

ÉPREUVE D'ENTRAÎNEMENT — CORRIGÉ

Physique du réacteur RBMK

L'accident de Tchernobyl (26 avril 1986)

1 Le réacteur RBMK-1000 et son cycle thermodynamique

Seuls les résultats à deux chiffres significatifs sont validés à l'exception des questions 1 et 2 et à l'exception des tableaux (dans le cas contraire il est indiqué (cs) sur la copie). Si le nombre de chiffres significatifs est respecté, une tolérance large est appliquée sur la valeur de ces chiffres



beaucoup de points perdus à cause de résultats sans unités (SI) ou d'erreurs bêtes amenant à des résultats non homogènes (H)

1.1 Énergétique de la fission

1)



Les neutrons produits ne sont pas comptabilisés : leur énergie est utilisée ensuite pour les fissions

L'énergie libérée par fission vaut

$$E_f = 200 \times 10^6 \times 1,6 \times 10^{-19} = \boxed{3,2 \times 10^{-11} \text{ J}}.$$

À puissance nominale, le nombre de fissions par seconde est

$$N = \frac{P_{\text{th}}}{E_f} = \frac{3,2 \times 10^9}{3,2 \times 10^{-11}} = \boxed{1,0 \times 10^{20} \text{ fissions} \cdot \text{s}^{-1}}.$$

2)



Aucun système matériel ne peut avoir une vitesse supérieure à c

La vitesse se déduit de $E = \frac{1}{2}mv^2$, soit $v = \sqrt{2E/m}$, avec $m = m_n \simeq 1,67 \times 10^{-27} \text{ kg}$. Avec $E_0 = 2 \text{ MeV} = 3,2 \times 10^{-13} \text{ J}$ et $E_{\text{th}} = 25 \text{ MeV} = 4 \times 10^{-21} \text{ J}$:

$$v_{\text{fission}} = \sqrt{\frac{2E_0}{m_n}} \simeq \boxed{2,0 \times 10^7 \text{ m s}^{-1}}, \quad v_{\text{th}} = \sqrt{\frac{2E_{\text{th}}}{m_n}} \simeq \boxed{2,2 \times 10^3 \text{ m s}^{-1}}.$$

La modération divise la vitesse par un facteur $\sim 10^4$ (l'énergie par $\sim 10^8$).

Les deux vitesses restent très inférieures à c ($v_{\text{fission}}/c \simeq 0,07$) : le traitement classique est légitime.

La vitesse thermique, $\sim 2 \text{ km s}^{-1}$, est du même ordre que celle de l'agitation thermique des noyaux du modérateur.

3)



Attention aux ordres de grandeur ! trouver 100 milliards de tonnes de charbon en un jour n'a absolument aucun sens de même trouver 1 microgramme d'uranium n'a pas de sens. N'encadrez pas de tels résultats

En un jour ($\simeq 8,6 \times 10^4 \text{ s}$), le nombre de fissions vaut $N_j = 10^{20} \times 8,6 \times 10^4 \simeq 8,6 \times 10^{24}$, soit une quantité de matière

$$n = \frac{N_j}{N_A} = \frac{8,6 \times 10^{24}}{6,0 \times 10^{23}} \simeq 14 \text{ mol},$$

puis

$$m = n M(^{235}\text{U}) \simeq 14,3 \times 235 \simeq \boxed{3,4 \times 10^3 \text{ g} = 3,4 \text{ kg}}.$$

L'énergie thermique produite en un jour vaut $E_j = P_{\text{th}} \Delta t = 3,2 \times 10^9 \times 8,6 \times 10^4 \simeq 2,8 \times 10^{14} \text{ J}$; il faudrait brûler

$$m_{\text{charbon}} = \frac{E_j}{3 \times 10^7} \simeq \boxed{9,2 \times 10^6 \text{ kg} \approx 9,2 \times 10^3 \text{ tonnes de charbon par jour}}.$$

Rq : le rapport des masses, $\sim 3 \times 10^6$, reflète le rapport entre l'énergie de liaison nucléaire ($\sim \text{MeV}$ par nucléon) et l'énergie de liaison chimique ($\sim \text{eV}$ par atome). C'est toute la densité énergétique du nucléaire : trois kilogrammes par jour contre cent wagons de charbon.

4)



Question mal traitée, lisez bien le corrigé

Choc frontal élastique à une dimension : notons v la vitesse initiale du neutron, v' et V les vitesses finales du neutron et du noyau. La conservation de la quantité de mouvement et de l'énergie cinétique s'écrit

$$mv = mv' + AmV, \quad \frac{1}{2}mv^2 = \frac{1}{2}mv'^2 + \frac{1}{2}AmV^2.$$

On en tire les résultats classiques du choc élastique :

$$v' = \frac{1-A}{1+A}v, \quad V = \frac{2}{1+A}v.$$

La fraction d'énergie cédée au noyau vaut donc

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{Am V^2}{m v^2} = A \left(\frac{2}{1+A} \right)^2 \Rightarrow \boxed{\frac{\Delta E}{E} = \frac{4A}{(1+A)^2}}$$

Applications numériques :

$$A = 1 : \quad \frac{\Delta E}{E} = 1 \text{ (le neutron s'arrête)}; \quad A = 12 : \quad \frac{\Delta E}{E} = \frac{48}{169} \simeq 0,28.$$

L'hydrogène est le modérateur idéal, mais sa section efficace de capture est environ cent fois plus grande que celle du carbone ($\sigma_H \simeq 0,33$ barn contre $\sigma_C \simeq 0,003$ barn) : dans un réacteur modéré à l'eau légère, une fraction notable des neutrons est perdue par capture sur l'hydrogène, ce qui impose un combustible enrichi (3 à 5 % de ^{235}U). Le graphite, qui ne capture presque rien, permet d'atteindre la criticité avec de l'uranium très faiblement enrichi ($\sim 2\%$) : c'est un choix économique, au prix d'un cœur beaucoup plus volumineux (il faut une centaine de collisions, cf. question suivante).

5) Chaque collision réduit $\ln E$ de ξ_C en moyenne ; il faut donc

$$n = \frac{1}{\xi_C} \ln \frac{E_0}{E_{\text{th}}} = \frac{1}{0,16} \ln \left(\frac{2 \times 10^6}{25 \times 10^{-3}} \right) = \frac{\ln(8 \times 10^7)}{0,16} \simeq \frac{18}{0,16} \simeq \boxed{1,1 \times 10^2 \text{ collisions}}.$$

Rq : l'énoncé rappelle qu'un REP (modéré à l'eau légère, $\xi \simeq 0,9$) n'en demande qu'une vingtaine : le graphite en exige environ cinq fois plus, d'où un cœur bien plus volumineux — 7 m de haut, 12 m de diamètre, 1700 tonnes de graphite, contre ~ 4 m pour la cuve d'un REP.

