



Tous les numéros ▶ Volume 6 (2020) ▶ EPJ Nuclear Sci. Technol., 6 (2020) 50 ▶ HTML complet

Accès libre

Problème	EPJ Nuclear Sci. Technol. Volume 6, 2020
Numéro de l'article	50
Nombre de pages)	11
EST CE QUE JE	https://doi.org/10.1051/epjn/2020012
Publié en ligne	01 juillet 2020

EPJ Nuclear Sci. Technol. 6 , 50 (2020)

<https://doi.org/10.1051/epjn/2020012>

Article régulier

Analogie de la deuxième loi de Newton pour l'onde progressive de la combustion nucléaire

Vitalii Urbanevych^{1*}, Igor Sharp², Viktor Tarasov² et Vitaliy Rusov²

¹ Institut de physique M. Smoluchowski, Université Jagellonne, 30348 Cracovie, Pologne

² Université polytechnique nationale d'Odessa, Shevchenko av. 1, Odessa 65000, Ukraine

* e-mail: vitaliyurbanevich@gmail.com

Reçu: 16 septembre 2019 Reçu sous forme définitive: 25 mai 2020 Accepté: 28 mai 2020 Publié en ligne: 1 juillet 2020

Abstract

Nous considérons un modèle de combustion des ondes nucléaires neutroniques. L'onde progressive de combustion nucléaire du milieu est initiée par une source de neutrons externe et constitue la base des réacteurs de nouvelle génération appelés «réacteurs à ondes progressives». Nous développons un modèle de combustion des ondes progressives nucléaires, pour lequel il est possible de dessiner une deuxième analogie de loi de Newton avec un système dissipatif mécanique. Sur la base de cette analogie, nous constatons que la vitesse de l'onde a un spectre continu borné en dessous. Dans le cadre du nouveau modèle, nous montrons que l'auto-onde n'est possible que pour certaines énergies neutroniques. On constate également que deux modes de combustion sont possibles en fonction des paramètres de contrôle: une auto-onde itinérante et une onde entraînée par une source de neutrons externe.

© V. Urbanevych et al., Publié par EDP Sciences, 2020



Il s'agit d'un article en libre accès distribué sous les termes de la licence d'attribution Creative Commons (<https://creativecommons.org/licenses/by/4.0>), qui permet une utilisation, une distribution et une reproduction sans restriction sur tout support, à condition que l'œuvre originale soit correctement citée.

1. Introduction

Table des matières

Article

Abstrait

HTML complet

PDF (895,0 Ko)

ePUB (2,033 Mo)

Les références

Métrie

[Afficher les statistiques de l'article](#)

Prestations de service

Mêmes auteurs

- [Google Scholar](#)
- [Base de données EDP Sciences](#)

[Recommander cet article](#)

[Télécharger la citation](#)

Articles Liés

[Une description diffuseuse du transport focalisé des particules énergétiques solaires - Profils d'intensité et d'anisotropie-temps comme puissant outil de diagnostic pour les conditions de transport interplanétaire des particules](#)

A&A 535, A92 (2011)

[Généralisation du modèle de bruit pour l'héliosismologie temps-distance](#)

A&A 567, A137 (2014)

[Évasement de blazars à partir d'un modèle analytique dépendant du temps pour les pertes radiatives combinées synchrotron et synchrotron auto-Compton de plusieurs populations d'électrons](#)

D'accord

ultrarélativistes A&A 616, A172 (2018)

