

Zeitschrift: Bulletin technique de la Suisse romande
Band: 82 (1956)
Heft: 22: Énergie nucléaire, fascicule no 2

Artikel: Transmission de chaleur et cycles thermiques dans la centrale atomique
Autor: Traupel, W.
DOI: <https://doi.org/10.5169/seals-62092>

Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. [Mehr erfahren](#)

Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. [En savoir plus](#)

Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. [Find out more](#)

Download PDF: 11.12.2025

ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>

de Bâle sépare sans difficulté H_2O^{16} et H_2O^{18} , dont la volatilité relative n'est que de 1,008.

Il faut enfin mentionner la distillation de l'hydrogène liquide, en principe aisée puisque le coefficient d'équilibre est ici 1,5, mais pratiquement malaisée parce qu'elle doit se faire à $-252^\circ C$. Malgré cela, ses avantages théoriques sont tels que plusieurs installations sont à l'étude en Europe. La figure 13 montre un schéma plausible.

A part les difficultés techniques inhérentes à la liquéfaction de l'hydrogène, à l'isolation thermique, au comportement des métaux aux basses températures (fragilité, etc.), il faut encore citer deux problèmes d'ordre physico-chimique. L'un résulte du fait que le deutérium se trouve aux faibles concentrations entièrement sous forme de HD, et à $-252^\circ C$ l'équilibre H_2 — HD est gelé, de sorte que la distillation peut tout au plus fournir du HD pur mais pas de D₂. Il faut ou bien rétablir l'équilibre au cours de la distillation au moyen de catalyseurs, ou brûler cet HD en HDO et terminer la rectification par distillation de cette eau à température normale, où l'équilibre se réalise au fur et à mesure de la concentration. L'autre problème réside dans une transformation éventuelle d'ortho- en para-hydrogène. Cette transformation ayant lieu à basse température est fortement exothermique et compliquerait la liquéfaction de l'hydrogène. Il faut donc éviter, dans la construction des appareils, toute matière pou-

vant catalyser cette réaction, entre autres les métaux magnétiques et surtout l'oxygène solide.

Conclusion

Cet exposé ne peut donner qu'un bref aperçu sur la technique de la séparation des isotopes. Il montre cependant la diversité des moyens que l'on peut mettre en œuvre pour un seul but et par conséquent la nécessité d'un contact plus étroit entre les diverses branches de la science. L'ingénieur, le chimiste, le physicien doivent collaborer étroitement pour surmonter en un délai raisonnable les difficultés inhérentes à ces techniques nouvelles.

BIBLIOGRAPHIE

- K. COHEN : *The Theory of Isotope Separation*. McGraw-Hill, New York, 1951.
- R. STEPHENSON : *Introduction to Nuclear Engineering*. McGraw-Hill, New York, 1954.
- I. KIRSCHENBAUM : *Physical Properties and Analysis of Heavy-Water*. McGraw-Hill, New York, 1951.
- E. W. BECKER, K. BIER und H. BURGHOFF : *Die Trenndüse*. Z. Naturforschung, 1955, p. 565-572.
- MANSON BENEDICT : *Chemical Engineering Aspects of Nuclear Power*. Ind. Engineering Chemistry, 45, Nr. 11, Nov. 1953, p. 2372.
- M. C. FOX : *Thermal Diffusion*. Chem. Engineering, Dec. 1945, p. 102.

TRANSMISSION DE CHALEUR ET CYCLES THERMIQUES DANS LA CENTRALE ATOMIQUE

par W. TRAUPEL, professeur à l'Ecole polytechnique fédérale, Zurich

1. Conduction de chaleur

Considérons la conduction de la chaleur à l'intérieur de l'élément de « combustible » (matière fissile). Dans le réacteur « thermique » classique cet élément a la forme d'une barre cylindrique (fig. 1).

Soit :

- R le rayon extérieur de la barre ;
- r le rayon courant de la barre ;
- λ le coefficient de conductibilité ;
- ρ la masse spécifique ;
- ϵ la production de chaleur à l'intérieur de la barre par unité de masse et de temps ;
- q le flux calorifique¹ ;
- T la température.

Considérons un élément dr , en état stationnaire. On aura :

$$\begin{aligned} 2\pi [(r+dr)q(r+dr) - rq(r)] &= 2\pi r dr \rho \epsilon \\ r[q(r+dr) - q(r)] + drq(r+dr) &= r dr \rho \epsilon \\ \frac{dq}{dr} + \frac{q}{r} &= \rho \epsilon. \end{aligned} \quad (1)$$

¹ Quantité de chaleur traversant la section considérée par unité de temps et de section.

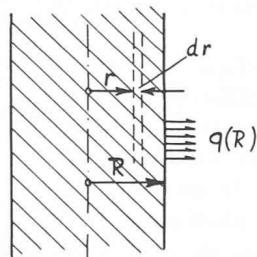


Fig. 1.
Conduction
de chaleur dans la
barre d'uranium.

D'autre part, d'après le théorème bien connu de Fourier nous avons :

$$q = -\lambda \frac{dT}{dr} \quad (2)$$

de sorte que

$$-\lambda \left(\frac{d^2T}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dT}{dr} \right) = \rho \epsilon$$

ou bien

$$\frac{d^2T}{dr^2} + \frac{1}{r} \frac{dT}{dr} = -\frac{\rho \epsilon}{\lambda} \quad (3)$$

qui est l'équation différentielle de notre problème. Appelons T_s la température à la surface de la barre. En supposant ϵ constant, et posant que T (température à l'intérieur du domaine considéré) doit être fini, l'on obtiendra comme solution :

$$T = T_s + \frac{\rho\epsilon}{\lambda} \frac{R^2 - r^2}{4}. \quad (4)$$

Il suffit d'introduire cette expression dans l'équation différentielle pour se rendre compte que (4) est bien la solution cherchée. La température maximale se trouve évidemment sur l'axe de la barre ($r = 0$).

La différence de température maximum dans la barre sera donc :

$$T_{\max} - T_s = \frac{\rho\epsilon}{\lambda} \frac{R^2}{4}. \quad (5)$$

Donnons quelques chiffres pour fixer les idées : pour l'uranium nous aurons : $\rho = 18,3 \text{ g/cm}^3$, $\lambda = 0,251 \text{ W/cm}^\circ\text{C} = 21,6 \text{ kcal/mh}^\circ\text{C}$, $R = 1,25 \text{ cm}$.

TABLE I

ϵ (kW/kg)	$q(R)$ (W/cm ²)	$T_{\max} - T_s$ (°C)	σ (Mdyn/cm ²)
1	11,4	28,4	530
2	22,8	56,8	1060
10	114	284	5300

(1 Mdyn = 1,02 kg-force)

σ représente la tension thermique maximale causée par la différence de température. Le réacteur suisse qui est en cours de construction est calculé pour une puissance par unité de masse d'environ $\epsilon = 2 \text{ W/g}$. Dans ces conditions, les tensions thermiques atteignent déjà des valeurs considérables. Il est donc possible qu'elles deviennent trop élevées si l'on augmente encore la puissance par unité de masse de combustible. Nous constatons donc :

Les tensions thermiques à l'intérieur d'un élément de combustible peuvent éventuellement limiter la puissance d'un réacteur.