1.2 Le cycle eau-vapeur

6)



Ne pas écrire le titre d'une vapeur sèche ou d'un liquide seul

Les deux cycles sont tracés sur la figure 1 (le second est étudié à la question 12). Lectures sur le diagramme :

$$T_{\text{sat}}(70 \text{ bar}) \simeq 285^\circ\text{C} \simeq 560 \text{ K}, \quad T_{\text{sat}}(0,04 \text{ bar}) \simeq 30^\circ\text{C} \simeq 300 \text{ K}.$$

A est sur la courbe d'ébullition à 0,04 bar, B quasiment confondu avec A (cf. question 8), C sur la courbe de rosée à 70 bar, D dans le domaine diphasique à 0,04 bar, sur l'isentropique passant par C. Les lectures (à deux chiffres significatifs) donnent :

État	T ($^\circ\text{C}$)	P (bar)	h (kJ kg^{-1})	x
A	30	0,04	$1,2 \times 10^2$	0
B	$\simeq 30$	70	$1,2 \times 10^2$	— (liquide)
C	285	70	$2,8 \times 10^3$	1
D	30	0,04	$1,8 \times 10^3$	0,67

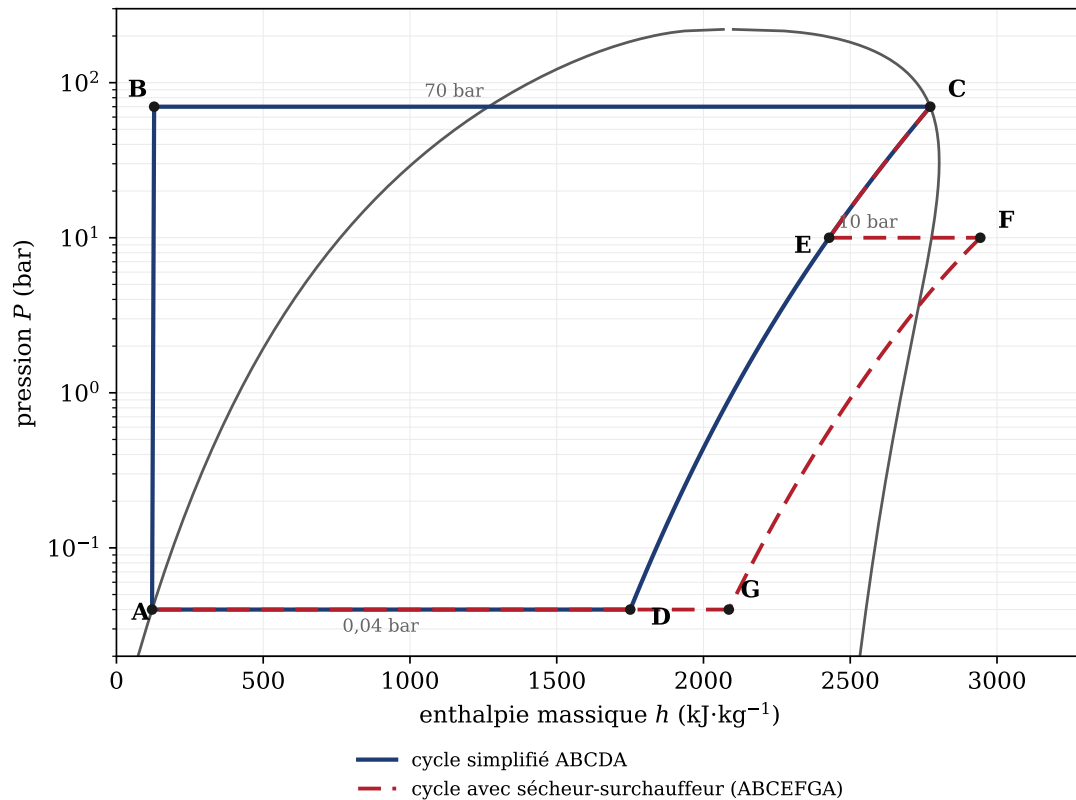


Figure 1: Cycles tracés sur le diagramme des frigoris : cycle simplifié ABCD (trait plein) et cycle amélioré avec sécheur-surchauffeur ABCEFG (détentes fractionnées, en tireté). La compression $A \rightarrow B$ est invisible à cette échelle ($\Delta h \simeq 7 \text{ kJ kg}^{-1}$).

(les valeurs de D — h_D et x_D — se lisent en suivant l'isentropique issue de C ; elles sont précisées à la question 10.)

7) Démonstration PPI



Encore des erreurs sur le PPI

Bilan d'énergie (totale)

- On considère le système fermé (S^*) coïncidant à l'instant t avec le système ouvert (S), comme représenté figure 2. On considère que l'écoulement est stationnaire.

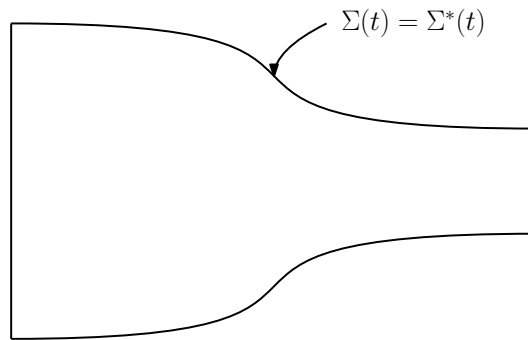


Figure 2: Système ouvert et système fermé coïncidant à l'instant t

- À l'instant $t + dt$, le système fermé s'est déplacé, comme représenté figure 3.

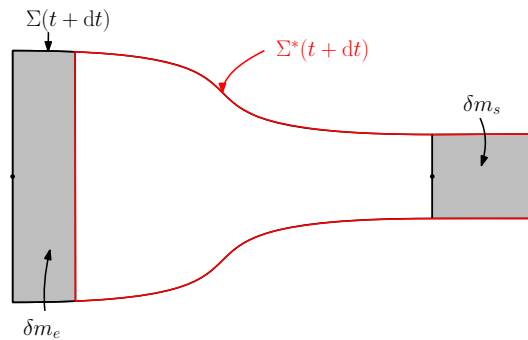


Figure 3: Système ouvert et système fermé à l'instant $t + dt$

- L'énergie totale E de (S^*) , grandeur extensive s'écrit donc :

- À l'instant t :

$$E^*(t) = E(t)$$

- À l'instant $t + dt$:

$$E^*(t + dt) = E(t + dt) - \delta m_e e_e + \delta m_s e_s$$

où e est l'énergie totale massique.

- En différenciant ces deux expressions, on obtient :

$$E^*(t + dt) - E^*(t) = E(t + dt) - E(t) - \delta m_e e_e + \delta m_s e_s$$

Soit, en divisant par dt , et en utilisant la notation différentielle « D » pour les dérivées particulaire :

$$\frac{DE}{Dt} = \frac{dE}{dt} - \frac{\delta m_e}{dt} e_e + \frac{\delta m_s}{dt} e_s$$

- En régime stationnaire :

- L'énergie totale E du système ouvert (S) est indépendante du temps,
- Le débit massique se conserve :

$$D_m = \frac{\delta m_e}{dt} = \frac{\delta m_s}{dt}$$

On obtient donc :

$$\frac{DE}{Dt} = D_m (e_s - e_e)$$

- Le premier principe de la thermodynamique s'écrivant :

$$\frac{DE}{Dt} = \frac{\delta W}{dt} + \frac{\delta Q}{dt}$$

on obtient :

$$\frac{DE}{Dt} = D_m (e_s - e_e) = \frac{\delta W}{dt} + \frac{\delta Q}{dt}$$

PPI

- On se place en régime stationnaire et on part du premier principe sous forme de bilan pour la partie active représentée figure 4.

$$D_m (e_s - e_e) = \dot{W} + \dot{Q}$$

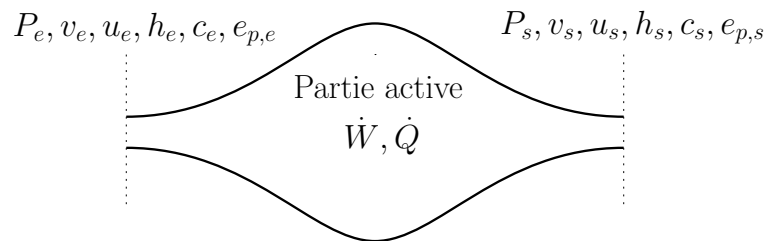


Figure 4: Partie active d'une installation industrielle

Où :

- D_m est le débit massique,
- e_s et e_e sont les énergies mécaniques massiques en sortie et en entrée de la partie active :

$$e_s = u_s + \frac{c_s^2}{2} + e_{p,s}$$

$$e_e = u_e + \frac{c_e^2}{2} + e_{p,e}$$

- (c_s et c_e étant les vitesses d'écoulement du fluide à la sortie et à l'entrée de la partie active et $e_{p,s}$ et $e_{p,e}$ étant les énergies potentielles massique du fluide à la sortie et à l'entrée de la partie active.
- $\dot{W}$ est la puissance mécanique reçue par le fluide en écoulement à la traversée de la partie active,
 - $\dot{Q}$ est la puissance thermique reçue par le fluide en écoulement à la traversée de la partie active.