Plus

Bookmarking



Services aux lecteurs

Alerte email

entre autres, la multi-étape des réactions de combustion, la distribution d'énergie des neutrons et la possible dépendance du coefficient de diffusion sur l'énergie, le temps et les coordonnées. Ces équations sont trop compliquées pour les solutions analytiques exactes recherchées, il faut donc rechercher soit les systèmes d'équations simplifiés, soit les simulations numériques. Dans un certain nombre d'articles [1 ,3 -8] les auteurs considèrent des expressions considérablement simplifiées pour ce système. En l'utilisant, ils essaient d'analyser les effets physiques et recherchent les solutions d'ondes progressives à ce problème. Dans le présent travail, nous considérons le système d'équations, similaire à celui de [1] et [8], mais nous suggérons une manière différente de l'analyser. Différence substantielle entre les modèles de [1,4,7, 8] et [3,5,6,9] consiste à décrire les processus de combustion. Dans [3], l'auteur ne considère qu'une seule équation différentielle pour la diffusion des neutrons, ce qui implique que la non-linéarité et la non-localité du système sont considérées comme un effet de la combustion du combustible, alors que les équations qui décrivent ces processus ne sont pas du tout considérées. Dans [5, 6, 9] toutes les équations cinétiques de la combustion du combustible n'ont pas de termes qui ne sont pas proportionnels au flux neutronique et pourraient fournir au système une contribution du β -pourriture. La négligence de ces termes conduit à l'apparition des intégrales, qui ne sont pas instillées dans le système d'origine. La prise en compte de ces termes rend impossible l'application des méthodes, similaire à celle de [5, 9]. Il y a une différence importante dans [1, 8,10] et [5,11] et c'est que dans les équations différentielles nous avons des termes qui ne sont pas proportionnels au flux neutronique et sont responsables de la β - décroissance. La prise en compte de ces termes rend impossible l'application des méthodes, similaire à celle de [5, 11].

Dans [8], la simulation numérique a été réalisée uniquement avec un flux de neutrons externe constant dans le temps. Le système n'étant pas laissé à lui-même dans un tel mode, on peut s'interroger sur l'interprétation de ces résultats comme autowave. De plus, le calcul numérique ne donne pas de réponse à deux questions importantes, de notre point de vue. Premièrement, quelles sont les conditions qui conduiraient le système d'équations à la solution autowave? Et deuxièmement, d'où viennent les spéculations sur les conditions de la vitesse des vagues? Dans [1, 4, 7], les auteurs ont utilisé une analogie avec un problème de valeurs propres dans la célèbre équation de Schrödinger pour répondre à ces deux questions. À notre avis, l'incohérence dans [1, 4, 7] provient du fait que dans l'équation de Schrödinger, le potentiel ne dépend pas de la fonction propre recherchée, alors que l'analogie de ce potentiel dans le système de [1] dépend au moyen d'équations de combustion. que, la fonction propre de l'équation de Schrödinger peut prendre une valeur négative, malgré la densité des neutrons. Nous voudrions démontrer que l'analyse du problème comme dans [1, 4, 7] peut être réalisée en utilisant l'analogie avec l'équation dynamique de la mécanique classique au lieu de l'équation quantique qui y était utilisée. Dans une telle analogie nouvelle, la coordonnée est remplacée par l'intégrale sur la densité des neutrons et le temps - par la variable autowave. Dans ce cas, la «force» (ici et en dessous les guillemets signifient que ce n'est pas cette quantité physique, mais juste son analogue dans notre modèle) dans l'équation est constituée des parties potentielle et dissipative. Il apparaît que le mode à ondes progressives n'est possible que lorsque la fonction «énergie potentielle» a le point minimum, ce qui en mécanique classique conduit au régime avec oscillations. Si les oscillations apparaissent que dans une certaine partie, la vitesse devrait devenir négative. Comme dans notre cas, «la vitesse» est proportionnelle à la densité des neutrons, les solutions à vitesse négative conduisent à la densité de neutrons négatifs non physiques. La présence d'une dissipation peut empêcher le système d'obtenir des valeurs de vitesse négatives si toute l'«énergie» stockée initiale sera dissipée avant que le point minimum ne soit atteint. De même, la bille du pendule élastique, qui est sortie de l'équilibre dans un milieu très visqueux, pourra simplement revenir au point d'équilibre, mais pas osciller. On montrera ci-dessous que la contribution «dissipative» est directement liée à la qui est sorti de l'équilibre dans un milieu très visqueux pourra simplement revenir au point d'équilibre, mais pas osciller. On montrera ci-dessous que la contribution «dissipative» est directement liée à la qui est sorti de l'équilibre dans un milieu très visqueux pourra simplement revenir au point d'équilibre, mais pas osciller. On montrera ci-dessous que la contribution «dissipative» est directement liée à laProcessus de décroissance β , qui ne sont pas pris en compte dans [5, 9], et il est apparu proportionnel à la vitesse d'auto-ondes. De là, nous arrivons à la condition de cette vitesse - elle doit être telle, que la «dissipation» ne permettrait pas d'oscillations. Par conséquent, les restrictions pour le spectre des valeurs propres dans le modèle considéré n'apparaissent pas en dehors des conditions aux limites, mais en dehors de l'exigence de solution non négative. Nous percevons la principale différence de notre travail par rapport à un autre dans ce domaine, comme par exemple dans [1, 4, 7] le spectre sort des conditions aux limites.