L'équation (5) nous indique d'ailleurs comment reculer cette limite. Les différences de température dans les éléments sont proportionnelles au carré des dimensions absolues. On aura donc intérêt à les réduire dans la mesure du possible. Or pour un réacteur thermique les considérations de physique nucléaire conduisent à un diamètre optimum de 2 à 3 cm. Du point de vue transmission de chaleur ces dimensions sont relativement grandes et l'on essaiera de les réduire. Mais ceci exige un enrichissement en U²³⁵ de l'uranium naturel, procédé extrêmement coûteux. Plus l'on s'éloigne des conditions nucléaires optimales plus il faut enrichir le combustible afin d'assurer la réaction en chaîne.

Remarquons qu'il est souvent nécessaire de revêtir l'élément combustible d'une enveloppe qui le protège contre la corrosion due à l'agent de transmission de la chaleur (cas de l'eau et de l'eau lourde). D'autre part il est souhaitable que les produits de fission, étant donné leur forte activité rayonnante, ne pénètrent pas dans le circuit réfrigérant. Le contact entre la barre

et l'enveloppe protectrice — généralement en Al ou en Zr — doit être aussi parfait que possible afin de ne pas opposer une résistance supplémentaire au flux de chaleur. L'obtention d'un contact convenable entre l'enveloppe et la barre de combustible est une des difficultés technologiques majeures de la fabrication des éléments de matière fissile.

2. Transmission de chaleur

Considérons maintenant le problème de l'évacuation de la chaleur de la surface de la barre de combustible par le fluide réfrigérant. C'est un problème de convection, donc beaucoup plus compliqué que celui de la conduction, de sorte qu'il est en général impossible de trouver une solution par la voie purement théorique. C'est plutôt la méthode empirique systématique, complétée par la théorie des similitudes, qui conduit au but. La littérature spécialisée ayant trait à ce sujet est très abondante et il nous est impossible dans le cadre de cet article d'entrer dans les détails. Essayons par contre de nous faire une idée du phénomène. Soit donné une paroi, source de chaleur, balayée par l'agent réfrigérant (liquide ou gaz). Supposons l'écoulement du type turbulent, comme c'est en général le cas. Si l'écoulement était du type laminaire, le problème se ramènerait à celui de la conduction (toutefois plus compliqué étant donné le mouvement de l'agent réfrigérant). Comme on le sait, une couche limite se forme au voisinage de la paroi dans laquelle le gradient des vitesses atteint des valeurs considérables. Soit w cette vitesse. Elle prend la valeur 0 le long de la paroi et tend vers une valeur limite w_∞ lorsque l'on s'éloigne de celle-ci. Bien entendu, cette vitesse w (fig. 2) doit être considérée comme une vitesse moyenne. Etant donné le caractère turbulent de l'écoulement, des fluctuations de vitesse se superposent à la valeur moyenne w . Ce n'est que dans une couche très mince, au voisinage immédiat de la paroi, que ces fluctuations sont amorties par la viscosité, de sorte qu'ici l'écoulement reprend un caractère laminaire. De même on peut tracer une courbe de température partant de T_s (température de surface de la paroi) et tendant vers une valeur T_∞ .

Considérons les fluctuations turbulentes qui se superposent à l'écoulement stationnaire parallèle à la paroi. Ces fluctuations sont caractérisées par des mouvements transversaux irréguliers grâce auxquels a lieu un

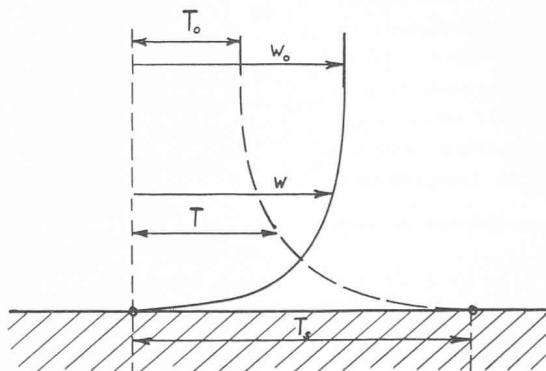


Fig. 2. — Vitesse d'écoulement w et température T dans la couche limite.

échange continual de fluide transversalement à la direction principale d'écoulement. Des particules de fluide sont transportées des couches extérieures vers les couches proches de la paroi; au cours de ce mouvement la composante de la vitesse parallèle à la paroi est ramenée à la valeur existant dans ces régions limitrophes. Inversement, des particules venant des régions limitrophes sont transportées vers l'extérieur et leur vitesse augmente jusqu'à atteindre la valeur locale. Cet échange continual de fluide transversalement au courant est la raison profonde de la résistance à l'écoulement (pour le cas de l'écoulement turbulent). En effet les particules se rapprochant de la paroi perdent une partie de leur quantité des mouvements, alors que celles qui s'en éloignent doivent accroître la leur, ce qui n'est possible qu'à la condition d'être soumises à des forces correspondantes de la part du fluide environnant. L'on se rend facilement compte que ce freinage et cette accélération par le fluide environnant des particules ne peut avoir lieu que d'une manière irréversible, c'est-à-dire toujours lié à une transformation de travail en chaleur. C'est le travail à fournir pour vaincre la résistance à l'écoulement.

Ce même mouvement transversal turbulent transporte aussi la chaleur. Les particules limitrophes chaudes sont continuellement remplacées par celles venant de l'intérieur, donc froides, qui sont à même d'absorber de la chaleur.

De ce raisonnement nous déduisons que le mécanisme de la transmission de la chaleur est étroitement lié à celui de la résistance à l'écoulement. Le mouvement transversal turbulent a deux fonctions : un transport de la chaleur et un transport de la quantité des mouvements qui entraîne la résistance à l'écoulement. Comme on le sait, la transmission de chaleur croît avec la vitesse d'écoulement. D'après ce qui vient d'être dit, ceci s'explique aisément. En effet la vitesse du mouvement transversal croît à peu près proportionnellement à la vitesse d'écoulement, de même la quantité de fluide échangé transversalement, donc la quantité de chaleur. Considérons le transport de la quantité des mouvements : la masse de fluide échangée par unité de temps et les différences des vitesses locales croissent avec la vitesse. D'après le principe de la quantité des mouvements les forces sont proportionnelles au produit de la variation de la quantité des mouvements par la masse échangée par unité de temps. Ainsi la résistance à l'écoulement est proportionnelle au carré de la vitesse. La puissance à fournir pour la vaincre croît même avec le cube de la vitesse ; par contre l'échange de chaleur augmente à peu près linéairement avec celle-ci.

Le problème de l'évacuation de la chaleur dans un réacteur atomique se pose donc comme suit. Avec une puissance minimale absorbée pour faire circuler l'agent réfrigérateur, il faut obtenir un transport de chaleur aussi intense que possible. Petite puissance signifie petite vitesse de circulation vu que celle-ci est proportionnelle au cube de cette vitesse. Si nous désirons quand même un transport de chaleur efficace, la capacité calorifique du fluide ρc_p (ρ = masse spécifique, c_p chaleur spécifique à pression constante) devra être élevée. Le transport de chaleur par le mouvement transversal turbulent sera en effet d'autant plus intense que

la capacité calorifique du fluide sera plus élevée. Nous en déduisons facilement que les liquides sont des fluides réfrigérants plus efficaces que les gaz. Si malgré tout cela l'on tient à employer un gaz, il sera nécessaire de le mettre sous pression pour augmenter sa masse spécifique. Sous pression atmosphérique il est impossible d'obtenir l'évacuation de chaleur requise par les réacteurs atomiques sans que la puissance à fournir au fluide pour le faire circuler n'atteigne des valeurs exagérées.

