771		
260	0.0012749	1127.9	1134.3	2.8830	0.0012645	1121.1	1133.7	2.8809	0.0012550	1114.6	1123.4	2.8576		
280					0.0013216	1220.9	1234.1	3.0548	0.0013084	1212.5	1232.1	3.0392		
300					0.0013972	1328.4	1342.3	3.2468	0.0013770	1316.6	1337.3	3.2280		
320									0.0014724	1431.1	1453.2	3.4247		
340									0.0016311	1567.5	1591.9	3.6546		
P = 20 MPa (365.81°C)					P = 30 MPa					P = 50 MPa				
Sat.	0.002038	1785.6	1826.3	4.0139	0.0009656	0.25	29.82	0.0001	0.0009766	0.20	49.01	0.0014		
0	0.0009904	0.19	20.01	0.0004	0.0009886	82.17	111.84	0.2899	0.0009804	81.00	130.02	0.2848		
20	0.0009928	82.77	102.62	0.2923	0.0009986	164.04	193.89	0.5607	0.0009872	161.86	211.21	0.5577		
40	0.0009992	165.17	185.16	0.5545	0.0010042	246.06	276.19	0.8154	0.0009952	242.98	292.79	0.8062		
60	0.0010084	247.68	267.85	0.8205	0.0010156	328.30	358.77	1.0561	0.0010073	324.54	374.70	1.0440		
80	0.0010199	330.40	350.80	1.0824	0.0010290	410.78	441.66	1.2844	0.0010201	405.88	456.89	1.2703		
100	0.0010337	413.38	434.05	1.2917	0.0010445	493.59	524.82	1.5018	0.0010348	487.65	530.39	1.4857		
120	0.0010496	496.76	517.76	1.5102	0.0010621	576.88	608.75	1.7098	0.0010515	569.77	622.35	1.6915		
140	0.0010678	580.69	602.04	1.7193	0.0010821	660.82	693.26	1.9096	0.0010703	652.41	705.92	1.8981		
160	0.0010885	665.35	687.12	1.9204	0.0011047	745.59	778.73	2.1024	0.0010912	735.69	790.25	2.0794		
180	0.0011120	750.95	773.20	2.1147	0.0011302	831.4	865.3	2.2993	0.0011146	819.7	875.5	2.2674		
200	0.0011388	837.7	860.5	2.3031	0.0011590	918.3	953.1	2.4711	0.0011408	904.7	961.7	2.4419		
220	0.0011695	925.9	949.3	2.4970	0.0011820	1006.9	1042.6	2.6490	0.0011707	993.7	1049.2	2.6159		
240	0.0012046	1016.0	1040.0	2.6674	0.0012303	1097.4	1134.3	2.8243	0.0012004	1078.1	1138.2	2.7566		
260	0.0012482	1109.6	1133.5	2.8459	0.0012755	1190.7	1229.0	2.9906	0.0012415	1167.2	1229.3	2.9537		
280	0.0012965	1204.7	1230.6	3.0248	0.0013304	1287.9	1327.8	3.1741	0.0012860	1258.7	1320.0	3.1700		
300	0.0013596	1306.1	1333.3	3.2071	0.0013997	1389.7	1432.7	3.3539	0.0013388	1353.3	1420.2	3.2868		
320	0.0014437	1415.7	1444.6	3.3979	0.0014920	1501.7	1546.5	3.5426	0.0014032	1452.0	1522.1	3.4557		
340	0.0015684	1539.7	1571.0	3.6075	0.0016265	1626.6	1675.4	3.7494	0.0014838	1556.0	1630.8	3.6291		
360	0.0018226	1702.8	1739.3	3.8772	0.0018691	1781.4	1837.5	4.0012	0.0015894	1687.2	1746.6	3.8101		