- On sépare la puissance mécanique en deux :

$$\dot{W} = \dot{W}_u + \dot{W}_p$$

Où

- $\dot{W}_u$ est la puissance mécanique reçue par le système provenant des pièces mobiles présentes dans la partie active.
- $\dot{W}_p$ est la puissance des forces de pression en entrée et en sortie de la partie active.

- On a donc :

$$\dot{W}_p = \frac{\delta W_p}{dt} = \frac{P_e \delta V_e}{dt} - \frac{P_s \delta V_s}{dt} = \frac{P_e v_e \delta m_e}{dt} - \frac{P_s v_s \delta m_s}{dt}$$

Où : v_e et v_s sont les volumes massiques du fluide en entrée et en sortie de la partie active.

- En régime stationnaire, les débits massiques étant égaux à D_m , on obtient :

$$\dot{W}_p = D_m (P_e v_e - P_s v_s)$$

- On obtient donc :

$$D_m \left(\underbrace{u_s + P_s v_s}_{h_s} - \underbrace{\left(u_e + P_e v_e \right)}_{h_e} \right) + \frac{D_m}{2} (c_s^2 - c_e^2) + D_m (e_{p,s} - e_{p,e}) = \dot{W}_u + \dot{Q}$$

Où h_e et h_s sont les enthalpies massiques du fluide à l'entrée et à la sortie de la partie active.

- En négligeant les variations d'énergie cinétique et d'énergie potentielle du fluide entre l'entrée et la sortie de la partie active, on obtient :

$$D_m (h_s - h_e) = \dot{W}_u + \dot{Q}$$

Soit :

$$h_s - h_e = w_u + q$$

8)



Question très mal traitée !! il fallait appliquer le ppi puis ensuite trouver les enthalpies massiques à partir de $dh = Tds + v dP$

La pompe est adiabatique : le premier principe pour l'écoulement stationnaire donne $h_B - h_A = w_{pompe}$.

Pour exprimer la différence des enthalpies massiques, on utilise l'identité thermodynamique :

$$dh = Tds + v dP$$

On suppose que la compression se fait de manière isentropique, l'identité se réduit à :

$$dh = v_\ell dP$$

(compression isentropique, $ds = 0$), d'où :

$$h_B - h_A = v_\ell (P_0 - P_{cond})$$

D'où :

$$w_{\text{pompe}} = v_{\ell} (P_0 - P_{\text{cond}}) = 10^{-3} \times (70 - 0,04) \times 10^5 \simeq \boxed{7,0 \times 10^3 \text{ J kg}^{-1} = 7,0 \text{ kJ kg}^{-1}}.$$

Ce travail est négligeable devant les variations d'enthalpie mises en jeu dans le reste du cycle ($\sim 10^3 \text{ kJ kg}^{-1}$) : on confond donc $h_B \simeq h_A \simeq 120 \text{ kJ kg}^{-1}$ (lecture sur le diagramme).



Il est interdit d'écrire un équivalent à zéro

9) On applique ce résultat successivement aux trois organes (aucune pièce mobile dans le cœur ni le condenseur, turbine adiabatique) :

$$q_c = h_C - h_B \simeq h_C - h_A, \quad w_{\text{turb}} = h_D - h_C < 0, \quad q_f = h_A - h_D < 0.$$

10) La détente $C \rightarrow D$ est isentropique : on lit $s_C \simeq 5,8 \text{ kJ kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$ en C, et l'on suit l'isentropique correspondante jusqu'à 0,04 bar. On lit alors, à l'aide des courbes iso-titre :

$$\boxed{x_D \simeq 0,67, \quad h_D \simeq 1,8 \times 10^3 \text{ kJ kg}^{-1}} \quad (\text{plus précisément } h_D \simeq 1750 \text{ kJ kg}^{-1}).$$

Un tiers de la masse du fluide est donc liquide en fin de détente : les gouttelettes, portées à grande vitesse, érodent et fatiguent les ailettes des derniers étages de la turbine — c'est inacceptable pour la tenue mécanique de la machine.

11)



Une centrale thermique est un moteur et non pas une pompe à chaleur ni un frigo ! Dans l'écriture du rendement on met tous les travaux au numérateur et tous les transferts thermiques positifs au dénominateur

Le rendement du cycle est le rapport du travail récupéré au transfert thermique fourni par le cœur :

$$\eta = \frac{|w_{\text{turb}}|}{q_c} = \frac{h_C - h_D}{h_C - h_A} = \frac{2770 - 1750}{2770 - 120} = \frac{1020}{2650} \simeq \boxed{0,4}.$$

Le rendement de Carnot entre les températures de saturation vaut

$$\eta_C = 1 - \frac{T_f}{T_c} = 1 - \frac{303}{558} \simeq 1 - 0,54 = 0,46,$$

et le rendement global réel $\eta_r = P_e / P_{\text{th}} = 1000 / 3200 \simeq 0,3$. On a bien $\eta_r < \eta < \eta_C$:

- $\eta < \eta_C$ car le cycle n'est pas un cycle de Carnot : l'échauffement $B \rightarrow C$ n'est pas isotherme, le fluide reçoit de la chaleur du cœur alors que sa température est très inférieure à T_c , ce qui constitue une irréversibilité de transfert thermique ; C'est le théorème de Carnot qui affirme que rendement de Carnot associé à un cycle quelconque est toujours supérieur au rendement de ce cycle.

- $\eta_r < \eta$ à cause des irréversibilités réelles : détente non isentropique, pertes de charge, consommation des auxiliaires (les huit pompes de circulation absorbent plusieurs dizaines de mégawatts), rendement de l'alternateur.

12) Le cycle amélioré est tracé en tireté sur la figure 1. Lectures :

- détente HP le long de l'isentropique $s_C \simeq 5,8$ jusqu'à 10 bar : $h_E \simeq 2,4 \times 10^3 \text{ kJ kg}^{-1}$;
- point F à l'intersection de l'isobare 10 bar et de l'isotherme 250°C (vapeur surchauffée) : $h_F \simeq 2,9 \times 10^3 \text{ kJ kg}^{-1}$, et l'on relève $s_F \simeq 6,9 \text{ kJ kg}^{-1} \text{ K}^{-1}$;
- détente BP le long de cette isentropique jusqu'à 0,04 bar :

$$x_G \simeq 0,81, \quad h_G \simeq 2,1 \times 10^3 \text{ kJ kg}^{-1}.$$

Récapitulatif des états ajoutés :

État	$T (^\circ\text{C})$	$P (\text{bar})$	$h (\text{kJ kg}^{-1})$	x
E	180	10	$2,4 \times 10^3$	0,83
F	250	10	$2,9 \times 10^3$	— (surchauffée)
G	29	0,04	$2,1 \times 10^3$	0,81



Le rendement ici a été très souvent faux !