Donnons quelques relations expérimentales pour le calcul du transport de chaleur. Soit q le flux de chaleur à la surface de la barre de combustible, ΔT la différence entre la température à la surface de la barre et la température moyenne du fluide réfrigérant. Dans ces conditions :

$$q = \alpha \Delta T. \quad (6)$$

Le coefficient de transmission de la chaleur α peut être déterminé comme suit¹ :

$$\alpha = \rho w c_p \frac{0,024}{Re^{0,2} Pr^{0,67}} \quad (7)$$

$$Re \equiv \frac{\omega d_h \rho}{\eta}, \quad Pr \equiv \frac{\eta c_p}{\lambda}. \quad (8) \quad (9)$$

Dans ces équations, w signifie la vitesse moyenne du fluide dans le canal, η sa viscosité, λ son coefficient de conductibilité thermique, et d_h le diamètre hydraulique du canal. Les équations sont écrites en supposant le système d'unités physiques (C.G.S. ou Giorgi). Appelant L la longueur du canal, la perte de charge provoquée par le frottement sera

$$\Delta p = \frac{\rho}{2} w^2 \zeta \frac{L}{d_h}, \quad \zeta = 0,316 \sqrt[4]{1/Re}. \quad (10) \quad (11)$$

ζ devient sensiblement plus grand si les parois du canal sont rugueuses.

A titre d'illustration, donnons quelques chiffres. Soit p la pression du fluide réfrigérateur et ψ la dissipation définie comme suit :

$$\text{Puissance nécessaire pour faire circuler le fluide.} \\ \psi = \frac{\text{Puissance calorifique du réacteur atomique.}}$$

Nous donnons ici quelques résultats obtenus pour une disposition des canaux de réfrigération telle qu'on l'utilise dans le réacteur thermique classique.

L'on remarquera que parmi les fluides réfrigérants gazeux, l'hélium fournit les résultats les plus prometteurs alors qu'en tenant compte de sa faible masse

¹ Cette équation n'est pas applicable aux métaux fondus. Voir par exemple : *Liquid metals handbook*. Atomic Energy Commission, Washington, 1952.

TABLE II

Ψ	Flux calorifique q en W/cm ² pour $\Delta T = 75^\circ \text{C}$					
	Air		CO_2	H_e	H_2O	Na
	$p = 1 \text{ bar}$	$p = 25 \text{ bar}$	$p = 25 \text{ bar}$	$p = 25 \text{ bar}$	$D_2\text{O}$	liquide
0,2 %	0,225	2,66	3,45	5,95	5 630	10 300
1 %	0,428	5,05	6,56	11,3	10 700	19 500
5 %	0,813	9,60	12,50	21,5	20 300	37 100

spécifique l'on s'attendrait au contraire. Mais il ne faut pas oublier que c_p est très grand, et qu'ainsi ρc_p atteint, dans des conditions données de pression et de température, environ la même valeur que pour l'air. La supériorité de l'hélium parmi les fluides réfrigérants gazeux vient de sa petite résistance à l'écoulement, conséquence de sa faible masse spécifique.

Pour juger l'ordre de grandeur du flux de chaleur q atteint par les fluides gazeux, souvenons-nous que le réacteur expérimental suisse P34 travaillera avec $q = 20 \text{ W/cm}^2$; il est donc difficile d'obtenir cet ordre de grandeur avec les gaz. Cependant les réacteurs modérés au graphite qui travaillent avec de l'uranium naturel ou faiblement enrichi ne produisent pas en général un grand dégagement de chaleur par kg d'uranium (à cause de l'effet néfaste du Xénon). q sera donc plus faible lui aussi. Mais encore dans ce cas il sera nécessaire de mettre le gaz sous pression pour assurer le transport de chaleur. La centrale atomique de Calder Hall en Angleterre, qui aura un réacteur modéré au graphite, emploiera comme fluide réfrigérant du CO_2 sous une pression de 10 at. La nécessité de mettre le gaz sous pression pose d'ardus problèmes techniques. Les réacteurs doivent être enfermés dans des récipients résistant à la pression mais pour lesquels on ne peut employer n'importe quelle matière à cause de l'absorption des neutrons. L'on peut se faire une idée des difficultés à surmonter en apprenant que le diamètre du récipient sous pression du réacteur de Calder Hall atteint 14 m environ.

Les conditions sont plus favorables en employant de l'uranium enrichi. Dans ce cas il est possible d'obtenir des surfaces d'échanges notablement plus grandes en divisant le combustible en petits éléments (petits disques par exemple). Malheureusement, l'uranium enrichi est très cher et sa fabrication consomme beaucoup d'énergie électrique.

Nous voyons donc que le transport de chaleur peut être, si l'on emploie des gaz, un facteur limitant la puissance d'un réacteur. De la table II il ressort que les liquides sont beaucoup plus favorables que les gaz (q environ 1000 fois plus élevé). Pratiquement ces très grands flux calorifiques ne sont pas utilisables. Voyons en effet la table I, où les tensions sont indiquées en fonction de q ; ces tensions limitent la puissance produite par kg de combustible. Ils limitent donc aussi q . Pratiquement avec les liquides la différence de température ΔT n'atteindra jamais les 75° C admis et se limitera à quelques degrés centigrades; de même la dissipation sera beaucoup plus faible; ce sont là deux grands avantages de l'évacuation de la chaleur par un liquide.

Le réacteur travaillant avec des neutrons rapides occupe une place particulière. Pour des raisons de physique nucléaire ses dimensions devront être petites. S'il doit développer une puissance importante, le dégagement de chaleur par unité de masse sera quelques puissances de dix fois plus grand que celui des réacteurs à neutrons thermiques. Comme l'indique la table II un liquide évacuera ce dégagement de chaleur sans difficultés.

Le problème des tensions sera résolu par exemple en employant comme éléments de combustible des lamelles de 1 mm d'épaisseur environ dans lesquelles les diffé-

rences de température n'atteindront pas des valeurs exagérées. De plus la surface d'échange sera de ce fait notablement accrue.

Mais les liquides employés comme évacuateurs de chaleur ont aussi des inconvénients. Lors de l'emploi de H_2O et de D_2O la mise sous pression est nécessaire vu la relation entre pression d'ébullition et température. Malgré cette mesure l'énergie calorifique se présente à une température relativement basse. A part cela des pointes de température sont à prévoir, localement ou lors des réglages, ce qui nous constraint à choisir la pression de fonctionnement notamment supérieure à la pression d'ébullition. Donnons quelques chiffres pour fixer les idées.

TABLE III

Température	Pression d'ébullition	Pression nécessaire
200° C	15,5 at	25 at
250° C	40,0 at	60 at
300° C	86,0 at	120 at

Le problème de la mise sous pression, que nous avions déjà rencontré pour les réacteurs refroidis à l'aide d'un gaz, réapparaît ici sous une forme plus aiguë dès que l'on veut augmenter la température. Notons toutefois que D_2O est justement le plus favorable de tous les modérateurs. Nous avons donc une plus grande liberté dans le choix des matériaux et les dimensions seront sensiblement réduites.

Les métaux fondus ne nécessitent pas des pressions élevées car les températures entrant en ligne de compte ne conduisent pas à l'évaporation, même sous pression atmosphérique. Ceci nous permettra d'utiliser des températures identiques à celles obtenues par le refroidissement avec des gaz à condition d'employer de l'uranium plus enrichi. Entrent en ligne de compte le sodium ou un mélange eutectique sodium-potassium. Les inconvénients qu'entraîne l'emploi des métaux résident évidemment dans les difficultés techniques qui se posent; de plus ils deviennent puissamment radioactifs. Dans ce cas l'on est donc contraint de mettre deux circuits de fluide transportant de la chaleur en série (fig. 3), afin de ne pas contaminer le circuit de vapeur.