الجدول A-8: بخار، ماء، صلب، مشبع

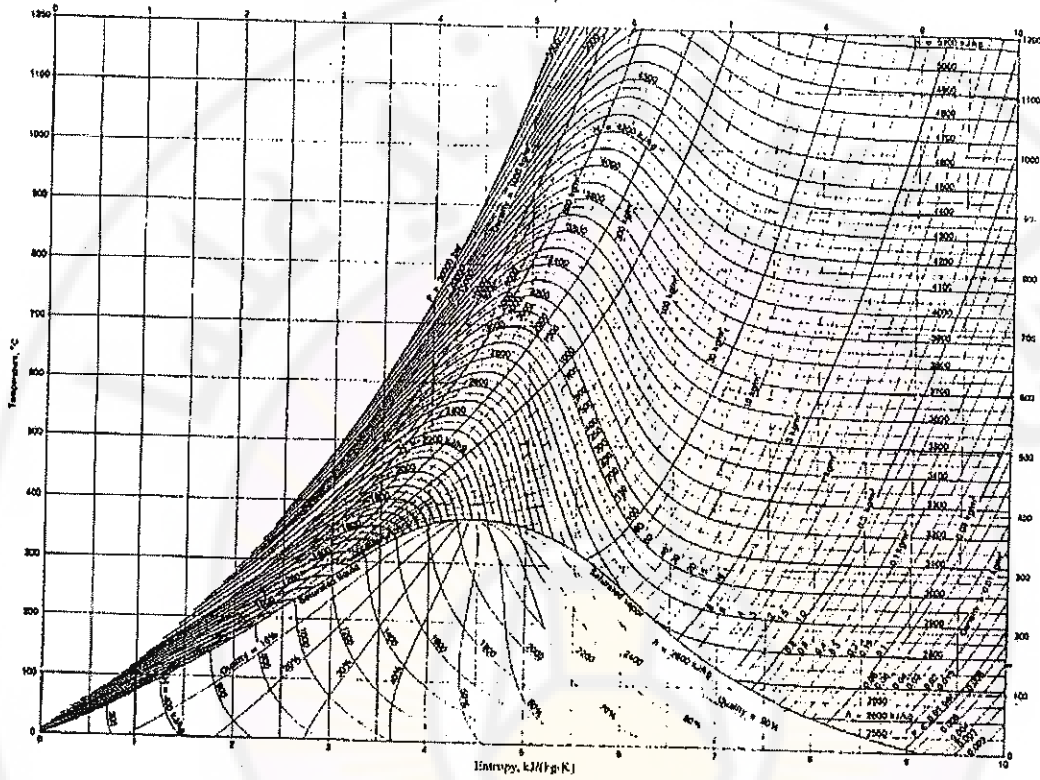
TABLE A-8
Saturated ice-water vapor

Temp. T °C	Sat. press. P _{sat} kPa	Specific volume m ³ /kg		Internal energy kJ/kg			Enthalpy kJ/kg			Entropy kJ/(kg · K)		
		Sat. ice v _f × 10 ³	Sat. vapor v _g	Sat. ice u _f	Subl. u _{fg}	Sat. vapor u _g	Sat. ice h _f	Subl. h _{fg}	Sat. vapor h _g	Sat. ice s _f	Subl. s _{fg}	Sat. vapor s _g
0.01	0.6113	1.0908	206.1	-333.40	2708.7	2375.3	-333.40	2834.8	2501.4	-1.221	10.378	4.156
0	0.6108	1.0908	206.3	-333.43	2708.8	2375.3	-333.43	2834.8	2501.3	-1.221	10.378	4.157
-2	0.5176	1.0904	241.7	-337.62	2710.2	2372.6	-337.62	2835.3	2497.7	-1.237	10.456	4.219
-4	0.4375	1.0901	283.8	-341.78	2711.6	2369.8	-341.78	2835.7	2494.0	-1.253	10.536	4.283
-6	0.3689	1.0898	334.2	-345.91	2712.9	2367.0	-345.91	2836.2	2490.3	-1.268	10.616	4.348
-8	0.3102	1.0894	394.4	-350.02	2714.2	2364.2	-350.02	2836.6	2486.6	-1.284	10.696	4.414
-10	0.2602	1.0891	466.7	-354.08	2715.5	2361.4	-354.08	2837.0	2482.9	-1.299	10.781	4.481
-12	0.2176	1.0888	553.7	-358.14	2716.8	2358.7	-358.14	2837.3	2479.2	-1.315	10.865	4.550
-14	0.1815	1.0884	658.8	-362.15	2718.0	2355.9	-362.15	2837.6	2475.5	-1.331	10.950	4.619
-16	0.1510	1.0881	786.0	-366.14	2719.2	2353.1	-366.14	2837.9	2471.8	-1.346	11.036	4.690
-18	0.1252	1.0878	940.5	-370.10	2720.4	2350.3	-370.10	2838.2	2468.1	-1.362	11.123	4.762
-20	0.1035	1.0874	1128.6	-374.03	2721.6	2347.5	-374.03	2838.4	2464.3	-1.377	11.212	4.835
-22	0.0853	1.0871	1358.4	-377.93	2722.7	2344.7	-377.93	2838.6	2460.6	-1.393	11.302	4.909
-24	0.0701	1.0868	1640.1	-381.80	2723.7	2342.0	-381.80	2838.7	2456.9	-1.408	11.394	4.985
-26	0.0574	1.0864	1986.4	-385.64	2724.8	2339.2	-385.64	2838.9	2453.2	-1.424	11.486	5.062
-28	0.0469	1.0861	2413.7	-389.45	2725.8	2336.4	-389.45	2839.0	2449.5	-1.439	11.580	5.141
-30	0.0381	1.0858	2943	-393.23	2726.8	2333.6	-393.23	2839.0	2445.8	-1.455	11.676	5.221
-32	0.0309	1.0854	3600	-396.98	2727.8	2330.8	-396.98	2839.1	2442.1	-1.471	11.773	5.303
-34	0.0250	1.0851	4419	-400.71	2728.7	2328.0	-400.71	2839.1	2438.4	-1.486	11.872	5.386
-36	0.0201	1.0848	5444	-404.40	2729.6	2325.2	-404.40	2839.1	2434.7	-1.501	11.972	5.470
-38	0.0161	1.0844	6731	-408.06	2730.5	2322.4	-408.06	2839.0	2430.9	-1.517	12.073	5.556
-40	0.0129	1.0841	8354	-411.70	2731.3	2319.6	-411.70	2839.9	2427.2	-1.532	12.176	5.644

المنظ A-9: ماء - منظر T-S

FIGURE A-9

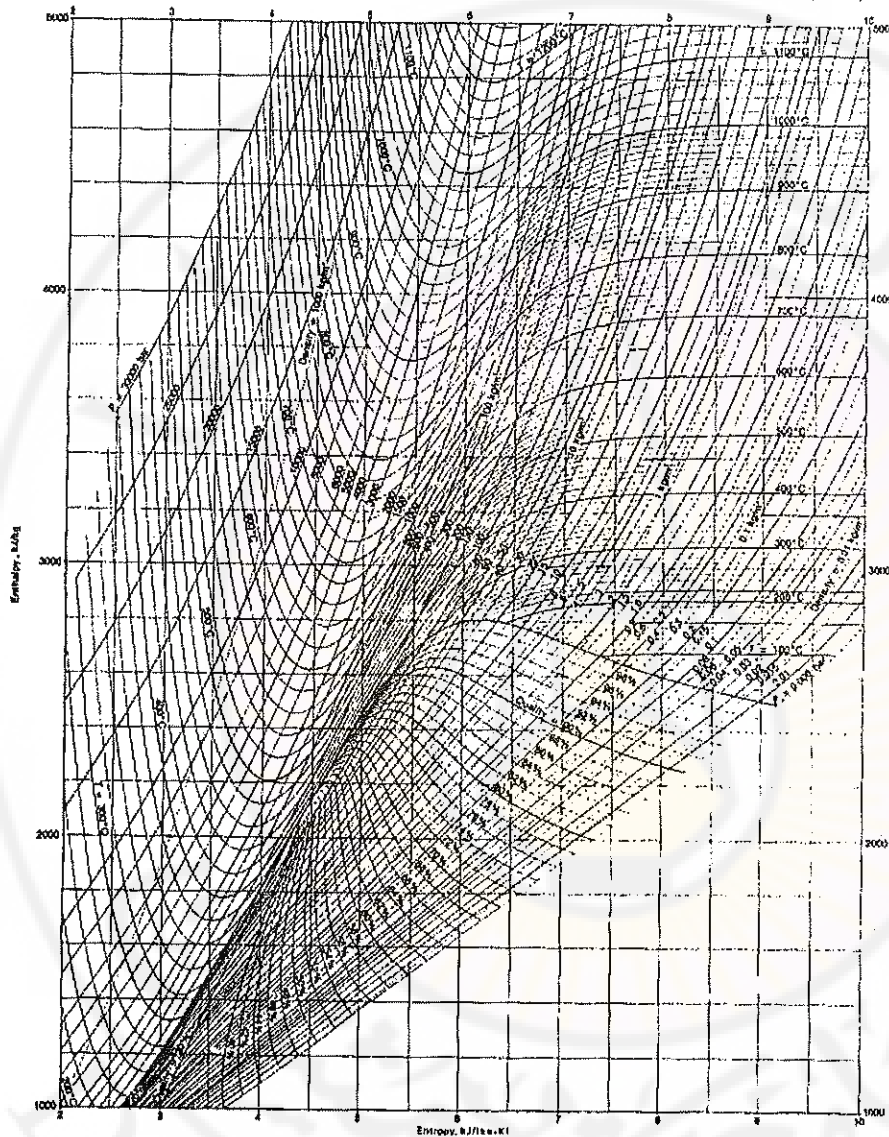
T-s diagram for water. (Source: Lester Haar, John S. Gallagher, and George S. Keil, *NBS/NRC Steam Tables*, 1984. With permission from Hemisphere Publishing Corporation, New York.)



المخطط A-10: مخطط مولاييه للماء

FIGURE A-10

Mollier diagram for water. (Source: Lester Haar, John S. Gallagher, and George S. Kell, *NBS/NRC Steam Tables*, 1984. With permission from Hemisphere Publishing Corporation, New York.)



الجدول A-17: خواص الهواء (غاز مثالي)