Le travail massique récupéré et la chaleur fournie valent désormais

$$|w'| = (h_C - h_E) + (h_F - h_G) = 340 + 850 = 1190 \text{ kJ kg}^{-1},$$

$$q' = (h_C - h_A) + (h_F - h_E) = 2650 + 510 = 3160 \text{ kJ kg}^{-1},$$

d'où le rendement

$$\eta' = \frac{1190}{3160} = \frac{119}{316} \simeq \boxed{0,38}.$$

Le rendement est quasiment inchangé (très légèrement inférieur, car la chaleur de surchauffe est apportée à température modérée), mais le titre en la vapeur reste bien plus sèche tout au long de la détente fractionnée ($x_E \simeq 0,83$ après le corps HP, $x_G \simeq 0,81$ après le corps BP), contre $x_D \simeq 0,67$ pour la détente simple : le véritable intérêt du sécheur-surchauffeur n'est pas thermodynamique mais *mécanique* — protéger les ailettes du corps basse pression de l'érosion par les gouttelettes.

Rq : dans les installations réelles, la surchauffe $E \rightarrow F$ est réalisée par de la vapeur vive prélevée en sortie de cœur, et non par un apport de chaleur extérieur : le bilan global en est encore un peu modifié. Sur le RBMK comme sur les REP, ce composant (SPP, ou GSS en France) est indispensable car la vapeur produite est saturée, non surchauffée.

13) Le débit massique s'obtient à partir de la puissance électrique :

$$\dot{m} = \frac{P_e}{|w_{\text{turb}}|} = \frac{10^9}{1,02 \times 10^6} \simeq \boxed{9,8 \times 10^2 \text{ kg s}^{-1}}.$$

Une tonne de vapeur par seconde, soit l'équivalent d'un mètre cube d'eau liquide chaque seconde : ces débits colossaux expliquent la taille des turbines et la présence de huit pompes de circulation — dont le comportement en cas de perte d'alimentation électrique est précisément l'objet de l'essai du 26 avril.

14) Dans un cycle direct, l'eau qui traverse la turbine sort du cœur : elle est activée (l'azote 16, émetteur γ très énergétique, est produit en continu et, malgré sa courte période, n'a pas complètement disparu pendant les quelques secondes de transit) et véhicule des produits de corrosion activés, voire des produits de fission en cas de rupture de gaine. La salle des machines est donc une zone contrôlée du point de vue de la radioprotection, et toute maintenance sur les turbines et le condenseur en est compliquée. Dans un REP, le circuit primaire (eau liquide à 155 bar) est fermé et cède sa chaleur à un circuit secondaire dans les générateurs de vapeur : la vapeur qui traverse la turbine n'est jamais passée dans le cœur, et la salle des machines est une zone conventionnelle.

1.3 Diffusion thermique dans un crayon combustible

15) La puissance volumique est le rapport de la puissance thermique au volume de combustible. Le volume d' UO_2 vaut $V = m_{\text{comb}} / \rho_{\text{comb}}$, d'où

$$P_V = \frac{P_{\text{th}}}{V} = \frac{P_{\text{th}} \rho_{\text{comb}}}{m_{\text{comb}}} = \frac{3,2 \times 10^9 \times 1,0 \times 10^4}{2 \times 10^5} = 1,6 \times 10^8 \simeq \boxed{1,6 \times 10^8 \text{ W m}^{-3}}.$$

16)



Quelques élèves ont écrit les termes de sources non pas dans le bilan mais dans l'expression de d^2U : c'est faux, à ne pas refaire. N'oubliez pas que dans le bilan on compte les transferts

On applique la loi de Fourier, $\vec{j} = -\lambda \frac{dT}{dr} \vec{u}_r$. En régime permanent, la puissance engendrée dans la coquille cylindrique comprise entre r et $r + dr$ (volume $2\pi r H dr$) est intégralement évacuée par conduction : le flux conductif sortant $\Phi(r) = -\lambda \frac{dT}{dr} 2\pi r H$ augmente donc, de r à $r + dr$, exactement de la puissance créée :

$$\Phi(r + dr) - \Phi(r) = P_V 2\pi r H dr \implies \frac{d\Phi}{dr} = 2\pi H P_V r.$$

En reportant l'expression de Φ et en simplifiant par $2\pi H$:

$$-\lambda \frac{d}{dr} \left(r \frac{dT}{dr} \right) = P_V r \implies \boxed{\frac{1}{r} \frac{d}{dr} \left(r \frac{dT}{dr} \right) + \frac{P_V}{\lambda} = 0}$$

17) Une première intégration donne

$$r \frac{dT}{dr} = -\frac{P_V}{2\lambda} r^2 + C_1.$$

Sur l'axe ($r \rightarrow 0$), la température doit rester finie et, par symétrie, le gradient s'annule : $r \, dT/dr \rightarrow 0$, ce qui impose $C_1 = 0$. Alors $dT/dr = -P_V r / (2\lambda)$, et une seconde intégration donne $T(r) = -P_V r^2 / (4\lambda) + C_2$. La condition de surface $T(R) = T_s$ fixe $C_2 = T_s + P_V R^2 / (4\lambda)$, d'où

$$T(r) = T_s + \frac{P_V}{4\lambda} (R^2 - r^2)$$

Le profil est une *parabole* tournée vers le bas : la température est maximale sur l'axe et décroît de façon quadratique jusqu'à T_s en surface.

18) L'écart cœur-surface s'obtient en faisant $r = 0$:

$$\Delta T = T(0) - T_s = \frac{P_V R^2}{4\lambda} = \frac{1,6 \times 10^8 \times (6 \times 10^{-3})^2}{4 \times 3} = \frac{5,8 \times 10^3}{12} \simeq \boxed{4,8 \times 10^2 \text{ K}}.$$

Cet écart ne dépend que de P_V , R et λ , et non de T_s : il est imposé par la seule évacuation de la chaleur produite, indépendamment du niveau de température auquel se trouve le crayon.

19) En régime nominal, $T_s \simeq 300^\circ\text{C}$, donc

$$T(0) = T_s + \Delta T \simeq 300 + 480 = \boxed{7,8 \times 10^2 \text{ }^\circ\text{C}}.$$

La température de fusion de l' UO_2 étant $T_{\text{fus}} \simeq 2850^\circ\text{C}$, la marge disponible est $T_{\text{fus}} - T(0) \simeq 2,1 \times 10^3 \text{ K}$: très confortable en fonctionnement nominal. Le combustible est donc, en marche normale, loin de la fusion.

20) Le cœur atteindrait la fusion pour un écart $\Delta T_{\text{fus}} = T_{\text{fus}} - T_s \simeq 2850 - 300 = 2550 \text{ K}$. Comme $\Delta T \propto P_V$ à T_s fixée, il faudrait multiplier la puissance volumique par

$$\frac{\Delta T_{\text{fus}}}{\Delta T} \simeq \frac{2550}{480} \simeq \boxed{5,3}.$$

Or l'excursion prompt-critique de la nuit du 26 avril multiplie la puissance par un facteur ~ 100 (question 37) en une fraction de seconde : le facteur 5,3 est franchi sans commune mesure, et la marge de sûreté soigneusement ménagée en régime nominal est anéantie quasi instantanément.