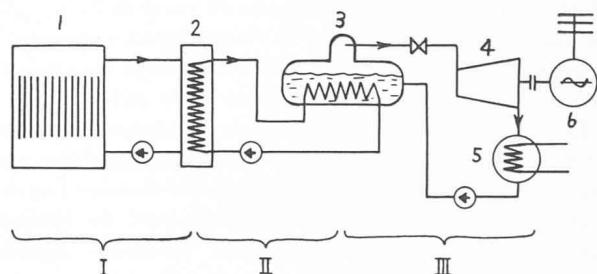


Fig. 3. — Système à double circuit de transmission de chaleur.

- | | |
|------------------------|-------------------------|
| I Circuit primaire. | 1 Réacteur. |
| II Circuit secondaire. | 2 Echangeur de chaleur. |
| III Circuit de vapeur. | 3 Evaporateur. |
| | 4 Turbine à vapeur. |
| | 5 Condenseur. |
| | 6 Générateur. |

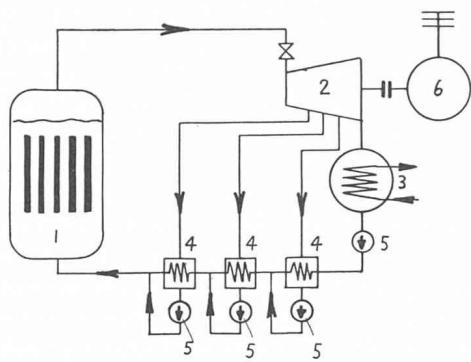


Fig. 7. — Installation à vapeur saturée avec évaporation directe dans le réacteur.

- | | |
|---------------|-----------------------|
| 1 Réacteur. | 4 Réchauffeurs d'eau. |
| 2 Turbine. | 5 pompes. |
| 3 Condenseur. | 6 Générateur. |

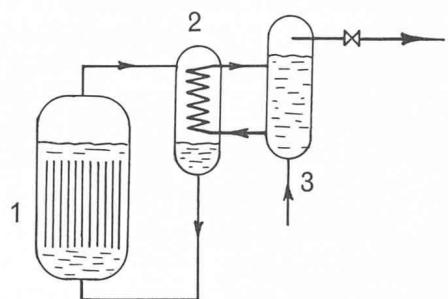


Fig. 4. — Système de transmission de chaleur avec évaporation directe dans le réacteur.

- | | | |
|------------|--------------|----------------------|
| 1 Réacteur | 2 Condenseur | 3 Circuit secondaire |
|------------|--------------|----------------------|

Une autre méthode pour transporter de la chaleur consiste à évaporer H_2O ou D_2O dans le réacteur ; la vapeur peut alors être directement amenée à la turbine (fig. 7). Celle-ci devient cependant radioactive. La figure 4 montre une autre disposition. La vapeur produite dans le réacteur 1 est condensée dans le condenseur 2 et transmet son énergie calorifique au circuit secondaire 3 ; la vapeur secondaire n'est plus radioactive et le circuit primaire ne nécessite pas de pompe de circulation. La transmission de la chaleur des éléments de combustible à l'eau ou à l'eau lourde bouillante est très avantageux. Le coefficient de transmission de la chaleur α est environ de $10 \text{ kW/m}^2 \text{ }^\circ\text{C} = 8600 \text{ kcal/m}^2 \text{ }^\circ\text{C h}$. Cependant les canaux ne doivent pas être trop étroits afin d'éviter la formation de bouchons de vapeur qui peuvent entraîner des pointes de température locales et des dégâts.

A plusieurs reprises nous avons indiqué que la diminution des dimensions des éléments de combustible procurait certains avantages du point de vue de la transmission de la chaleur. Poursuivons cette idée et divisons le combustible en particules microscopiques en suspension dans le liquide. Soit λ le coefficient de conductibilité de la chaleur du modérateur et d le diamètre des particules de combustible. Le coefficient de transmission de la chaleur entre modérateur et combustible devient alors

$$\alpha = \frac{2\lambda}{d}. \quad (12)$$

Ce coefficient devient très grand pour de petits diamètres de telle sorte que la différence de température

entre liquide et combustible disparaît pratiquement. De telles solutions nécessitent un combustible enrichi et posent de délicats problèmes de corrosion et de radioactivité.

Au problème de la transmission de la chaleur dans le réacteur proprement dit s'ajoute celui de l'échangeur de chaleur qui doit transmettre celle-ci au fluide moteur de la turbine. Ceci n'est, en principe, pas nouveau et l'on peut employer l'expérience acquise dans la construction des échangeurs de chaleur classiques. Les conditions de physique nucléaire n'interviennent pas. Par contre il sera exigé une étanchéité absolue (radioactivité) qui entraînera la recherche de solutions technologiques et constructives nouvelles.

3. Cycles thermiques

Par l'intermédiaire de turbines à vapeur ou à gaz l'énergie produite par le réacteur est transformée en travail mécanique et finalement en énergie électrique. Le choix du cycle sera principalement influencé par la température à laquelle la chaleur est disponible. Cette température est malheureusement assez basse pour tous les réacteurs qui consomment de l'uranium naturel ou faiblement enrichi. Dans la technique des centrales à vapeur classique on est parvenu à accroître le rendement des cycles en augmentant continuellement la température et la pression d'admission. Maintenant il s'agit d'obtenir un rendement satisfaisant en partant de températures modérées. Des températures élevées ne sont possibles qu'avec les réacteurs fonctionnant avec de l'uranium fortement enrichi. Alors seulement l'on emploiera des turbines à vapeur pour haute température et haute pression ou des turbines à gaz.

Les figures 5 à 10 représentent quelques schémas de centrales atomiques. La figure 5 montre un système simple pour vapeur saturée. L'évaporateur est chauffé par le fluide réfrigérant du réacteur. Habituellement l'on soutire de la vapeur en plusieurs endroits (trois sur le schéma) au cours de l'expansion dans la turbine et on la condense dans les réchauffeurs d'eau d'alimentation pour améliorer le rendement thermique. Comme on le sait, la vapeur d'eau saturée, soumise à une détente dans n'importe quelle machine à expansion se transforme en vapeur humide. Plus on abaisse la pression plus l'humidité croît au cours de l'expansion. Or une humidité trop élevée entraîne l'érosion rapide des aubages. D'autre part, les gouttelettes d'eau frappent les aubages à contresens et diminuent sensiblement le rendement de la turbine. L'humidité maximum admissible est d'environ 12-15 %. Les constructeurs de turbines tentent de supprimer cet effet néfaste en prévoyant des séparateurs à la périphérie de l'aubage. Leur efficacité est malheureusement très limitée.