TABLE A-17
Ideal-gas properties of air

T °K	h kJ/kg	P_r	u kJ/kg	v_r	s° kJ/(kg · K)	T °K	h kJ/kg	P_r	u kJ/kg	v_r	s° kJ/(kg · K)
200	199.97	0.3363	142.56	1707.0	1.29559	580	586.04	14.38	419.55	115.7	2.37348
210	209.97	0.3987	149.69	1512.0	1.34444	590	596.52	15.31	427.15	110.6	2.39140
220	219.97	0.4690	156.82	1346.0	1.39105	600	607.02	16.28	434.78	105.8	2.40902
230	230.02	0.5477	164.00	1205.0	1.43557	610	617.53	17.30	442.42	101.2	2.42644
240	240.02	0.6355	171.13	1084.0	1.47824	620	628.07	18.36	450.09	96.92	2.44356
250	250.05	0.7329	178.28	979.0	1.51917	630	638.63	19.44	457.78	92.84	2.46046
260	260.09	0.8405	185.45	887.8	1.55848	640	649.22	20.64	465.50	88.99	2.47716
270	270.11	0.9590	192.60	808.0	1.59634	650	659.84	21.86	473.25	85.34	2.49364
280	280.13	1.0889	199.75	738.0	1.63279	660	670.47	23.13	481.01	81.89	2.50986
285	285.14	1.1584	203.33	706.1	1.65055	670	681.14	24.46	488.81	78.61	2.52589
290	290.16	1.2311	206.91	676.1	1.66802	680	691.82	25.85	496.62	75.50	2.54175
295	295.17	1.3088	210.49	647.9	1.68515	690	702.52	27.29	504.45	72.55	2.55731
300	300.19	1.3860	214.07	621.2	1.70203	700	713.27	28.80	512.33	69.76	2.57277
305	305.22	1.4686	217.67	596.0	1.71865	710	724.04	30.38	520.23	67.07	2.58810
310	310.24	1.5546	221.25	572.3	1.73498	720	734.82	32.02	528.14	64.53	2.60319
315	315.27	1.6442	224.85	549.8	1.75106	730	745.62	33.72	536.07	62.13	2.61803
320	320.29	1.7375	228.42	528.6	1.76690	740	756.44	35.50	544.02	59.82	2.63260
325	325.31	1.8345	232.02	508.4	1.78249	750	767.29	37.35	551.99	57.63	2.64737
330	330.34	1.9352	235.61	489.4	1.79783	760	778.16	39.27	560.01	55.54	2.66176
340	340.42	2.149	242.82	454.1	1.82790	780	800.03	43.35	576.12	51.04	2.69013
350	350.49	2.379	250.02	422.2	1.85708	800	821.95	47.75	592.30	48.08	2.71787
360	360.58	2.626	257.24	393.4	1.88543	820	843.98	52.59	608.59	44.84	2.74504
370	370.67	2.892	264.46	367.2	1.91313	840	866.08	57.60	624.95	41.85	2.77170
380	380.77	3.176	271.69	343.4	1.94001	860	888.27	63.09	641.40	39.12	2.79783
390	390.86	3.481	278.93	321.5	1.96633	880	910.56	68.98	657.95	36.61	2.82344
400	400.96	3.806	286.16	301.6	1.99194	900	932.93	75.29	674.58	34.31	2.84850
410	411.12	4.153	293.43	283.3	2.01689	920	955.38	82.05	691.28	32.18	2.87324
420	421.26	4.522	300.89	266.6	2.04142	940	977.92	89.28	708.06	30.22	2.89748
430	431.43	4.915	307.99	251.1	2.06533	960	1000.55	97.00	725.02	28.40	2.92128
440	441.61	5.332	315.30	236.8	2.08870	980	1023.25	105.2	741.96	26.73	2.94468
450	451.80	5.775	322.62	223.6	2.11161	1000	1046.04	114.0	758.94	25.17	2.96770
460	462.02	6.245	329.97	211.4	2.13407	1020	1068.89	123.4	776.10	23.72	2.99034
470	472.24	6.742	337.32	200.1	2.15604	1040	1091.85	133.3	793.36	22.39	3.01260
480	482.49	7.268	344.70	189.5	2.17760	1060	1114.85	143.9	810.62	21.14	3.03449
490	492.74	7.824	352.08	179.7	2.19876	1080	1137.89	155.2	827.88	19.98	3.05606
500	503.02	8.411	359.49	170.6	2.21952	1100	1161.07	167.1	845.33	18.896	3.07732
510	513.32	9.031	366.92	162.1	2.23993	1120	1184.28	179.7	862.79	17.886	3.09825
520	523.63	9.684	374.36	154.1	2.25997	1140	1207.57	193.1	880.36	16.946	3.11883
530	533.98	10.37	381.84	146.7	2.27967	1160	1230.92	207.2	897.91	16.064	3.13916
540	544.35	11.10	389.34	139.7	2.29906	1180	1254.34	222.2	915.57	15.241	3.15916
550	554.74	11.86	396.86	133.1	2.31809	1200	1277.79	238.0	933.33	14.470	3.17888
560	565.17	12.66	404.42	127.0	2.33685	1220	1301.31	254.7	951.09	13.747	3.19834
570	575.59	13.50	411.97	121.2	2.35531	1240	1324.93	272.3	968.95	13.069	3.21751

الجدول A-17: تامة

TABLE A-17
(Continued)

T K	h kJ/kg	P_r	u kJ/kg	u_r	s° kJ/kg · K	T K	h kJ/kg	P_r	h kJ/kg	v_r	s° kJ/kg · K
1260	1348.55	290.8	986.90	12.435	3.23638	1600	1757.57	791.2	1296.30	5.804	3.52364
1280	1372.24	310.4	1004.76	11.835	3.25510	1620	1782.00	834.1	1316.96	5.574	3.53879
1300	1395.97	330.9	1022.82	11.275	3.27345	1640	1806.46	878.9	1335.72	5.355	3.55381
1320	1419.76	352.5	1040.88	10.747	3.29160	1660	1830.96	925.6	1354.48	5.147	3.56867
1340	1443.60	375.3	1058.94	10.247	3.30959	1680	1855.50	974.2	1373.24	4.949	3.58335
1360	1467.49	398.1	1077.10	9.780	3.32724	1700	1880.1	1025	1392.7	4.761	3.5979
1380	1491.44	424.2	1095.26	9.337	3.34474	1750	1941.6	1161	1439.8	4.328	3.6336
1400	1515.42	450.5	1113.52	8.919	3.36200	1800	2003.3	1310	1487.2	3.944	3.6684
1420	1539.44	478.0	1131.77	8.526	3.37901	1850	2065.3	1475	1534.9	3.601	3.7023
1440	1563.51	506.9	1150.13	8.153	3.39586	1900	2127.4	1655	1582.6	3.295	3.7354
1460	1587.63	537.1	1168.49	7.801	3.41247	1950	2189.7	1852	1630.6	3.022	3.7677
1480	1611.79	568.8	1186.95	7.468	3.42892	2000	2252.1	2068	1678.7	2.776	3.7994
1500	1635.97	601.9	1205.41	7.152	3.44516	2050	2314.6	2303	1726.8	2.555	3.8303
1520	1660.23	636.5	1223.87	6.854	3.46120	2100	2377.4	2559	1775.3	2.356	3.8605
1540	1684.51	672.8	1242.43	6.569	3.47712	2150	2440.3	2837	1823.8	2.175	3.8901
1560	1708.82	710.5	1260.99	6.301	3.49276	2200	2503.2	3138	1872.4	2.012	3.9181
1580	1733.17	750.0	1279.65	6.046	3.50829	2250	2566.4	3464	1921.3	1.864	3.9474

Source: Kenneth Wark, *Thermodynamics*, 4th ed., McGraw-Hill, New York, 1983, pp. 785-786, table A-5M. Originally published in J. H. Keenan and J. Kaye, *Gas Tables*, Wiley, New York, 1948.