Rq : ce raisonnement stationnaire donne la marge *avant* l'accident ; il ne décrit pas l'excursion elle-même, trop rapide pour laisser la chaleur diffuser. C'est pourquoi l'échauffement réel se calcule en régime *adiabatique* à la question 38, où l'on retrouve $\Delta T \sim 3 \times 10^3 \text{ K}$, bien au-delà des $2 \times 10^3 \text{ K}$ de marge établis ci-dessus.

1.4 Diffusion des neutrons dans le cœur

21) Sur un volume fixe, la variation du nombre de neutrons est la somme de la production, de l'absorption (comptée négativement) et des fuites. Par unité de volume : la production vaut $k_\infty \nu_a n$ (chaque absorption engendre en moyenne k_∞ neutrons), l'absorption $-\nu_a n$,

et les fuites $-\operatorname{div} \vec{j} = +D \Delta n$ (loi de Fick $\vec{j} = -D \vec{\nabla} n$). D'où $\frac{\partial n}{\partial t} = D \Delta n + (k_\infty - 1) \nu_a n$, soit, par identification avec $\partial_t n = A_1 \Delta n + A_2 \nu_a n$,

$$\boxed{A_1 = D, \quad A_2 = k_\infty - 1}$$

22) On injecte $n = f(\vec{r}) g(t)$ et l'on divise par $f g$:

$$\frac{1}{g} \frac{dg}{dt} = D \frac{\Delta f}{f} + (k_\infty - 1) \nu_a.$$

Le membre de gauche ne dépend que de t , celui de droite que de $\vec{r}$: tous deux sont égaux à une même constante. En posant $\Delta f / f = -B^2$, la partie spatiale vérifie $\boxed{\Delta f + B^2 f = 0}$ et la partie temporelle

$$\frac{1}{g} \frac{dg}{dt} = (k_\infty - 1) \nu_a - DB^2 \equiv p \implies g = g_0 e^{pt},$$

soit, avec $L^2 = D / \nu_a$,

$$\boxed{p = \nu_a [(k_\infty - 1) - L^2 B^2]}$$

23) Le laplacien cylindrique (annexe) donne $\Delta f = \frac{1}{r} \frac{d}{dr} (r F') h + F h''$, et l'équation $\Delta f + B^2 f = 0$, divisée par $f = Fh$, se sépare :

$$\underbrace{\frac{1}{rF} \frac{d}{dr} \left(r \frac{dF}{dr} \right) + B^2}_{\text{fonction de } r} + \underbrace{\frac{h''}{h}}_{\text{fonction de } z} = 0.$$

Chaque groupe ne dépendant que d'une variable, tous deux sont constants ; on pose $h''/h = -k_z^2$.

Partie axiale.



Il fallait justifier que $h(z)$ était sinusoïdale et que leur le fondamental n'existait !

On cherche $f(r, z) = F(r) h(z)$ (indépendante de θ) La densité s'annule aux deux extrémités, $h(0) = h(H) = 0$. Si la constante était positive ($h''/h = +k_z^2$), h serait combinaison des exponentielles réelles $e^{\pm k_z z}$, qui ne peut s'annuler en deux points distincts sans être identiquement nulle. La constante est donc *négative*, $h'' = -k_z^2 h$: h est *sinusoïdale*,

$$h(z) = a \sin(k_z z) + b \cos(k_z z).$$

$h(0) = 0$ impose $b = 0$; $h(H) = 0$ impose $\sin(k_z H) = 0$, soit $k_z = n\pi/H$. Le mode *fondamental* (densité positive partout à l'intérieur, sans nœud) correspond à $n = 1$:

$$h(z) = h_0 \sin \frac{\pi z}{H}, \quad \frac{h''}{h} = -\frac{\pi^2}{H^2}.$$

Partie radiale.



peu de personne ont pensé à prendre $a_2 = 0$ à cause des problèmes de divergence

Il reste alors

$$F'' + \frac{1}{r} F' + \left(B^2 - \frac{\pi^2}{H^2} \right) F = 0.$$

En multipliant par r^2 , on identifie l'équation de Bessel de l'annexe ($m = 0$, $k^2 = B^2 - \pi^2/H^2$), de solution générale $F(r) = a_1 J_0(kr) + a_2 Y_0(kr)$. Comme Y_0 diverge en $r = 0$ (annexe), la densité — finie — impose $a_2 = 0$: $F(r) = a_1 J_0(kr)$. Cette fonction ne s'annule pas entre l'axe et le bord ; s'annulant en $r = R$, ce rayon est son *premier* zéro, $kR = \chi_{0,1} \simeq 2,405$, d'où $k = 2,405/R$ et

$$B^2 = \left(\frac{2,405}{R} \right)^2 + \left(\frac{\pi}{H} \right)^2$$

24) Le régime permanent (population stationnaire) impose $p = 0$, soit la condition de criticité

$$k_\infty - 1 = L^2 B^2$$

Numériquement, avec $R \simeq 6$ m et $H \simeq 7$ m :

$$B^2 = \left(\frac{2,405}{6} \right)^2 + \left(\frac{\pi}{7} \right)^2 \simeq 0,16 + 0,20 \simeq 0,36 \text{ m}^{-2},$$

puis, avec $L \simeq 0,5$ m ($L^2 \simeq 0,25 \text{ m}^2$),

$$k_\infty = 1 + L^2 B^2 \simeq 1 + 0,25 \times 0,36 \simeq \boxed{1,09}.$$

Un excédent de reproduction de $\sim 9\%$ en milieu infini suffit : c'est que les fuites $L^2 B^2$ sont faibles, précisément parce que le cœur est énorme (B petit). Or le graphite exige une centaine de collisions pour thermaliser un neutron (question 5), donc une grande longueur de diffusion L ; pour que $L^2 B^2$ reste petit, il faut B petit, donc R et H grands. Un cœur de graphite est ainsi nécessairement volumineux (ici 12 m de diamètre) — là où l'eau d'un REP, bien meilleur ralentisseur, permet un cœur de quelques mètres.

25) Partant de $p = v_a [(k_\infty - 1) - L^2 B^2]$, on met $(k_\infty - 1) - L^2 B^2 = (1 + L^2 B^2) \left[\frac{k_\infty}{1 + L^2 B^2} - 1 \right] = (1 + L^2 B^2)(k - 1)$. Donc

$$p = v_a (1 + L^2 B^2) (k - 1) = \frac{k - 1}{\Lambda} \implies \boxed{\frac{dn}{dt} = \frac{k - 1}{\Lambda} n}$$

avec $k = k_\infty / (1 + L^2 B^2)$ et $\Lambda = 1 / [v_a (1 + L^2 B^2)]$.

Rq : $n(t)$ est l'amplitude d'une forme spatiale f figée (le mode fondamental) : ce n'est pas une densité uniforme, mais l'amplitude commune à tout le cœur tant que le profil reste celui de J_0 . C'est ce qui légitime le modèle « ponctuel » de la cinétique qui suit. Comme les fuites sont faibles, $\Lambda \simeq 1/v_a \simeq 10^{-3}$ s.