Différents types d'équations non linéaires sont analysés dans [12]. Dans l'article, les auteurs trouvent la vitesse de l'onde progressive à partir de la condition qu'il existe une trajectoire de phase dans un tel système, qui relie des points, conformément aux conditions aux limites. Une manière similaire de trouver la vitesse de l'onde est utilisée dans [9], mais en utilisant uniquement la partie de la trajectoire, qui correspond aux valeurs positives (c'est-à-dire physiques) du flux neutronique. Mais ce chemin est construit à l'aide de l'intégrale, ce qui peut conduire à une branche non physique avec des valeurs négatives en raison du carré du flux de neutrons. Ces deux branches sont connectées à l'origine des coordonnées et la transition entre les

Abstrait

- 1. Introduction
- 2 Système d'équations cinétiques
- 3 L'analogie ...
- 4 Recherche d'un ...
- 5 Le spectre ...
- 6 Solution numérique ...
- 7. Conclusions
- [Déclaration de contribution de l'auteur](#)
- [Les références](#)
- [Liste des figures](#)

aux limites.

Nous constatons que le spectre des vitesses des ondes progressives, qui est déterminé par la condition de non-négativité de la solution, est continu et limité par le bas. En regardant les résultats de [12], une telle situation est typique pour les ondes automatiques non linéaires. Ensuite, nous discuterons plus en détail des considérations ci-dessus. Dans la [section 6](#), nous analyserons le lien possible entre les résultats obtenus et des modèles plus réalistes.

2 Système d'équations cinétiques

Commençons par le système d'équations cinétiques (d'équilibre) des neutrons et des nucléides, qui décrivent le processus de combustion onde neutron-nucléaire du milieu fissile uranium-plutonium. Nous utilisons les travaux de LP Feoktistov [1] comme base. Notez que le système considéré plus loin a une forme simplifiée. Comme dans [1], les équations décrivant les fragments de fission sont omises, et le combustible se compose

uniquement de ^{238}U et il n'y a pas de nucléides fissiles comme ^{235}U , comme dans [13].

Considérons d'abord l'équation des neutrons. Avec les simplifications mentionnées dans l'approximation de diffusion, cela ressemble à ceci:

$$\begin{aligned} \frac{\partial n(t, x)}{\partial t} = & D \frac{\partial^2 n(t, x)}{\partial x^2} + \left((N_8^0 |\mathbf{v}| \sigma_{f, \text{Pu}}) (\nu - 1) \right. \\ & - (N_8^0 |\mathbf{v}| \sigma_{c, \text{Pu}}) \left. \right) n(t, x) n_{\text{Pu}}(t, x) \\ & - n(t, x) \left(n_8(t, x) (N_8^0 |\mathbf{v}| \sigma_{a, 8}) \right. \\ & \left. + n_9(t, x) (N_8^0 |\mathbf{v}| \sigma_{a, 9}) \right), \end{aligned} \quad (1)$$

où n , n_8 , n_9 et n_{Pu} sont les concentrations sans dimension de neutrons, respectivement ^{238}U , ^{239}U et ^{239}Pu

(toutes les concentrations sont sans dimension et normalisées par la concentration initiale de $^{238}\text{U} - N_8^0$); $\sigma_{c, i}$ est la section efficace de capture neutronique pour le i ème nucléide, $\sigma_{f, i}$ est la section efficace de fission, $\sigma_{a, i}$ est la section efficace d'absorption neutronique ($\sigma_{a, i} = \sigma_{f, i} + \sigma_{c, i}$); D est le coefficient de diffusion des neutrons; ν est le nombre moyen de neutrons produits par une réaction de fission de ^{239}Pu .