الجدول A-18: خواص الآزوت (غاز مثالي)

TABLE A-18
Ideal-gas properties of nitrogen, N_2

T K	$\bar{h}$ kJ/kmol	$\bar{u}$ kJ/kmol	$\bar{s}^\circ$ kJ/(kmol · K)	T K	$\bar{h}$ kJ/kmol	$\bar{u}$ kJ/kmol	$\bar{s}^\circ$ kJ/(kmol · K)
0	0	0	0	600	17,563	12,574	212.066
220	6,391	4,562	182.639	610	17,864	12,792	212.564
230	6,683	4,770	183.938	620	18,166	13,011	213.055
240	6,975	4,979	185.180	630	18,468	13,230	213.541
250	7,266	5,188	186.370	640	18,772	13,450	214.018
260	7,558	5,396	187.514	650	19,075	13,671	214.489
270	7,849	5,604	188.614	660	19,380	13,892	214.954
280	8,141	5,813	189.673	670	19,685	14,114	215.413
290	8,432	6,021	190.695	680	19,991	14,337	215.866
298	8,669	6,190	191.502	690	20,297	14,560	216.314
300	8,723	6,229	191.682	700	20,604	14,784	216.756
310	9,014	6,437	192.638	710	20,912	15,008	217.192
320	9,306	6,645	193.562	720	21,220	15,234	217.624
330	9,597	6,853	194.459	730	21,529	15,460	218.059
340	9,888	7,061	195.328	740	21,839	15,686	218.472
350	10,180	7,270	196.173	750	22,149	15,913	218.889
360	10,471	7,478	196.995	760	22,460	16,141	219.301
370	10,763	7,687	197.794	770	22,772	16,370	219.709
380	11,055	7,895	198.572	780	23,085	16,599	220.113
390	11,347	8,104	199.331	790	23,398	16,830	220.512
400	11,640	8,314	200.071	800	23,714	17,061	220.907
410	11,932	8,523	200.794	810	24,027	17,292	221.298
420	12,225	8,733	201.499	820	24,342	17,524	221.684
430	12,518	8,943	202.189	830	24,658	17,757	222.067
440	12,811	9,153	202.863	840	24,974	17,990	222.447
450	13,103	9,363	203.523	850	25,292	18,224	222.822
460	13,399	9,574	204.170	860	25,610	18,459	223.194
470	13,693	9,786	204.803	870	25,928	18,695	223.562
480	13,988	9,997	205.424	880	26,248	18,931	223.927
490	14,285	10,210	206.033	890	26,568	19,168	224.288
500	14,581	10,423	206.630	900	26,890	19,407	224.647
510	14,876	10,635	207.216	910	27,210	19,644	225.002
520	15,172	10,848	207.792	920	27,532	19,883	225.353
530	15,469	11,062	208.358	930	27,854	20,122	225.701
540	15,766	11,277	208.914	940	28,178	20,362	226.047
550	16,064	11,492	209.461	950	28,501	20,603	226.389
560	16,363	11,707	209.999	960	28,826	20,844	226.728
570	16,662	11,923	210.528	970	29,151	21,086	227.064
580	16,962	12,139	211.049	980	29,476	21,328	227.398
590	17,262	12,356	211.562	990	29,803	21,571	227.728

الجدول A-18: تتمة

TABLE A-18
(Continued)

T K	h kJ/kmol	$\bar{u}$ kJ/kmol	$\bar{s}^*$ kJ/(kmol · K)	T K	h kJ/kmol	$\bar{u}$ kJ/kmol	$\bar{s}^*$ kJ/(kmol · K)
1000	30,129	21,815	228.057	1760	56,227	41,594	247.396
1020	30,784	22,304	228.706	1780	56,938	42,139	247.798
1040	31,442	22,795	229.344	1800	57,651	42,685	248.195
1060	32,101	23,288	229.973	1820	58,363	43,231	248.589
1080	32,762	23,782	230.591	1840	59,075	43,777	248.979
1100	33,426	24,280	231.199	1860	59,790	44,324	249.365
1120	34,092	24,780	231.799	1880	60,504	44,873	249.748
1140	34,760	25,282	232.391	1900	61,220	45,423	250.128
1160	35,430	25,786	232.973	1920	61,936	45,973	250.502
1180	36,104	26,291	233.549	1940	62,654	46,524	250.874
1200	36,777	26,799	234.115	1960	63,381	47,075	251.242
1220	37,452	27,308	234.673	1980	64,090	47,627	251.607
1240	38,129	27,819	235.223	2000	64,810	48,181	251.969
1260	38,807	28,331	235.766	2050	66,612	49,587	252.858
1280	39,488	28,845	236.302	2100	68,417	50,957	253.726
1300	40,170	29,361	236.831	2150	70,226	52,351	254.578
1320	40,853	29,378	237.353	2200	72,040	53,749	255.412
1340	41,539	30,398	237.867	2250	73,856	55,149	256.227
1360	42,227	30,919	238.376	2300	75,676	56,553	257.027
1380	42,915	31,441	238.878	2350	77,496	57,958	257.810
1400	43,605	31,964	239.375	2400	79,320	59,366	258.580
1420	44,295	32,489	239.865	2450	81,149	60,779	259.332
1440	44,988	33,014	240.350	2500	82,981	62,195	260.073
1460	45,682	33,543	240.827	2550	84,814	63,613	260.799
1480	46,377	34,071	241.301	2600	86,650	65,033	261.512
1500	47,073	34,601	241.768	2650	88,488	66,455	262.213
1520	47,771	35,133	242.228	2700	90,328	67,880	262.902
1540	48,470	35,665	242.685	2750	92,171	69,306	263.577
1560	49,168	36,197	243.137	2800	94,014	70,734	264.241
1580	49,869	36,732	243.585	2850	95,859	72,163	264.895
1600	50,571	37,268	244.028	2900	97,705	73,593	265.538
1620	51,275	37,806	244.464	2950	99,556	75,028	266.170
1640	51,980	38,344	244.896	3000	101,407	76,464	266.793
1660	52,686	38,884	245.324	3050	103,260	77,902	267.404
1680	53,393	39,424	245.747	3100	105,115	79,341	268.007
1700	54,099	39,965	246.166	3150	106,972	80,782	268.601
1720	54,807	40,507	246.580	3200	108,830	82,224	269.186
1740	55,516	41,049	246.990	3250	110,690	83,668	269.763

Source: Tables A-18 through A-25 are adapted from Kenneth Wark, *Thermodynamics*, 4th ed., McGraw-Hill, New York, 1983, pp. 787–796. Originally published in JANAF, *Thermochemical Tables*, NSRDS-NBS-37, 1971.

الجدول A-19: خواص الأوكسجين (غاز مثالي)

TABLE A-19
Ideal-gas properties of oxygen, O₂

T K	$\bar{h}$ kJ/kmol	$\bar{u}$ kJ/kmol	$\bar{s}^\circ$ kJ/(kmol · K)	T K	$\bar{h}$ kJ/kmol	$\bar{u}$ kJ/kmol	$\bar{s}^\circ$ kJ/(kmol · K)
0	0	0	0	600	17,929	12,940	226.346
220	6,404	4,575	196.171	610	18,250	13,178	226.877
230	6,694	4,782	197.461	620	18,572	13,417	227.400
240	6,984	4,989	198.696	630	18,895	13,657	227.918
250	7,275	5,197	199.885	640	19,219	13,898	228.429
260	7,566	5,405	201.027	650	19,544	14,140	228.932
270	7,858	5,613	202.128	660	19,870	14,383	229.430
280	8,150	5,822	203.191	670	20,197	14,626	229.920
290	8,443	6,032	204.218	680	20,524	14,871	230.405
298	8,682	6,203	205.033	690	20,854	15,116	230.885
300	8,736	6,242	205.213	700	21,184	15,364	231.358
310	9,030	6,453	206.177	710	21,514	15,611	231.827
320	9,325	6,664	207.112	720	21,845	15,859	232.291
330	9,620	6,877	208.020	730	22,177	16,107	232.748
340	9,916	7,090	208.904	740	22,510	16,357	233.201
350	10,213	7,303	209.765	750	22,844	16,607	233.649
360	10,511	7,518	210.604	760	23,178	16,859	234.091
370	10,809	7,733	211.423	770	23,513	17,111	234.528
380	11,109	7,949	212.222	780	23,850	17,364	234.960
390	11,409	8,166	213.002	790	24,186	17,618	235.387
400	11,711	8,384	213.765	800	24,523	17,872	235.810
410	12,012	8,603	214.510	810	24,861	18,126	236.230
420	12,314	8,822	215.241	820	25,199	18,382	236.644
430	12,618	9,043	215.955	830	25,537	18,637	237.055
440	12,923	9,264	216.656	840	25,877	18,893	237.462
450	13,228	9,487	217.342	850	26,218	19,150	237.864
460	13,525	9,710	218.016	860	26,559	19,408	238.264
470	13,842	9,935	218.676	870	26,899	19,666	238.660
480	14,151	10,160	219.326	880	27,242	19,925	239.051
490	14,460	10,386	219.963	890	27,584	20,185	239.439
500	14,770	10,614	220.589	900	27,928	20,445	239.823
510	15,082	10,842	221.206	910	28,272	20,706	240.203
520	15,395	11,071	221.812	920	28,616	20,967	240.580
530	15,708	11,301	222.409	930	28,960	21,228	240.953
540	16,022	11,533	222.997	940	29,306	21,491	241.323
550	16,338	11,765	223.576	950	29,652	21,754	241.689
560	16,654	11,998	224.146	960	29,999	22,017	242.052
570	16,971	12,232	224.708	970	30,345	22,280	242.411
580	17,290	12,467	225.262	980	30,692	22,544	242.768
590	17,609	12,703	225.808	990	31,041	22,809	243.120