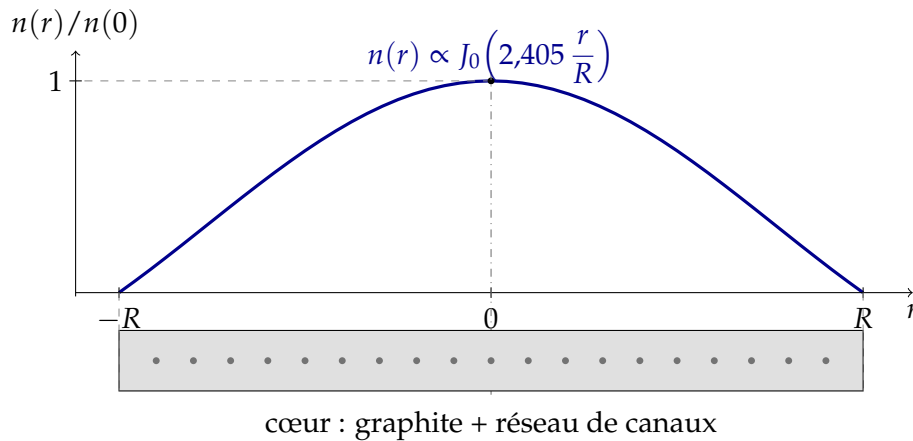


Figure 5: Mode fondamental de la densité neutronique dans le cœur (coupe radiale). L'enveloppe lisse $n(r) \propto J_0(2,405 r/R)$, piquée sur l'axe et nulle au bord ($r = R$), module à l'échelle du cœur (plusieurs mètres) la structure fine du réseau de canaux (points), que le modèle homogénéise.

2 Les causes physiques de l'accident

2.1 Cinétique de la réaction en chaîne

26) Avec $\beta = 0$, la seconde équation devient $\dot{C} = -\lambda C$ (en l'absence de neutrons retardés, il n'y a pas de précurseurs : $C \equiv 0$), et la première redonne $\dot{n} = (k - 1) n / \Lambda$, soit le taux $p = (k - 1) / \Lambda$. Pour $k = 1,005$:

$$p = \frac{5 \times 10^{-3}}{10^{-3}} = \boxed{5 \text{ s}^{-1}}, \quad t = \frac{\ln 1000}{p} \simeq \frac{6,9}{5} \simeq \boxed{1,4 \text{ s}}.$$

La puissance serait multipliée par mille en à peine plus d'une seconde pour un excès de réactivité de 0,5 % seulement : aucun opérateur, ni même aucun système mécanique (les barres mettent plusieurs secondes à bouger), ne peut suivre. Un réacteur fonctionnant sur les seuls neutrons prompts serait impilotable.

27) On injecte n , $C \propto e^{pt}$. La seconde équation donne $C = \frac{k\beta}{\Lambda} \frac{n}{p + \lambda}$; reportée dans la première, elle fournit l'équation caractéristique $p\Lambda = k(1 - \beta) - 1 + k\beta\lambda / (p + \lambda)$. Avec $k(1 - \beta) - 1 = k(\rho - \beta)$ (car $k - 1 = k\rho$) et en multipliant par $(p + \lambda)$: $\Lambda p(p + \lambda) = k(\rho - \beta)(p + \lambda) + k\beta\lambda$. En développant $(k(\rho - \beta)\lambda + k\beta\lambda = k\lambda\rho)$:

$$\boxed{\Lambda p^2 + [\Lambda\lambda + k(\beta - \rho)] p - k\lambda\rho = 0}$$



Gros manque de rigueur voir arnaques sur cette question

Notons p_r, p_l ses racines. Les relations entre coefficients et racines donnent

$$p_r + p_l = -\frac{\Lambda\lambda + k(\beta - \rho)}{\Lambda}, \quad p_r p_l = -\frac{k\lambda\rho}{\Lambda}.$$

Le *produit* est négatif : les deux racines sont de signes opposés. Le petit Λ au dénominateur rend l'une *grande* (rapide) devant l'autre (lente), $|p_l| \ll |p_r|$; la *somme* est alors dominée par la rapide :

$$p_{\text{rapide}} \simeq p_r + p_l = -\frac{\Lambda\lambda + k(\beta - \rho)}{\Lambda} \simeq \boxed{-\frac{k(\beta - \rho)}{\Lambda}}$$

(on néglige $\Lambda\lambda \simeq 8 \times 10^{-5}$ devant $k(\beta - \rho)$). La racine lente s'en déduit par le *produit* :

$$p_{\text{lent}} = \frac{p_r p_l}{p_{\text{rapide}}} = \frac{-k\lambda\rho/\Lambda}{-k(\beta - \rho)/\Lambda} \simeq \boxed{\frac{\lambda\rho}{\beta - \rho}}$$

28) (a) Pour $\rho < \beta$: $\beta - \rho > 0$, donc $p_{\text{rapide}} < 0$ (mode *amorti*) et $p_{\text{lent}} > 0$ (mode *croissant*). La solution est $n(t) = A e^{p_{\text{rapide}} t} + B e^{p_{\text{lent}} t}$: le premier terme, de temps caractéristique $1/|p_{\text{rapide}}| \simeq \Lambda/(\beta - \rho) \sim 0,5 \text{ s}$, s'éteint vite (c'est le *saut prompt*) ; ne subsiste que la croissance lente.

Pour $k = 1,005$: $\rho = (k - 1)/k \simeq 5,0 \times 10^{-3}$, $\beta - \rho \simeq 2,0 \times 10^{-3}$, $\lambda = 1/t_d \simeq 7,7 \times 10^{-2} \text{ s}^{-1}$. D'où

$$p_{\text{lent}} = \frac{\lambda\rho}{\beta - \rho} \simeq \frac{7,7 \times 10^{-2} \times 5,0 \times 10^{-3}}{2,0 \times 10^{-3}} \simeq \boxed{0,19 \text{ s}^{-1}},$$

soit une période $1/p_{\text{lent}} \simeq 5,2 \text{ s}$ et un temps de multiplication par 1000 $t = \ln 1000/p_{\text{lent}} \simeq 6,9/0,19 \simeq \boxed{36 \text{ s}}$. Face aux 1,4 s de la question 26 (sans retardés), les neutrons retardés ralentissent la divergence d'un facteur ~ 25 : le réacteur redevient *pilotable* (au moins par le système automatique).

(b) $p_{\text{rapide}} = -k(\beta - \rho)/\Lambda$ s'annule en $\rho = \beta$, puis *change de signe* : pour $\rho > \beta$,

$$p_{\text{rapide}} = \frac{k(\rho - \beta)}{\Lambda} > 0,$$

de l'ordre de $1/\Lambda \simeq 10^3 \text{ s}^{-1}$. La divergence n'est plus tempérée par les retardés : elle se fait sur les seuls neutrons *prompts*, à l'échelle $\Lambda \simeq 10^{-3} \text{ s}$ (régime *prompt-critique*). Le seuil $\rho = \beta$ est une *falaise* : en deçà, dynamique lente ($\sim$ dizaines de secondes) ; au-delà, dynamique explosive ($\sim$ ms), que rien ne peut arrêter. La fraction β est la marge de sécurité fondamentale du réacteur.

2.2 Le coefficient de vide

29)



Il fallait déterminer k_1 !

Le facteur k_1 ne dépendant pas de α , la criticité à $\alpha = 0$ impose $k_1 f(0) = 1$, soit $k_1 = 1/f(0)$ et donc $k(\alpha) = f(\alpha)/f(0)$ *exactement*. La réactivité vaut alors $\rho(\alpha) = 1 - 1/k(\alpha) = 1 - f(0)/f(\alpha)$, d'où, comme $\rho(0) = 0$,

$$\rho(\alpha) = \frac{f(\alpha) - f(0)}{f(\alpha)}.$$

En divisant numérateur et dénominateur de f par Σ_c , $f(\alpha) = 1/[1 + \Sigma_g/\Sigma_c + (1 - \alpha)\Sigma_e/\Sigma_c] = 1/(1,05 - 0,03\alpha)$ et $f(0) = 1/1,05$, d'où $f(0)/f(\alpha) = (1,05 - 0,03\alpha)/1,05$ et

$$\rho(\alpha) = 1 - \frac{1,05 - 0,03\alpha}{1,05} = \frac{0,03\alpha}{1,05}$$

— variation *exactement linéaire* en α . Pour la vaporisation totale ($\alpha = 1$) :

$$\rho(1) = \frac{0,03}{1,05} \simeq 2,9 \times 10^{-2} \simeq \boxed{4\beta}.$$

Le coefficient de vide $c_v = d\rho/d\alpha = 0,03/1,05 \simeq 2,9 \times 10^{-2}$ est donc *positif* (et constant). La vaporisation de l'eau des canaux induit à elle seule une hausse de réactivité très largement prompt-critique : c'est le défaut de conception central du RBMK.