Les quantités $N_8^0 |\mathbf{v}| \sigma_{f, \text{Pu}}$, $N_8^0 |\mathbf{v}| \sigma_{c, \text{Pu}}$, $N_8^0 |\mathbf{v}| \sigma_{a, 8}$ et $N_8^0 |\mathbf{v}| \sigma_{a, 9}$ sont la dimension de temps inverse. On peut donc les traiter comme les temps libres moyens inverses des neutrons par rapport à la réaction nucléaire correspondante avec le noyau concerné, compte tenu des concentrations des noyaux N_8^0 . Par conséquent, ils peuvent être désignés comme suit:

$$\begin{aligned} N_8^0 |\mathbf{v}| \sigma_{f, \text{Pu}} &= \frac{1}{\tau_{f, \text{Pu}}}, & N_8^0 |\mathbf{v}| \sigma_{c, \text{Pu}} &= \frac{1}{\tau_{c, \text{Pu}}}, \\ N_8^0 |\mathbf{v}| \sigma_{a, 8} &= \frac{1}{\tau_{a, 8}}, & N_8^0 |\mathbf{v}| \sigma_{a, 9} &= \frac{1}{\tau_{a, 9}}. \end{aligned} \quad (2)$$

Cependant, les temps libres moyens introduits sont approximativement égaux. Au moins, la différence entre eux est bien inférieure à leur différence par rapport à l'échelle de temps globale du problème - le temps caractéristique de β -décroissance τ_β . Donc, dans notre travail, nous appliquons une simplification, que

$$\tau_{f, \text{Pu}} \approx \tau_{c, \text{Pu}} \approx \tau_{a, 8} \approx \tau_{a, 9} = \tau. \quad (3)$$

D'accord

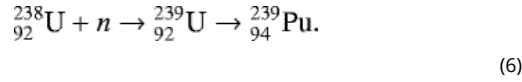
De plus, on peut passer à la coordonnée temporelle sans dimension, qui est normalisée par le τ et la coordonnée spatiale x , définies comme suit:

$$x = \sqrt{D\tau} y. \quad (4)$$

Toutes ces simplifications amènent l'équation (1) à la forme suivante:

$$\begin{aligned} \frac{\partial n(t, y)}{\partial t} = & \frac{\partial^2 n(t, y)}{\partial y^2} \\ & + ((\nu - 2) n_{\text{Pu}}(t, y) - n_8(t, y) - n_9(t, y)) n(t, y). \end{aligned}$$

Ces équations seront responsables de la combustion du carburant avec une prochaine chaîne de réactions:



Nous supposons que ${}_{92}^{238}\text{U}$ ne peuvent que brûler et ne peuvent en aucun cas s'accumuler. Alors son équation cinétique est

$$\frac{\partial N_8(t, x)}{\partial t} = -\sigma_{a,8} |\mathbf{v}| N_8(t, x) \tilde{n}(t, x). \quad (7)$$

En utilisant les mêmes densités et coordonnées sans dimension, on obtient:

$$\frac{\partial n_8(t, y)}{\partial t} = -n_8(t, y) n(t, y). \quad (8)$$

${}_{92}^{239}\text{U}$ est produit lors de la capture neutronique par ${}_{92}^{238}\text{U}$. Sa quantité diminue en raison de l'absorption des neutrons (capture neutronique ou fission nucléaire) et β -décroissance avec le temps caractéristique τ_β .

L'équation pour ${}_{92}^{239}\text{U}$ est donc

$$\begin{aligned} \frac{\partial N_9(t, x)}{\partial t} &= (\sigma_{a,8} N_8(t, x) - \sigma_{a,9} N_9(t, x)) |\mathbf{v}| \tilde{n}(t, x) \\ &\quad - \frac{1}{\tau_\beta} N_9(t, x). \end{aligned} \quad (9)$$

Après mise à l'échelle, l'équation (9) prend la forme:

$$\frac{\partial n_9(t, y)}{\partial t} = (n_8(t, y) - n_9(t, y)) n(t, y) - \frac{\tau}{\tau_\beta} n_9(t, y). \quad (\text{dix})$$

Puisque ${}_{94}^{239}\text{Pu}$ est produit par la décroissance β de ${}_{92}^{239}\text{U}$, et brûle les neutrons absorbants, l'équation cinétique pour ${}_{94}^{239}\text{Pu}$ est

$$\begin{aligned} \frac{\partial N_{\text{Pu}}(t, x)}{\partial t} &= \frac{1}{\tau_\beta} N_9(t, x) \\ &\quad - (\sigma_{f,\text{Pu}} + \sigma_{c,\text{Pu}}) N_{\text{Pu}}(t, x) |\mathbf{v}| \tilde{n}(t, x). \end{aligned} \quad (11)$$