الجدول A-19: تامة

TABLE A-19
(Continued)

T K	h kJ/kmol	$\bar{u}$ kJ/kmol	$\bar{s}^o$ kJ/(kmol · K)	T K	h kJ/kmol	$\bar{u}$ kJ/kmol	$\bar{s}^o$ kJ/(kmol · K)
1000	31,389	23,075	243.471	1760	58,880	44,247	263.861
1020	32,088	23,607	244.164	1780	59,624	44,825	264.283
1040	32,789	24,142	244.844	1800	60,371	45,405	264.701
1060	33,490	24,677	245.513	1820	61,118	45,986	265.113
1080	34,194	25,214	246.171	1840	61,866	46,568	265.521
1100	34,899	25,753	246.818	1860	62,616	47,151	265.925
1120	35,606	26,294	247.454	1880	63,365	47,734	266.326
1140	36,314	26,836	248.081	1900	64,116	48,319	266.722
1160	37,023	27,379	248.698	1920	64,868	48,904	267.115
1180	37,734	27,923	249.307	1940	65,620	49,490	267.505
1200	38,447	28,469	249.906	1960	66,374	50,078	267.891
1220	39,162	29,018	250.497	1980	67,127	50,665	268.275
1240	39,877	29,568	251.079	2000	67,881	51,253	268.655
1260	40,594	30,118	251.653	2050	69,772	52,727	269.588
1280	41,312	30,670	252.219	2100	71,668	54,208	270.504
1300	42,033	31,224	252.776	2150	73,573	55,697	271.399
1320	42,753	31,778	253.325	2200	75,484	57,192	272.278
1340	43,475	32,334	253.868	2250	77,397	58,690	273.136
1360	44,198	32,891	254.404	2300	79,316	60,193	273.991
1380	44,923	33,449	254.932	2350	81,243	61,704	274.809
1400	45,648	34,008	255.454	2400	83,174	63,219	275.625
1420	46,374	34,567	255.968	2450	85,112	64,742	276.424
1440	47,102	35,129	256.475	2500	87,057	66,271	277.207
1460	47,831	35,692	256.978	2550	89,004	67,802	277.979
1480	48,561	36,256	257.474	2600	90,956	69,339	278.738
1500	49,292	36,821	257.965	2650	92,916	70,883	279.485
1520	50,024	37,387	258.450	2700	94,881	72,433	280.219
1540	50,756	37,952	258.928	2750	96,852	73,987	280.942
1560	51,490	38,520	259.402	2800	98,828	75,546	281.654
1580	52,224	39,088	259.870	2850	100,808	77,112	282.357
1600	52,961	39,658	260.333	2900	102,793	78,682	283.048
1620	53,698	40,227	260.791	2950	104,785	80,258	283.728
1640	54,434	40,799	261.242	3000	106,780	81,837	284.399
1660	55,172	41,370	261.690	3050	108,778	83,419	285.060
1680	55,912	41,944	262.132	3100	110,784	85,009	285.713
1700	56,652	42,517	262.571	3150	112,795	86,601	286.355
1720	57,394	43,093	263.005	3200	114,809	88,203	286.989
1740	58,136	43,669	263.435	3250	116,827	89,804	287.614

الجدول A-20: خواص ثاني أكسيد الكربون (غاز مثالي)

TABLE A-20
Ideal-gas properties of carbon dioxide, CO₂

T K	$\bar{h}$ kJ/kmol	$\bar{u}$ kJ/kmol	$\bar{s}^\circ$ kJ/(kmol · K)	T K	$\bar{h}$ kJ/kmol	$\bar{u}$ kJ/kmol	$\bar{s}^\circ$ kJ/(kmol · K)
0	0	0	0	600	22,280	17,291	243.199
220	6,601	4,772	202.966	610	22,754	17,683	243.983
230	6,938	5,026	204.464	620	23,231	18,076	244.758
240	7,280	5,285	205.920	630	23,709	18,471	245.524
250	7,627	5,548	207.337	640	24,190	18,869	246.282
260	7,979	5,817	208.717	650	24,674	19,270	247.032
270	8,335	6,091	210.062	660	25,160	19,672	247.773
280	8,697	6,369	211.376	670	25,648	20,078	248.507
290	9,063	6,651	212.660	680	26,138	20,484	249.233
298	9,384	6,885	213.685	690	26,631	20,894	249.952
300	9,431	6,939	213.915	700	27,125	21,305	250.663
310	9,807	7,230	215.146	710	27,622	21,719	251.368
320	10,186	7,526	216.351	720	28,121	22,134	252.065
330	10,570	7,826	217.534	730	28,622	22,552	252.755
340	10,959	8,131	218.694	740	29,124	22,972	253.439
350	11,351	8,439	219.831	750	29,629	23,393	254.117
360	11,748	8,752	220.948	760	30,135	23,817	254.787
370	12,148	9,068	222.044	770	30,644	24,242	255.452
380	12,552	9,392	223.122	780	31,154	24,669	256.110
390	12,960	9,718	224.182	790	31,665	25,097	256.762
400	13,372	10,046	225.225	800	32,179	25,527	257.408
410	13,787	10,378	226.250	810	32,694	25,959	258.046
420	14,206	10,714	227.258	820	33,212	26,394	258.682
430	14,628	11,053	228.252	830	33,730	26,829	259.311
440	15,054	11,393	229.230	840	34,251	27,267	259.934
450	15,483	11,742	230.194	850	34,773	27,706	260.551
460	15,916	12,091	231.144	860	35,296	28,125	261.164
470	16,351	12,444	232.080	870	35,821	28,588	261.770
480	16,791	12,800	233.004	880	36,347	29,031	262.371
490	17,232	13,158	233.916	890	36,876	29,476	262.968
500	17,678	13,521	234.814	900	37,405	29,922	263.559
510	18,126	13,885	235.700	910	37,935	30,369	264.146
520	18,576	14,253	236.575	920	38,467	30,818	264.728
530	19,029	14,622	237.439	930	39,000	31,268	265.304
540	19,485	14,996	238.292	940	39,535	31,719	265.877
550	19,945	15,372	239.135	950	40,070	32,171	266.444
560	20,407	15,751	239.962	960	40,607	32,625	267.007
570	20,870	16,131	240.789	970	41,145	33,081	267.566
580	21,337	16,515	241.602	980	41,685	33,537	268.119
590	21,807	16,902	242.405	990	42,226	33,995	268.670