Ces problèmes acquièrent une importance accrue dans les centrales atomiques travaillant à faible température où la surchauffe de la vapeur n'est pas possible. L'humidité de la vapeur a de fortes chances (sauf précautions spéciales) de devenir trop élevée si la pression d'admission est supérieure à 15-20 at. Le schéma donné dans la figure 6 montre comment cette difficulté peut être éliminée. La vapeur saturée produite dans l'évaporateur subit une expansion partielle dans la turbine haute pression, puis elle passe dans un séparateur monté

à l'extérieur de la turbine. Un séparateur du type centrifuge sera le plus indiqué ; il permet une séparation presque complète de l'eau. La fin de l'expansion a lieu dans la turbine basse pression. En partant de vapeur saturée il est possible, grâce au séparateur, d'éviter

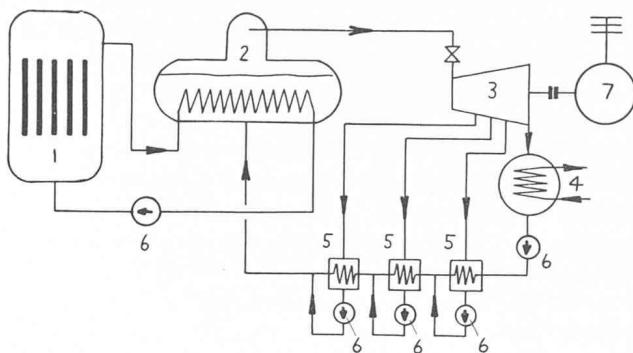


Fig. 5. — Installation à vapeur saturée.

- | | |
|----------------|-----------------------|
| 1 Réacteur. | 5 Réchauffeurs d'eau. |
| 2 Evaporateur. | 6 pompes. |
| 3 Turbine. | 7 Générateur. |
| 4 Condenseur. | |

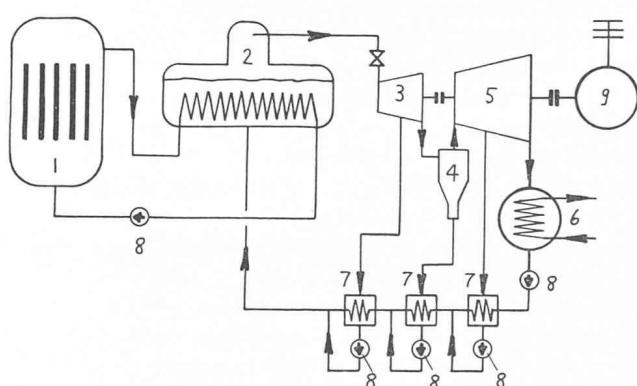


Fig. 6. — Installation à vapeur saturée avec séparateur d'eau.

- | | |
|----------------|-----------------------|
| 1 Réacteur. | 6 Condenseur. |
| 2 Evaporateur. | 7 Réchauffeurs d'eau. |
| 3 Turbine HP. | 8 pompes. |
| 4 Séparateur. | 9 Générateur. |
| 5 Turbine BP. | |

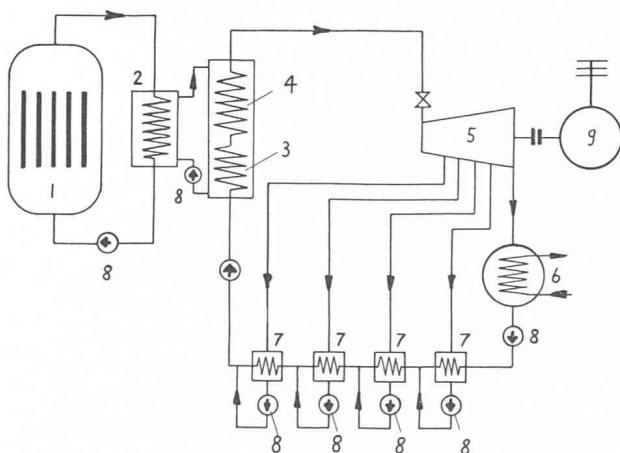


Fig. 8. — Installation à vapeur surchauffée.

- | | |
|----------------------------------|-----------------------|
| 1 Réacteur. | 6 Condenseur. |
| 2 Echangeur de chaleur primaire. | 7 Réchauffeurs d'eau. |
| 3 Evaporateur. | 8 pompes. |
| 4 Surchauffeur. | 9 Générateur. |
| 5 Turbine. | |

une trop forte humidité à la fin de l'expansion. La perte de charge dans le séparateur est relativement faible (quelques pour-cent de la pression absolue). La baisse du rendement liée à cette perte de charge est donc largement compensée par les avantages du séparateur.

Sur le schéma 7 l'évaporation a lieu directement dans le réacteur. Ainsi l'échangeur de chaleur et l'inévitable baisse de température qu'il entraîne disparaissent ; par contre tout le circuit vapeur devient radioactif, turbine comprise ; les travaux d'entretien ne peuvent être effectués qu'après un arrêt prolongé. Un séparateur cyclone peut être installé comme dans le schéma 6.

Les réacteurs fonctionnant à hautes températures admettent des cycles thermiques identiques à ceux des centrales à vapeur classiques (fig. 8). H₂O ou D₂O étant exclus comme fluides réfrigérants, l'on prévoit l'emploi

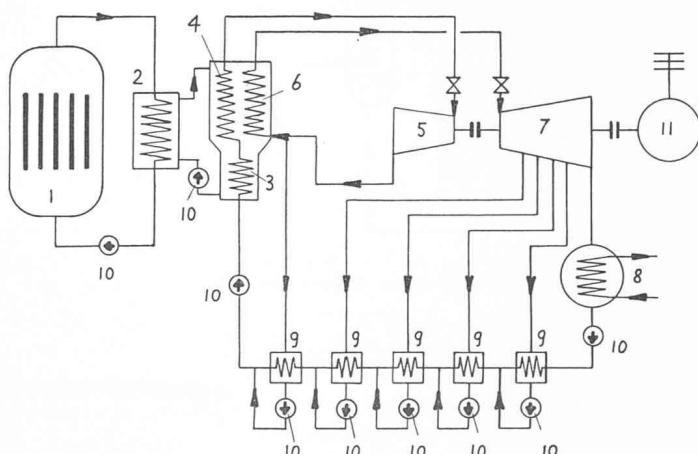


Fig. 9. — Installation à vapeur surchauffée avec résurchauffage.

- | | |
|----------------------------------|-----------------------|
| 1 Réacteur. | 7 Turbine BP. |
| 2 Echangeur de chaleur primaire. | 8 Condenseur. |
| 3 Evaporateur. | 9 Réchauffeurs d'eau. |
| 4 Surchauffeur. | 10 pompes. |
| 5 Turbine HP. | 11 Générateur. |
| 6 Résurchauffeur. | |

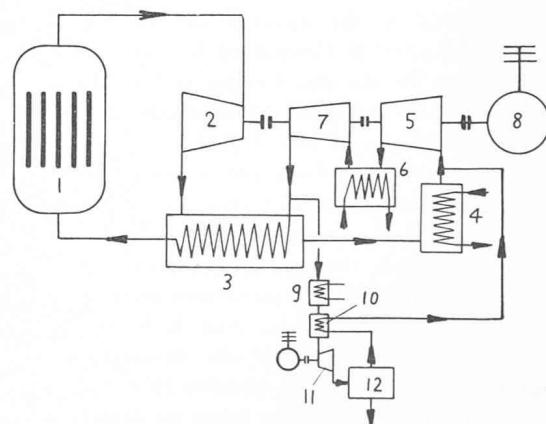


Fig. 10. — Installation de turbine à gaz.