30) Dans un REP, l'eau est le modérateur : si elle se vaporise, les neutrons ne sont plus ralentis, restent rapides, et provoquent beaucoup moins de fissions (la probabilité de fission de ^{235}U est bien plus grande aux énergies thermiques) ; les fuites hors du cœur augmentent également. Le facteur de multiplication *diminue* donc quand α augmente : le coefficient de vide est négatif. C'est une sécurité intrinsèque : toute élévation intempestive de puissance vaporise de l'eau, ce qui réduit la réactivité et étouffe la réaction. La physique du cœur ramène d'elle-même le réacteur vers l'équilibre, sans intervention d'aucun système.

2.3 L'empoisonnement au xénon 135

31)



Mots clefs attendus : désintégration radioactives classiques (cinétique d'ordre 1) + absorption + production

Bilans de population par unité de volume :

- l'iode est produit par les fissions au taux $F = \gamma \Sigma_f \varphi$ (proportionnel au flux) et disparaît par désintégration : d'après la loi de décroissance rappelée dans l'énoncé (cinétique d'ordre un), ce terme vaut $-\lambda_I I$;
- le xénon est produit par la désintégration de l'iode (chaque désintégration d'un noyau d'iode crée un noyau de xénon : terme $+\lambda_I I$) et disparaît par désintégration ($-\lambda_X X$) et par capture neutronique ($-\sigma_X \varphi X$).

Le terme de capture est proportionnel à X (plus il y a de xénon, plus il y a de noyaux susceptibles de capturer) et à φ (plus le flux est intense, plus les captures sont fréquentes).

32) En régime stationnaire, les deux dérivées s'annulent :

$$I_{\text{eq}} = \frac{F}{\lambda_I}, \quad X_{\text{eq}} = \frac{\lambda_I I_{\text{eq}}}{\lambda_X + \sigma_X \varphi} = \frac{F}{\lambda_X + \sigma_X \varphi}$$

Numériquement :

$$\lambda_X = \frac{\ln 2}{T_{1/2}} = \frac{0,7}{9,2 \times 3600} \simeq \frac{0,7}{3,3 \times 10^4} \simeq 2,1 \times 10^{-5} \text{ s}^{-1},$$

$$\sigma_X \varphi = 2,6 \times 10^{-18} \times 5 \times 10^{13} \simeq 1,3 \times 10^{-4} \text{ s}^{-1} \simeq 6 \lambda_X.$$

À puissance nominale, la capture neutronique est responsable de la disparition de $\sim 85\%$ des noyaux de xénon : le réacteur « brûle » son propre poison à mesure qu'il le produit.

33) Juste après la chute ($t = 0^+$, $\varphi \simeq 0$), le terme de capture $\sigma_X \varphi X$ et la production directe $F = \gamma \Sigma_f \varphi$ s'annulent tous deux avec le flux ; seul subsiste le stock d'iode, constitué *avant* la chute, qui continue de se désintégrer. En notant F et φ les valeurs *nominales* (celles qui fixaient l'équilibre initial, $I_{eq} = F/\lambda_I$ et $X_{eq} = F/(\lambda_X + \sigma_X \varphi)$) :

$$\left. \frac{dX}{dt} \right|_{0^+} = \lambda_I I_{eq} - \lambda_X X_{eq} = F - \frac{\lambda_X}{\lambda_X + \sigma_X \varphi} F = \boxed{\frac{\sigma_X \varphi}{\lambda_X + \sigma_X \varphi} F > 0}$$

(numériquement $\simeq 0,85 F$). Le xénon s'accumule donc dans les premières heures : sa destruction par capture a cessé, mais le stock d'iode continue de le produire. L'iode décroissant ($T_{1/2} = 6,6 \text{ h}$), la production se tarit et X finit par décroître à son tour, avec la constante λ_X . L'allure est donnée en figure 6 : croissance, maximum (environ 2,5 fois X_{eq} , atteint 9 à 10 heures après l'arrêt), puis décroissance lente sur un à deux jours.

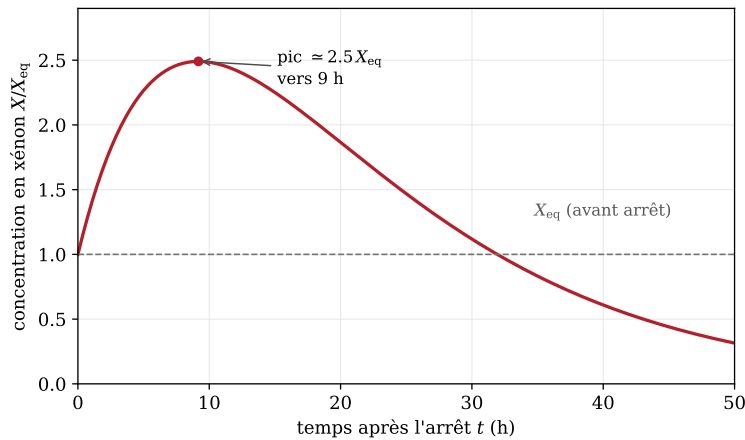


Figure 6: Transitoire xénon après un arrêt depuis la puissance nominale (résolution complète du système linéaire, non exigée).

34) *Report de l'essai* ($\varphi_0 \rightarrow \varphi_0/2$, courbe verte de la figure de l'énoncé). Le palier a duré près de vingt heures, très au-delà de $T_{1/2}({}^{135}\text{I}) = 6,6 \text{ h}$: iode et xénon ont eu tout le temps d'atteindre leur *nouvel équilibre* à mi-puissance. La concentration ne fait qu'une petite bosse ($\simeq 1,4 X_{eq}$) puis revient à $\simeq 0,9 X_{eq}(\varphi_0)$: le report *n'a pas* empoisonné le cœur. À 23h10, l'état est simplement l'équilibre de mi-puissance, avec $I = I_{eq}(\varphi_0/2) = \frac{1}{2} I_{eq}(\varphi_0)$.

Chute de 00h28 ($\varphi_0/2 \rightarrow 0$, courbe rouge). C'est elle qui déclenche le pic : le flux s'effondrant, la combustion $\sigma_X \varphi X$ cesse alors que l'iode accumulé continue d'alimenter le xénon ($\dot{X}(0^+) > 0$). L'excursion survenant $\sim 1 \text{ h}$ plus tard (01h23), le réacteur est pris sur la *branche montante* du pic, très loin de son sommet (vers 8 h) : ce qui compte n'est

pas la hauteur du pic, mais la montée continue de l’empoisonnement dans l’heure qui suit. **C’est donc la chute brutale de minuit, non le report de l’essai, qui a empoisonné le cœur.**

Conséquence. Cette montée creuse la réactivité de plusieurs β . Pour tenir la puissance à 200 MW, les opérateurs n’ont d’autre ressource que d’extraire les barres de commande, jusqu’à très au-dessous de la marge opérationnelle minimale réglementaire. L’arrêt d’urgence en est doublement compromis : plus aucun absorbant rapidement insérable (barres à 18 s de leur position efficace), et des barres partant de la position haute, celle où leur insertion *commence* par l’effet de bout de barre étudié à la question 36.