الجدول A-20: تتمة

TABLE A-20
(Continued)

T K	$\bar{h}$ kJ/kmol	$\bar{u}$ kJ/kmol	$\bar{s}^o$ kJ/(kmol · K)	T K	$\bar{h}$ kJ/kmol	$\bar{u}$ kJ/kmol	$\bar{s}^o$ kJ/(kmol · K)
1000	42,769	34,455	269.215	1760	86,420	71,787	301.543
1020	43,859	35,378	270.293	1780	87,612	72,812	302.217
1040	44,953	36,306	271.354	1800	88,806	73,840	302.884
1060	46,051	37,238	272.400	1820	90,000	74,868	303.544
1080	47,153	38,174	273.430	1840	91,196	75,897	304.198
1100	48,258	39,112	274.445	1860	92,394	76,929	304.845
1120	49,369	40,057	275.444	1880	93,593	77,962	305.487
1140	50,484	41,008	276.430	1900	94,793	78,996	306.122
1160	51,602	41,957	277.403	1920	95,995	80,031	306.751
1180	52,724	42,913	278.361	1940	97,197	81,067	307.374
1200	53,848	43,871	279.307	1960	98,401	82,105	307.992
1220	54,977	44,834	280.238	1980	99,606	83,144	308.604
1240	56,108	45,799	281.158	2000	100,804	84,185	309.210
1260	57,244	46,768	282.066	2050	103,835	86,791	310.701
1280	58,381	47,739	282.962	2100	106,864	89,404	312.160
1300	59,522	48,713	283.847	2150	109,898	92,023	313.589
1320	60,666	49,691	284.722	2200	112,939	94,648	314.986
1340	61,813	50,672	285.586	2250	115,984	97,277	316.356
1360	62,963	51,656	286.439	2300	119,035	99,912	317.695
1380	64,116	52,643	287.283	2350	122,091	102,552	319.011
1400	65,271	53,631	288.106	2400	125,152	105,197	320.302
1420	66,427	54,621	288.934	2450	128,219	107,849	321.566
1440	67,586	55,614	289.743	2500	131,290	110,504	322.808
1460	68,748	56,609	290.542	2550	134,368	113,166	324.026
1480	66,911	57,606	291.333	2600	137,449	115,832	325.222
1500	71,078	58,608	292.114	2650	140,533	118,500	326.396
1520	72,246	59,609	292.888	2700	143,620	121,172	327.549
1540	73,417	60,613	292.654	2750	146,713	123,849	328.684
1560	74,590	61,620	294.411	2800	149,808	126,528	329.800
1580	76,767	62,630	295.161	2850	152,908	129,212	330.896
1600	76,944	63,741	295.901	2900	156,009	131,898	331.975
1620	78,123	64,653	296.632	2950	159,117	134,589	333.037
1640	79,303	65,668	297.356	3000	162,226	137,283	334.084
1660	80,486	66,592	298.072	3050	165,341	139,982	335.114
1680	81,670	67,702	298.781	3100	168,456	142,681	336.126
1700	82,856	68,721	299.482	3150	171,576	145,385	337.124
1720	84,043	69,742	300.177	3200	174,695	148,089	338.109
1740	85,231	70,764	300.863	3250	177,822	150,801	339.069

الجدول A-21: خواص أول أكسيد الكربون (غاز مثالي)

TABLE A-21
Ideal-gas properties of carbon monoxide, CO

T K	$\bar{h}$ kJ/kmol	$\bar{u}$ kJ/kmol	$\bar{s}^\circ$ kJ/(kmol · K)	T K	$\bar{h}$ kJ/kmol	$\bar{u}$ kJ/kmol	$\bar{s}^\circ$ kJ/(kmol · K)
0	0	0	0	600	17,611	12,622	218.204
220	6,391	4,562	188.683	610	17,915	12,843	218.708
230	6,683	4,771	189.980	620	18,221	13,066	219.205
240	6,975	4,979	191.221	630	18,527	13,289	219.695
250	7,266	5,188	192.411	640	18,833	13,512	220.179
260	7,558	5,396	193.554	650	19,141	13,736	220.656
270	7,849	5,604	194.654	660	19,449	13,962	221.127
280	8,140	5,812	195.713	670	19,758	14,187	221.592
290	8,432	6,020	196.735	680	20,068	14,414	222.052
298	8,669	6,190	197.543	690	20,378	14,641	222.505
300	8,723	6,229	197.723	700	20,690	14,870	222.953
310	9,014	6,437	198.678	710	21,002	15,099	223.396
320	9,308	6,645	199.603	720	21,315	15,328	223.833
330	9,597	6,854	200.500	730	21,628	15,558	224.265
340	9,889	7,062	201.371	740	21,943	15,789	224.692
350	10,181	7,271	202.217	750	22,258	16,022	225.115
360	10,473	7,480	203.040	760	22,573	16,255	225.533
370	10,765	7,689	203.842	770	22,890	16,488	225.947
380	11,058	7,899	204.622	780	23,208	16,723	226.357
390	11,351	8,108	205.383	790	23,526	16,957	226.762
400	11,644	8,319	206.125	800	23,844	17,193	227.162
410	11,938	8,529	206.850	810	24,164	17,429	227.559
420	12,232	8,740	207.549	820	24,483	17,665	227.952
430	12,526	8,951	208.252	830	24,803	17,902	228.339
440	12,821	9,163	208.929	840	25,124	18,140	228.724
450	13,116	9,375	209.593	850	25,446	18,379	229.106
460	13,412	9,587	210.243	860	25,768	18,617	229.482
470	13,708	9,800	210.880	870	26,091	18,858	229.856
480	14,005	10,014	211.504	880	26,415	19,099	230.227
490	14,302	10,228	212.117	890	26,740	19,341	230.593
500	14,600	10,443	212.719	900	27,066	19,583	230.957
510	14,898	10,658	213.310	910	27,392	19,826	231.317
520	15,197	10,874	213.890	920	27,719	20,070	231.674
530	15,497	11,090	214.460	930	28,046	20,314	232.028
540	15,797	11,307	215.020	940	28,375	20,559	232.379
550	16,097	11,524	215.572	950	28,703	20,805	232.727
560	16,399	11,743	216.115	960	29,033	21,051	233.072
570	16,701	11,961	216.649	970	29,362	21,298	233.413
580	17,003	12,181	217.175	980	29,693	21,545	233.752
590	17,307	12,401	217.693	990	30,024	21,793	234.088

الجدول A-21: تتمة

TABLE A-21
(Continued)