- | | |
|------------------------------|--------------------------------------|
| 1 Réacteur. | 7 Compresseur HP. |
| 2 Turbine. | 8 Générateur. |
| 3 Récupérateur. | 9 Réfrigérant. |
| 4 Réfrigérant. | 10 Réfrigérant à contre-courant. |
| 5 Compresseur BP. | 11 Turbine à réfrigération. |
| 6 Réfrigérant intermédiaire. | 12 Récipient de produits rayonnants. |

des métaux fondus, ce qui entraîne la nécessité de deux circuits séparés comme expliqué plus haut. Une surchauffe simple est prévue sur la figure 8 ; pour les très hautes pressions il est souvent nécessaire d'introduire une deuxième surchauffe, afin d'éviter une humidité trop élevée en fin d'expansion (fig. 9).

Pour les turbines à gaz, c'est seulement le circuit fermé qui entrera en ligne de compte pour les centrales atomiques (fig. 10). Le gaz passe directement dans le réacteur qui est donc sous pression maximum. C'est surtout l'hélium qui se prête à ce procédé simple et thermodynamiquement avantageux. Celui-ci a l'avantage de ne pas devenir radioactif (à l'exception d'un isotope qui n'apparaît qu'en très petite quantité). Avec le temps le circuit s'enrichirait tout de même en produits de fissions de la pile, ce que l'on évite en ajoutant une « trappe froide ».

La « trappe froide » fonctionne de la manière suivante. L'on extrait du circuit une petite quantité de gaz après le compresseur haute pression ; celle-ci est refroidie jusqu'à peu près la température ambiante par le réfrigérant à eau 9 et jusqu'à basse température par le réfrigérant 10. Suit une expansion dans une petite turbine jusqu'à la plus basse pression du circuit ; la température descend extrêmement bas et pratiquement tous les produits radioactifs se condensent. Ils sont collectés dans le récipient 12 et de là convenablement évacués. Le gaz très froid repasse dans le réfrigérant 10 à contre-courant et refroidit ainsi le gaz encore contaminé. Le gaz rentre ensuite dans le circuit principal au point de plus basse pression. La radioactivité du circuit principal est constamment maintenue dans des limites acceptables grâce au petit circuit parallèle qui élimine continuellement les produits de fission.

Si l'hélium n'est pas disponible pour des raisons économiques (en Europe par exemple) il y a lieu de prévoir, comme pour les installations à vapeur, un circuit d'extraction de la chaleur qui, par l'intermédiaire d'un échangeur, la transmettra au circuit de la turbine à gaz. Seuls les métaux fondus ou les gaz entrent en ligne de compte, la turbine à gaz exigeant des températures élevées.

Après cette vue d'ensemble des cycles thermiques pratiquement utilisables ajoutons encore quelques réflexions thermodynamiques. Soit T_1 la température d'entrée dans la pile du fluide extracteur, T_2 sa température de sortie. Dans l'échangeur de chaleur la

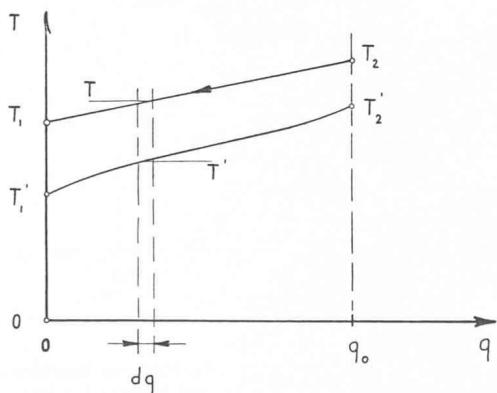


Fig. 11. — Températures en fonction de la chaleur transmise dans l'échangeur de chaleur.

température du fluide est ramenée de T_2 à T_1 . Soit dq une petite quantité de chaleur qui sera transmise d'un fluide à l'autre dans l'échangeur à une température T (fig. 11). D'après le principe de Carnot, cette quantité de chaleur dq sera au plus utilisable avec le rendement de Carnot ; c'est-à-dire que le maximum de travail qui pourra être tiré de dq sera :

$$dL = (1 - T_0/T) dq, \quad (13)$$

T_0 étant la température ambiante. Soit q_0 la quantité totale de chaleur par unité de masse transmise par le fluide extracteur dans l'échangeur au cours de son refroidissement de T_2 à T_1 . Le rendement thermique maximum possible sera alors :

$$\begin{aligned} \eta_{\max} &= \int_1^2 \left(1 - \frac{T_0}{T}\right) dq/q_0 = 1 - \frac{T_0}{q_0} \int_1^2 \frac{dq}{T} = \\ &= 1 - \frac{T_0}{q_0} \int_1^2 ds = 1 - \frac{T_0(s_2 - s_1)}{q_0}. \end{aligned} \quad (14)$$

Dans cette équation s signifie l'entropie ; $s_2 - s_1$ est donc l'augmentation de l'entropie du fluide extracteur de chaleur lors de son échauffement dans la pile. Les conditions de physique nucléaires et les données techniques qui en découlent imposent la température maximum T_2 . Le raisonnement précédent montre que ce n'est pas la température maximale mais plutôt la température moyenne à laquelle la chaleur est mise à disposition qui importe. En effet l'expression

$$\int_1^2 \frac{dq}{T}$$

sera d'autant plus petite que la température T sera élevée dans tout l'intervalle d'intégration. Il est donc indiqué de faire passer une grosse quantité de fluide par unité de temps à travers le réacteur. Soit Q la quantité de chaleur développée par le réacteur et m la masse de fluide traversant le réacteur par unité de temps. Q sera égal à $mc_p(T_2 - T_1)$, d'où l'on déduit que mc_p devra être grand afin que pour Q donné la différence de température $T_2 - T_1$ reste petite. De ce point de vue H_2O et D_2O seront les meilleurs fluides extracteurs de chaleur, les métaux fondus sont un peu moins favorables et les gaz sont les moins bons. L'évaporation directe de H_2O ou de D_2O dans le réacteur serait l'idéal car T_1 est alors égal à T_2 . Cette classification n'est naturellement valable que si T_2 (qui est donné) permet l'emploi de H_2O ou de D_2O .

Comme nous l'avons vu le fluide extracteur de chaleur ne travaille en général pas dans la turbine mais transmet son énergie calorifique au fluide moteur par échange de chaleur. La conséquence est une dégradation de la chaleur, inévitable conséquence des différences de température entre les deux fluides. Soit dq une petite quantité de chaleur (fig. 11) ; l'expression de la perte sera :

$$\begin{aligned} dL_v &= \left(1 - \frac{T_0}{T}\right) dq - \left(1 - \frac{T_0}{T'}\right) dq = \\ &= \left(\frac{T_0}{T'} - \frac{T_0}{T}\right) dq = T_0(ds' - ds). \end{aligned} \quad (15)$$

T' est la température locale du fluide travaillant dans la turbine. La perte totale ramenée à la chaleur totale fournie par la pile est donc :

$$\zeta = \frac{L_v}{q_0} = \frac{T_0 [(s'_2 - s_1) - (s_2 - s_1)]}{q_0} = \frac{T_0 \Delta s}{q_0} \quad (16)$$

(l'indice ' désigne le fluide absorbant la chaleur). La perte est, comme dans l'équation (14), proportionnelle à l'augmentation de l'entropie. Cette augmentation sera d'autant plus petite que le saut de température entre les deux fluides sera lui-même faible. De ce fait nous déduisons que la manière la plus indiquée de conduire le cycle dépend de la baisse de température de T_2 à T_1 . Le cycle à vapeur saturée est le plus favorable si la chute de température est très faible (par exemple 10° C) (voir diagramme 12 a)). Le segment 1'A correspond à l'échauffement de l'eau jusqu'à la température d'ébullition. En principe il serait souhaitable de pousser le réchauffage de l'eau jusqu'à la température d'ébullition. Mais les échanges de chaleur dans les réchauffeurs sont eux-mêmes causes d'augmentation de l'entropie qui, pour un nombre donné de réchauffeurs, est d'autant plus importante que la chaleur échangée est grande, c'est-à-dire plus la température finale du réchauffage est haute. Il existe donc une température optimum qui est d'autant plus élevée que le nombre de réchauffeurs est plus grand et ne devient égale à la température d'ébullition que pour un nombre infini de ceux-ci.