2.4 La nuit du 26 avril 1986

35) Les pompes ralentissent : le débit dans les tubes de force diminue alors que la puissance thermique est maintenue. Chaque kilogramme d’eau reçoit davantage d’énergie en traversant le cœur : l’ébullition s’amplifie et le taux de vide α croît. D’après la question 29, la réactivité croît alors ($\Delta\rho > 0$), donc la puissance croît, donc la vaporisation s’amplifie encore :

$$\text{débit} \downarrow \Rightarrow \alpha \uparrow \Rightarrow \rho \uparrow \Rightarrow P \uparrow \Rightarrow \alpha \uparrow \Rightarrow \dots$$

Chaque étape de l’enchaînement renforce la précédente au lieu de s’y opposer : toute perturbation est amplifiée, le point de fonctionnement est instable et le réacteur s’emballe. La puissance commence effectivement à croître dans les secondes qui suivent le début de l’essai.

36) Barres en position haute, le bas de chaque canal de commande est occupé par une colonne d’eau de 1,25 m (figure 3 de l’énoncé). Pendant les premières secondes de l’insertion, l’absorbant n’est encore que dans le haut du cœur, mais le déplaceur de graphite, en descendant, *chasse la colonne d’eau du bas du cœur*. Or l’eau absorbe les neutrons (Σ_e) alors que le graphite n’absorbe presque pas : localement, dans la moitié inférieure, le facteur d’utilisation f augmente ; tout se passe comme si l’on retirait un absorbant. L’ordre d’arrêt d’urgence induit donc d’abord une *hausse* de réactivité en bas du cœur — précisément la région où le taux de vide croissait déjà et où se concentrait la puissance. L’absorbant, parti du haut, doit parcourir environ 3,5 m pour atteindre la mi-hauteur :

$$t = \frac{3,5}{0,4} \simeq \boxed{8,8 \text{ s}}.$$

Pendant une dizaine de secondes, l’« arrêt d’urgence » ne peut donc qu’aggraver la situation dans la moitié basse du cœur.

37) Avec $\rho \simeq 2\beta$, le régime est prompt-critique avec $\rho - \beta = \beta = 7 \times 10^{-3}$:

$$\tau_p = \frac{\Lambda}{\rho - \beta} = \frac{10^{-3}}{7 \times 10^{-3}} \simeq \boxed{0,14 \text{ s}}, \quad t_{\times 100} = \tau_p \ln 100 \simeq 0,14 \times 4,6 \simeq \boxed{0,64 \text{ s}}.$$

La puissance est multipliée par cent en moins d’une seconde : c’est cohérent avec la chronologie (explosions 3 à 8 secondes après l’ordre AZ-5). Les barres, qui mettent ~ 9 s à seulement atteindre la mi-hauteur du cœur, n’avaient rigoureusement aucune chance d’agir : l’excursion se joue sur l’échelle de temps des neutrons prompts, mille fois plus courte que celle de la mécanique.

38) L'énergie étant produite trop rapidement pour être évacuée, l'évolution du combustible est adiabatique :

$$\Delta T = \frac{E}{m_{\text{comb}} c} = \frac{2 \times 10^{11}}{2 \times 10^5 \times 3 \times 10^2} = \frac{2 \times 10^{11}}{6 \times 10^7} \simeq \boxed{3,3 \times 10^3 \text{ K}}.$$

Le combustible, initialement à quelques centaines de degrés, dépasse largement sa température de fusion ($\simeq 2850^\circ\text{C}$) : fusion au moins partielle, fragmentation des pastilles en fines particules, destruction des gaines — le combustible pulvérisé se disperse dans l'eau des canaux.

39) L'énergie transférée à l'eau vaporise une masse

$$m_v = \frac{E}{\ell_v} = \frac{2 \times 10^{11}}{1,5 \times 10^6} \simeq \boxed{1,3 \times 10^5 \text{ kg}},$$

soit de l'ordre de cent tonnes de vapeur produites quasi instantanément dans un circuit fermé quasi incompressible. La montée de pression qui en résulte dépasse très largement la tenue mécanique des tubes de force : ils se rompent, ainsi que l'ensemble du circuit. C'est l'*explosion de vapeur* — une explosion physique, ni chimique ni nucléaire au sens d'une arme.

40) Énergie potentielle nécessaire :

$$E_p = M_d g h = 2 \times 10^6 \times 9,81 \times 10 = \boxed{2,0 \times 10^8 \text{ J}} \simeq 1,0 \times 10^{-3} E.$$

Un millième de l'énergie de l'excursion suffit à projeter une dalle de 2000 tonnes : le soulèvement effectivement observé n'a rien d'étonnant. Sa conséquence est décisive : le cœur est désormais ouvert sur l'atmosphère.

41) Le zirconium des gaines, porté à très haute température au contact de la vapeur, s'oxyde en produisant de l'hydrogène ; celui-ci, mêlé à l'air qui pénètre dans le cœur éventré, forme un mélange détonant — c'est l'hypothèse la plus courante pour la seconde explosion, qui achève de détruire le bâtiment. Le graphite, porté à haute température et exposé à l'air, s'enflamme ensuite : pendant une dizaine de jours, cet incendie entretient un panache thermique puissant qui lessive le cœur à nu et porte les produits de fission volatils (^{131}I , ^{137}Cs ...) à haute altitude, d'où leur dispersion sur des milliers de kilomètres. Enfin, l'absence d'enceinte de confinement supprime l'ultime barrière : dans un REP, une enceinte étanche en béton précontraint est dimensionnée pour contenir la vapeur et les produits de fission même en cas de fusion du cœur (à Three Mile Island en 1979, le cœur a fondu mais les rejets sont restés minimes). À Tchernobyl, réacteur ouvert et incendie ont alimenté l'atmosphère pendant dix jours.

42) *Synthèse*. L'accident est *systémique* : un réacteur intrinsèquement instable à basse puissance y a été placé puis maintenu, dans une configuration où son unique organe de sauvegarde — l'arrêt d'urgence — a commencé par jouer le rôle de détonateur. On sépare les défauts de *conception* (propres au RBMK) de ceux de *conduite* (décisions de l'équipe) :

Défaut	Nature	Modification apportée après 1986
Coefficient de vide positif (l'eau n'est qu'un absorbant parasite, le graphite modère)	conception	enrichissement porté à 2,4 % et absorbants fixes ajoutés ⇒ coefficient de vide fortement réduit
Effet de « bout de barre » : l'embout graphite des barres AZ-5 fait d'abord <i>monter</i> la réactivité	conception	barres redessinées, position de repos partiellement insérée
Insertion des barres trop lente (18 s)	conception	mécanisme accéléré (12 s) et barres rapides (2,5 s)
Marge de réactivité réelle non affichée en salle de commande	conception	nombre minimal de barres imposé et contrôlé automatiquement
Absence d'enceinte de confinement	conception	(faiblesse structurelle du RBMK)
Exploitation prolongée à très basse puissance (pic xénon, instabilité)	conduite	interdiction verrouillée
Retrait de la quasi-totalité des barres, protections neutralisées, essai non préparé	conduite	procédures et culture de sûreté renforcées

FIN DU CORRIGÉ