T K	$\bar{h}$ kJ/kmol	$\bar{u}$ kJ/kmol	$\bar{s}^o$ kJ/(kmol · K)	T K	$\bar{h}$ kJ/kmol	$\bar{u}$ kJ/kmol	$\bar{s}^o$ kJ/(kmol · K)
1000	30,355	22,041	234.421	1760	56,756	42,123	253.991
1020	31,020	22,540	235.079	1780	57,473	42,673	254.398
1040	31,698	23,041	235.728	1800	58,191	43,225	254.797
1060	32,357	23,544	236.364	1820	58,910	43,778	255.194
1080	33,029	24,049	236.992	1840	59,629	44,331	255.587
1100	33,702	24,557	237.609	1860	60,351	44,886	255.976
1120	34,377	25,065	238.217	1880	61,072	45,441	256.361
1140	35,054	25,575	238.817	1900	61,794	45,997	256.743
1160	35,733	26,088	239.407	1920	62,516	46,552	257.122
1180	36,406	26,602	239.989	1940	63,238	47,108	257.497
1200	37,095	27,118	240.663	1960	63,961	47,665	257.869
1220	37,780	27,637	241.128	1980	64,684	48,221	258.236
1240	38,466	28,156	241.686	2000	65,408	48,780	258.600
1260	39,154	28,678	242.236	2050	67,224	50,179	259.494
1280	39,844	29,201	242.780	2100	69,044	51,584	260.370
1300	40,534	29,725	243.316	2150	70,864	52,988	261.226
1320	41,226	30,251	243.844	2200	72,688	54,396	262.065
1340	41,919	30,778	244.366	2250	74,516	55,809	262.887
1360	42,613	31,306	244.880	2300	76,345	57,222	263.692
1380	43,309	31,836	245.388	2350	78,178	58,640	264.480
1400	44,007	32,367	245.889	2400	80,015	60,060	265.253
1420	44,707	32,900	246.385	2450	81,852	61,482	266.012
1440	45,408	33,434	246.876	2500	83,692	62,906	266.755
1460	46,110	33,971	247.360	2550	85,537	64,335	267.485
1480	46,813	34,508	247.839	2600	87,383	65,766	268.202
1500	47,517	35,046	248.312	2650	89,230	67,197	268.905
1520	48,222	35,584	248.778	2700	91,077	68,628	269.596
1540	48,928	36,124	249.240	2750	92,930	70,066	270.285
1560	49,635	36,665	249.695	1800	94,784	71,504	270.943
1580	50,344	37,207	250.147	2850	96,639	72,945	271.602
1600	51,053	37,750	250.592	2900	98,495	74,383	272.249
1620	51,763	38,293	251.033	2950	100,352	75,825	272.884
1640	52,472	38,837	251.470	3000	102,210	77,267	273.508
1660	53,184	39,382	251.901	3050	104,073	78,715	274.123
1680	53,895	39,927	252.329	3100	105,939	80,164	274.730
1700	54,609	40,474	252.751	3150	107,802	81,612	275.326
1720	55,323	41,023	253.169	3200	109,667	83,061	275.914
1740	56,039	41,572	253.582	3250	111,534	84,513	276.494

الجدول A-22: خواص الهيدروجين (غاز مثالي)

TABLE A-22
Ideal-gas properties of hydrogen, H_2

T K	$\bar{h}$ kJ/kmol	$\bar{u}$ kJ/kmol	$\bar{s}^o$ kJ/(kmol · K)	T K	$\bar{h}$ kJ/kmol	$\bar{u}$ kJ/kmol	$\bar{s}^o$ kJ/(kmol · K)
0	0	0	0	1440	42,808	30,835	177.410
260	7,370	5,209	126.636	1480	44,091	31,786	178.291
270	7,657	5,412	127.719	1520	45,384	32,746	179.153
280	7,945	5,617	128.765	1560	46,683	33,713	179.995
290	8,233	5,822	129.775	1600	47,990	34,687	180.820
298	8,468	5,989	130.574	1640	49,303	35,668	181.632
300	8,522	6,027	130.754	1680	50,622	36,654	182.428
320	9,100	6,440	132.621	1720	51,947	37,646	183.208
340	9,680	6,853	134.378	1760	53,279	38,645	183.973
360	10,262	7,268	136.039	1800	54,618	39,652	184.724
380	10,843	7,684	137.612	1840	55,962	40,663	185.463
400	11,426	8,100	139.106	1880	57,311	41,680	186.190
420	12,010	8,518	140.529	1920	58,668	42,705	186.904
440	12,594	8,936	141.888	1960	60,031	43,735	187.607
460	13,179	9,355	143.187	2000	61,400	44,771	188.297
480	13,764	9,773	144.432	2050	63,119	46,074	189.148
500	14,350	10,193	145.628	2100	64,847	47,386	189.979
520	14,935	10,611	146.775	2150	66,584	48,708	190.796
560	16,107	11,451	148.945	2200	68,328	50,037	191.598
600	17,280	12,291	150.968	2250	70,080	51,373	192.385
640	18,453	13,133	152.863	2300	71,839	52,716	193.159
680	19,630	13,976	154.645	2350	73,608	54,069	193.921
720	20,807	14,821	156.328	2400	75,383	55,429	194.669
760	21,988	15,669	157.923	2450	77,168	56,798	195.403
800	23,171	16,520	159.440	2500	78,960	58,175	196.125
840	24,359	17,375	160.891	2550	80,755	59,554	196.837
880	25,551	18,235	162.277	2600	82,558	60,941	197.539
920	26,747	19,098	163.607	2650	84,368	62,335	198.229
960	27,948	19,966	164.884	2700	86,186	63,737	198.907
1000	29,154	20,839	166.114	2750	88,008	65,144	199.575
1040	30,364	21,717	167.300	2800	89,838	66,558	200.234
1080	31,580	22,601	168.449	2850	91,671	67,976	200.885
1120	32,802	23,490	169.560	2900	93,512	69,401	201.527
1160	34,028	24,384	170.636	2950	95,358	70,831	202.157
1200	35,262	25,284	171.682	3000	97,211	72,268	202.778
1240	36,502	26,192	172.698	3050	99,065	73,707	203.391
1280	37,749	27,106	173.687	3100	100,926	75,152	203.995
1320	39,002	28,027	174.652	3150	102,793	76,604	204.592
1360	40,263	28,955	175.593	3200	104,667	78,061	205.181
1400	41,530	29,889	176.510	3250	106,545	79,523	205.765

الجدول A-23: خواص بخار الماء (غاز مثالي)

TABLE A-23
Ideal-gas properties of water vapor, H_2O

T K	$\bar{h}$ kJ/kmol	$\bar{u}$ kJ/kmol	$\bar{s}^\circ$ kJ/(kmol · K)	T K	$\bar{h}$ kJ/kmol	$\bar{u}$ kJ/kmol	$\bar{s}^\circ$ kJ/(kmol · K)
0	0	0	0	600	20,402	15,413	212.920
220	7,295	5,466	178.576	610	20,765	15,693	213.529
230	7,628	5,715	180.054	620	21,130	15,975	214.122
240	7,961	5,965	181.471	630	21,495	16,257	214.707
250	8,294	6,215	182.831	640	21,862	16,541	215.285
260	8,627	6,466	184.139	650	22,230	16,826	215.856
270	8,961	6,716	185.399	660	22,600	17,112	216.419
280	9,296	6,968	186.616	670	22,970	17,399	216.976
290	9,631	7,219	187.791	680	23,342	17,688	217.527
298	9,904	7,425	188.720	690	23,714	17,978	218.071
300	9,966	7,472	188.928	700	24,088	18,268	218.610
310	10,302	7,725	190.030	710	24,464	18,561	219.142
320	10,639	7,978	191.098	720	24,840	18,854	219.668
330	10,976	8,232	192.136	730	25,218	19,148	220.189
340	11,314	8,487	193.144	740	25,597	19,444	220.707
350	11,652	8,742	194.125	750	25,977	19,741	221.215
360	11,992	8,998	195.081	760	26,358	20,039	221.720
370	12,331	9,255	196.012	770	26,741	20,339	222.221
380	12,672	9,513	196.920	780	27,125	20,639	222.717
390	13,014	9,771	197.807	790	27,510	20,941	223.207
400	13,356	10,030	198.673	800	27,896	21,245	223.693
410	13,699	10,290	199.521	810	28,284	21,549	224.174
420	14,043	10,551	200.350	820	28,672	21,855	224.651
430	14,388	10,813	201.160	830	29,062	22,162	225.123
440	14,734	11,076	201.955	840	29,454	22,470	225.592
450	15,080	11,339	202.734	850	29,846	22,779	226.057
460	15,428	11,603	203.497	860	30,240	23,090	226.517
470	15,777	11,869	204.247	870	30,635	23,402	226.973
480	16,126	12,135	204.982	880	31,032	23,715	227.426
490	16,477	12,403	205.705	890	31,429	24,029	227.875
500	16,828	12,671	206.413	900	31,828	24,345	228.321
510	17,181	12,940	207.112	910	32,228	24,662	228.763
520	17,534	13,211	207.799	920	32,629	24,980	229.202
530	17,889	13,482	208.475	930	33,032	25,300	229.637
540	18,245	13,755	209.139	940	33,436	25,621	230.070
550	18,601	14,028	209.795	950	33,841	25,943	230.499
560	18,959	14,303	210.440	960	34,247	26,265	230.924
570	19,318	14,579	211.075	970	34,653	26,588	231.347
580	19,678	14,856	211.702	980	35,061	26,913	231.767
590	20,039	15,134	212.320	990	35,472	27,240	232.184