Si la baisse de température $T_2 - T_1$ est plus importante, c'est le cycle à vapeur surchauffée qui satisfait dans la mesure du possible à la condition d'un saut de température moyen minimum (fig. 12 b)). Si les températures sont suffisamment élevées, c'est même le cycle de la turbine à gaz qui la remplira le mieux (fig. 12 c)). Pour une grande baisse de température (cas d'un extracteur de chaleur gazeux) nous pouvons diminuer la différence de température moyenne en choisissant un cycle à vapeur à deux pressions. La figure 13 en explique le fonctionnement. La figure 14 indique la température en fonction de q dans l'échangeur de chaleur. On remarquera la diminution du saut de température résultant de l'échelonnement des pressions de vaporisation. Ce

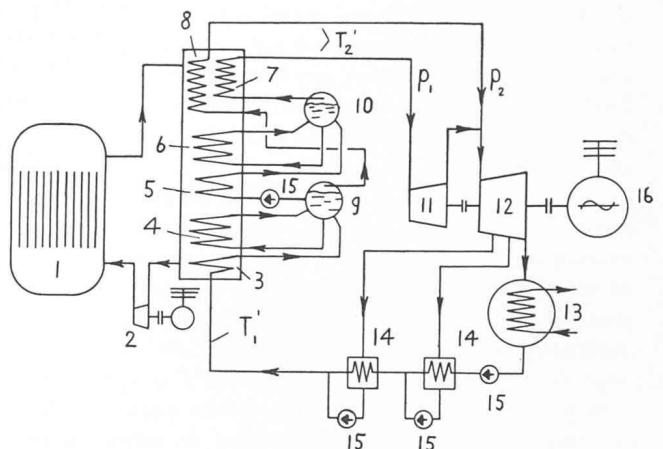


Fig. 13. — Cycle à vapeur surchauffée à deux étages de pression.

1 Réacteur.	9 Réservoir d'évaporation BP.
2 Soufflante de circulation du gaz.	10 Réservoir d'évaporation HP.
3 Faisceau préchauffeur BP.	11 Turbine HP.
4 Faisceau évaporateur BP.	12 Turbine BP.
5 Faisceau préchauffeur HP.	13 Condenseur.
6 Faisceau évaporateur HP.	14 Réchauffeurs d'eau.
7 Surchauffeur HP.	15 pompes.
8 Surchauffeur BP.	16 Générateur.

schéma de connection est employé dans la centrale de Calder Hall.

La table IV indique quelques valeurs moyennes pour les centrales atomiques ; T_{\max} , T_{\min} signifient les températures maxima et minima du cycle, p_{\max} et p_{\min} les pressions maxima et minima, $\eta_{\text{th.b.}}$ le rendement thermique mesuré aux bornes de la génératrice en tenant compte des appareils auxiliaires ; η_c le rendement de Carnot calculé en partant de T_{\max} et T_{\min} , η_{tot} le rendement thermique total, pertes thermiques du réacteur y comprises (admisées égales à 2 %).

En considérant ces chiffres, nous remarquons les rendements thermiques relativement élevés du *cyclé à vapeur saturée* (malgré des températures maximales modérées). En faisant le quotient ($\eta_{\text{th.b.}}/\eta_c$), qui nous indique dans quelle mesure la chute de température est effectivement exploitée nous comprenons quelle est la cause de ce résultat surprenant. La température maximum du réacteur sera supérieure d'environ 20° C

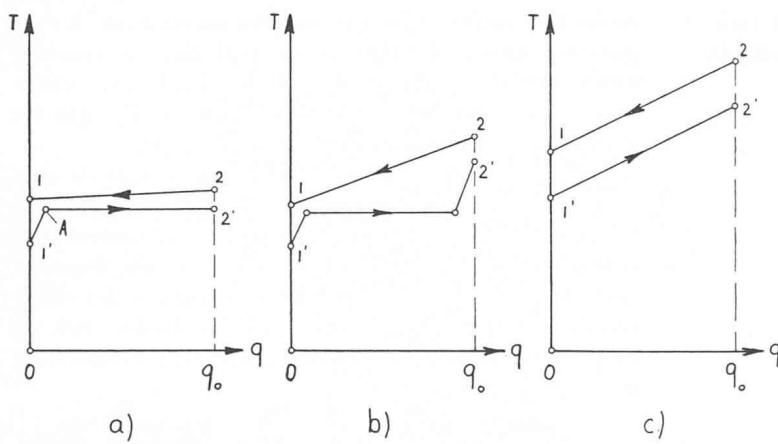


Fig. 12. — Températures dans l'échangeur de chaleur.

- a) Cycle à vapeur saturée.
- b) Cycle à vapeur surchauffée.
- c) Cycle de turbine à gaz.

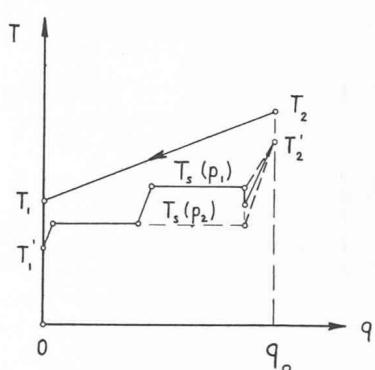


Fig. 14. — Températures en fonction de la chaleur transmise dans l'échangeur de chaleur pour un cyclé à deux étages de vapeur.

TABLE IV

Fluide travaillant dans la turbine :	H ₂ O					He	
Cycle :	vapeur saturée	vapeur saturée	vapeur surchauffée à deux pressions	vapeur surchauffée	vapeur surchauffée avec surchauffe intermédiaire	turbine à gaz	turbine à gaz
Schéma Figure :	5	6	13	8	9	10	10
T_{\max} — °C	180	240	240	550	550	600	700
T_{\min} — °C	29	29	29	29	29	25	25
p_{\max} — at	10	34	10	100	180	60	60
p_{\min} — at	0,04	0,04	0,04	0,04	0,04	24	24
$\eta_{th.b.}$ — %	23,5	29,2	19,4	37,5	42,0	30,7	38,1
η_c — %	33,3	41,1	41,1	63,3	63,3	65,8	69,4
$\eta_{th.b.}/\eta_c$	0,706	0,710	0,472	0,593	0,663	0,467	0,549
η_{tot} %	23,0	28,6	18,9	36,7	44,1	30,1	37,3
$T_{\text{sortie d'eau}}$ °C	25	25	25	25	25	~ 100	~ 100