الجدول A-23: تنمة

TABLE A-23
(Continued)

T K	h kJ/kmol	$\bar{u}$ kJ/kmol	$\bar{s}^\circ$ kJ/(kmol · K)	T K	h kJ/kmol	$\bar{u}$ kJ/kmol	$\bar{s}^\circ$ kJ/(kmol · K)
1000	35,882	27,568	232.597	1760	70,535	55,902	258.151
1020	36,709	28,228	233.415	1780	71,523	56,723	258.708
1040	37,542	28,895	234.223	1800	72,513	57,547	259.262
1060	38,380	29,567	235.020	1820	73,507	58,375	259.811
1080	39,223	30,243	235.806	1840	74,506	59,207	260.357
1100	40,071	30,925	236.584	1860	75,506	60,042	260.898
1120	40,923	31,611	237.352	1880	76,511	60,880	261.436
1140	41,780	32,301	238.110	1900	77,517	61,720	261.969
1160	42,642	32,997	238.859	1920	78,527	62,564	262.497
1180	43,509	33,698	239.600	1940	79,540	63,411	263.022
1200	44,380	34,403	240.333	1960	80,555	64,259	263.542
1220	45,256	35,112	241.057	1980	81,573	65,111	264.059
1240	46,137	35,827	241.773	2000	82,593	65,965	264.571
1260	47,022	36,546	242.482	2050	85,156	68,111	265.838
1280	47,912	37,270	243.183	2100	87,735	70,275	267.081
1300	48,807	38,000	243.877	2150	90,330	72,454	268.301
1320	49,707	38,732	244.564	2200	92,940	74,649	269.500
1340	50,612	39,470	245.243	2250	95,562	76,855	270.679
1360	51,521	40,213	245.915	2300	98,199	79,076	271.839
1380	52,434	40,960	246.582	2350	100,846	81,308	272.978
1400	53,351	41,711	247.241	2400	103,508	83,553	274.098
1420	54,273	42,466	247.895	2450	106,183	85,811	275.201
1440	55,198	43,226	248.543	2500	108,868	88,082	276.286
1460	56,128	43,989	249.185	2550	111,565	90,364	277.354
1480	57,062	44,756	249.820	2600	114,273	92,656	278.407
1500	57,999	45,528	250.450	2650	116,991	94,958	279.441
1520	58,942	46,304	251.074	2700	119,717	97,269	280.462
1540	59,888	47,084	251.693	2750	122,453	99,588	281.464
1560	60,838	47,868	252.305	2800	125,198	101,917	282.453
1580	61,792	48,655	252.912	2850	127,952	104,256	283.429
1600	62,748	49,445	253.513	2900	130,717	106,605	284.390
1620	63,709	50,240	254.111	2950	133,486	108,959	285.338
1640	64,675	51,039	254.703	3000	136,264	111,321	286.273
1660	65,643	51,841	255.290	3050	139,051	113,692	287.194
1680	66,614	52,646	255.873	3100	141,846	116,072	288.102
1700	67,589	53,455	256.450	3150	144,648	118,458	288.999
1720	68,567	54,267	257.022	3200	147,457	120,851	289.884
1740	69,550	55,083	257.589	3250	150,272	123,250	290.756



الرموز والمصطلحات

الرمز	المدلول	الواحدة
a	سرعة الصوت	m/s
a	خطوة الريشة	m
A	سطح المقطع	m ²
bwr	نسبة العمل الخلفي	
b	ارتفاع الريشة	m
c	سرعة مطلقة	m/s
c	عرض طوق الريشة	m
C	حرارة نوعية	kJ/(kg.K)
C_p	حرارة نوعية بثبوت الضغط	kJ/(kg.K)
C_v	حرارة نوعية بثبوت الحجم	kJ/(kg.K)
C_d	معامل تصريف	
d, D	قطر	m
E	طاقة كلية	kJ
F	قوة	N
g	تسارع أرضي	m/s ²
G	تدفق كتلي	kg/s
h, H	انثالبي لوادة الكتلة	kJ/kg
I	معدل عدم العكسية	
k	نسبة الحرارة النوعية	
K	ثابت توازن	
ke, kE	الطاقة الحركية لوادة الكتلة	kJ/kg
l, L	طول	m
m	كتلة	kg
M	كتلة جزيئية	kg/kmol
M	عدد ماخ	
m	أس بوليتروبي	
n	عدد دورات بالدقيقة	rpm

kw	استطاعة	N
pa	ضغط	P
pa	ضغط حرج	P _{cr}
	ضغط نسبي	P _r
kJ/kg	طاقة كامنة	Pe, PE
kJ/kg	كمية حرارة لوادة الكتلة	q, Q
kw	معدل انتقال الحرارة	$\dot{Q}$
	نسبة انضغاط	r
نصف قطر	نصف قطر	r
kJ/(kg.K)	الثابت المميز للغاز	R
kJ/(kmol.K)	الثابت العام للغازات	$\bar{R}$
kJ/(kg.K)	الانتروبي النوعية	s, S
m	طول وتر الريشة	s
sec	زمن	t
K أو C°	درجة حرارة	T
K	درجة حرارة حرجة	T _{cr}
	معامل عمل	τ
kJ/kg	عمل نوعي	τ_m
kJ/kg	طاقة داخلية	u, U
m/s	سرعة محيطية	u
m ³ /kg	حجم نوعي	v
m/s	سرعة	V
m/s	سرعة نسبية	w
kw	معدل العمل، استطاعة	$\dot{W}$
	نوعية، موضع، سر جفاف البخار	x
	نسبة معدل الجريان، حصة البخار	y
m	ارتفاع	z

أحرف يونانية

زاوية	α
زاوية	β
زاوية	γ
تغير	Δ
معامل تصريف	δ
مردود القانون الثاني، معامل إعادة تسخين	ε
مردود	η
زاوية	θ
معامل الضغط	μ
كتلة حجمية	ρ
معامل سرعة	σ
مجموع	Σ
معامل تمهل على الريش الثابتة	φ
معامل تمهل على الريش المتحركة	ψ
سرعة زاوية	ω
معامل استطاعة	v



المراجع



المراجع

1. Andre Houberechts – Les Turbines
2. Lucien Vivier – Turbines à Vapeur et à Gas
3. E. A. Kraft – La Turbine à Vapeur
4. J. Jones & R. Dugan – Engineering Thermodynamics
5. Yunus A. Cengel & Michael A. Boles – Thermodynamics: An Engineering Approach
6. V. Frolov – Steam and Gas Turbines
7. Michael J. Morgan & Howard N. Shapiro – Thermodynamics





المدقق اللغوي

الأستاذ الدكتور علي أبو زيد

حقوق الطبع والترجمة والنشر محفوظة لمديرية الكتب والمطبوعات