à la température maximum du cycle (dans certains cas l'évaporation a même lieu dans le réacteur), car l'on emploiera H₂O ou D₂O comme fluide extracteur de chaleur ce qui entraîne de très faibles différences de température (voir plus haut). La comparaison avec le cycle à vapeur surchauffée à deux pressions (employé si l'extracteur de chaleur est un gaz) est très intéressante. Ce procédé est notamment inférieur au cycle à vapeur saturée travaillant avec la même température maximum. La cause en est que la chaleur disponible se présente sous une forme défavorable. Dans le cas de l'exemple calculé la température d'entrée dans l'échangeur de chaleur est de 260° C, la température de sortie de 135° C. Même avec le cycle à vapeur surchauffée à deux pressions de vaporisation la différence de température moyenne entre les deux fluides ne se laisse pas réduire à des valeurs aussi petites que dans le cycle à vapeur saturée. Ainsi l'intervalle de température est mal utilisé, ce qui apparaît dans la valeur défavorable du quotient $\eta_{th.b.}/\eta_c$. Une puissance relativement élevée est nécessaire pour faire circuler le fluide extracteur de chaleur ; sans cet inconvénient le rendement thermique serait supérieur de deux à trois points. Cependant cette solution a été choisie pour la centrale de Calder Hall. Les raisons sont les suivantes : il ne s'agissait pas d'obtenir un rendement maximum mais bien de construire dans un délai minimum une centrale atomique. À l'état actuel de la technique atomique anglaise le réacteur refroidi à l'aide d'un gaz et modéré au graphite était la solution la plus indiquée, d'où le choix du cycle thermique.

Les cycles à vapeur qui travaillent avec une température maxima $T_{\max} = 550^{\circ}\text{C}$ sont, comme prévu, très avantageux. Comme nous le révèle le quotient $\eta_{th.b.}/\eta_c$, l'intervalle de température n'est pas aussi bien exploité qu'avec un cycle à vapeur saturée ; la même remarque

vaut pour les cycles de turbine à gaz qui sont obligés d'utiliser de très hautes températures maximum car ils exploitent mal l'intervalle de température disponible. Les raisons en sont les suivantes. Premièrement, le refroidissement par la source froide n'est pas possible à température constante, alors que c'est le cas pour le condenseur d'une turbine à vapeur. D'autre part, l'échange de puissance considérable à l'intérieur de la machine (turbine + compresseur) entraîne inévitablement des pertes importantes. Il n'est probablement pas possible à la turbine à gaz de conquérir une place prépondérante en s'appuyant sur des avantages thermodynamiques. Si elle peut présenter des avantages réels, ceux-ci devront être d'autre nature, par exemple une plus grande simplicité de conception et d'installation, d'où une diminution des frais. Cependant la turbine à gaz possède un avantage incontesté si un consommateur de chaleur se trouve à proximité immédiate de la centrale atomique ; dans ce cas la chaleur résiduelle des gaz de la turbine peut être encore exploitée, alors que la chaleur disponible dans le condenseur d'une turbine à vapeur est perdue vu son niveau de température. Afin d'évaluer la possibilité d'exploitation de la chaleur résiduelle, nous avons indiqué la température de sortie de l'eau de refroidissement pour les différents cycles (voir table IV).

De ces quelques réflexions, nous déduisons qu'il est possible de construire des centrales atomiques ayant un rendement de 20 à 30 % à l'aide de réacteurs fonctionnant avec une température maximum de 200 à 300 °C. Le développement de réacteurs à haute température n'est pas une condition nécessaire à la création de centrales atomiques rentables. Du point de vue purement thermodynamique, l'emploi de températures élevées est naturellement souhaitable ; pour certaines applications, cela est même absolument nécessaire. Mais des températures

élevées ne sont possibles qu'avec de l'uranium enrichi d'un prix élevé et dont la fabrication entraîne une forte consommation d'énergie.

Il est à l'heure actuelle difficile de prévoir quelle solution sera la plus intéressante du point de vue économique. Le point le plus important n'est pas le rendement thermique mais bien l'ampleur du total des moyens investis. Une augmentation du rendement n'a de sens que si elle entraîne une baisse de l'investissement total.

De ce point de vue il est nécessaire de considérer l'ensemble de ce que l'on peut appeler l'« économie ato-

mique » et non pas seulement la centrale atomique elle-même. Cette économie atomique comprend entre autres la fabrication et la régénération du combustible, l'utilisation des isotopes naturels, la production d'isotopes artificiels, l'utilisation des déchets et des produits radioactifs. Dans l'avenir immédiat l'économie atomique européenne portera son effort principal sur les combustibles naturels et faiblement enrichis. Peut-être en sera-t-il ainsi pour une très longue période. C'est pourquoi il est important de se rendre compte que cette limitation n'empêche en rien le développement des centrales atomiques.

621.039.4 LES RÉACTEURS EXPÉRIMENTAUX

par JACQUES LALIVE D'EPINAY, ing. E.P.F.

S. A. Brown Bovier & C^{ie}, Baden

Les exposés précédents sur la physique nucléaire vous ont offert ce qu'on pourrait appeler une nourriture spirituelle et c'est à moi qu'incombe maintenant la tâche de présenter le réacteur ou plus exactement le réacteur nucléaire, siège de la réaction en chaîne, et d'entrer ainsi dans le domaine des réalisations.

H. S. Isbin, de l'Université de Minnesota (U.S.A.), avait préparé pour la Conférence de Genève une liste des quelque quarante réacteurs expérimentaux actuellement en service, auxquels on peut ajouter une vingtaine d'installations en construction. Je n'ai pas l'intention d'en faire l'énumération ni même de donner de quelques-unes une description complète, car tous ces réacteurs ont déjà été l'objet de nombreuses publications, autant à Genève que dans la plupart des revues techniques et scientifiques.

Il est intéressant de grouper dans un tableau synoptique les caractéristiques distinctives du réacteur d'où ressortira la grande diversité des réalisations possibles.

Rappelons que l'on désigne par matériau fissile un élément qui lors de la fission de son noyau produit plus

de neutrons qu'il n'en absorbe, et par matériau fertile un élément susceptible de se transformer en matériau fissile.

Des considérations de physique nucléaire excluent certaines combinaisons, par exemple l'uranium naturel - H₂O - acier - neutrons rapides - répartition homogène, d'autre part l'emploi simultané d'uranium fortement enrichi et d'eau lourde n'aurait aucun sens. Il faut donc se garder de calculer le nombre de combinaisons possibles des éléments du tableau, ce qui conduirait à plus de 120 000 cas. Plus de 1000 réacteurs à uranium enrichi semblent concevables et une centaine à uranium naturel. Actuellement une dizaine seulement de types différents de réacteurs producteurs d'énergie utile sont à l'étude ou à l'essai.

Nous expliquerons le principe de fonctionnement d'un réacteur à l'aide de la coupe schématique de la première réalisation française, en fonction depuis le 15 décembre 1948 (fig. 1). L'ensemble est constitué par une cuve *C* contenant de l'eau lourde, dans laquelle plongent des barres d'uranium *U* ainsi que les barres

TABLEAU
Caractéristiques distinctives des réacteurs

Matériaux						Etat			
fissile		fertile	modér.	réfrig.	réflect.	gaines	neutrons	répart.	mat. fiss.
	%	enrichi							
U 235	0,7	naturel	U 238	H ₂ O	air	H ₂ O	Al		
U 235	< 2	léger		D ₂ O	CO ₂	D ₂ O	Zr		
U 235	2-20	moyen		C	He	C	Mg		
U 235	>20	fort		Be	(N ₂)	Be	Inox.		
Pu 239				BeO	H ₂ O	BeO			
U 233			U 238		D ₂ O				
			Th 232		Na				
					NaK				
					Bi				
						U 238			
						Th			