Après simplification et combinaison avec les équations (5) (8) et (10), on peut obtenir le système d'équations suivant:

$$\begin{cases} \frac{\partial n}{\partial t}(t, y) = \frac{\partial^2 n}{\partial y^2}(t, y) \\ \quad + ((\nu - 2) n_{\text{Pu}}(t, y) - n_8(t, y) - n_9(t, y)) n(t, y), \\ \frac{\partial n_8(t, y)}{\partial t} = -n_8(t, y) n(t, y), \\ \frac{\partial n_9(t, y)}{\partial t} = (n_8(t, y) - n_9(t, y)) n(t, y) - \frac{\tau}{\tau_\beta} n_9(t, y), \\ \frac{\partial n_{\text{Pu}}(t, y)}{\partial t} = \frac{\tau}{\tau_\beta} n_9(t, y) - \frac{1}{\tilde{n}_{\text{Pu}}} n_{\text{Pu}}(t, y) n(t, y) \end{cases} \quad (12)$$

D'accord

où

$$\tilde{n}_{\text{Pu}} = \frac{\sigma_{c,8}}{\sigma_{f,\text{Pu}} + \sigma_{c,\text{Pu}}}. \quad (13)$$

Le système (12) est presque le même que dans [8], mais dans l'équation de diffusion, nous utilisons explicitement la contribution de la combustion du combustible (à savoir ${}_{92}^{238}\text{U}$ et ${}_{92}^{239}\text{U}$).

désignerons ce paramètre par:

$$\varepsilon \equiv \frac{\tau}{\tau_{\beta}} \approx 10^{-14} [\text{s}]. \quad (14)$$

Convertissons le système d'équations cinétiques résultant en forme d'auto-ondes. Pour cela, nous faisons la substitution de variable selon la relation $z = y + ut$. Avec une telle substitution, l'onde brûlante va dans le sens négatif de l'axe des coordonnées de la variable autowave z . Les dérivés changent comme suit:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = u \frac{\partial n}{\partial z}, \quad (15)$$

$$\frac{\partial^2 n}{\partial y^2} = \frac{\partial^2 n}{\partial z^2}. \quad (16)$$

Le système (12) sous forme d'auto-ondes lit

$$\begin{cases} u \frac{dn}{dz}(z) = \frac{d^2 n}{dz^2}(z) \\ \quad + ((\nu - 2) n_{\text{Pu}}(z) - n_8(z) - n_9(z)) n(z), \\ u \frac{dn_8(z)}{dz} = -n_8(z) n(z), \\ u \frac{dn_9(z)}{dz} = (n_8(z) - n_9(z)) n(z) - \varepsilon n_9(z), \\ u \frac{dn_{\text{Pu}}(z)}{dz} = \varepsilon n_9(z) - \frac{1}{\tilde{n}_{\text{Pu}}} n_{\text{Pu}}(z) n(z). \end{cases} \quad (17)$$

La deuxième équation du système (17) peut être intégrée. On obtient alors l'expression suivante pour la concentration de ^{238}U :

$$n_8(z) = n_{8,-\infty} \exp\left(-\frac{1}{u} \int_{-\infty}^z n(z_1) dz_1\right), \quad (18)$$

où $n_{8,-\infty}$ est la concentration de ^{238}U lorsque ($z \rightarrow -\infty$). Puisque nous utilisons les valeurs mises à l'échelle de la concentration initiale de ^{238}U , $n_{8,-\infty} = 1$.

En appliquant la substitution de variables et quelques transformations mathématiques de base, on peut intégrer le reste des équations de (17). Le système d'équations prend alors la forme:

$$\begin{cases} \frac{1}{u} \frac{dn}{dz}(z) = n(z) - n_9(z) + (\nu - 2) \tilde{n}_{\text{Pu}} n_{\text{Pu}}(z) \\ \quad - \frac{\varepsilon}{u} (1 + (\nu - 2) \tilde{n}_{\text{Pu}}) \int_{-\infty}^z n_9(z_1) dz_1 \\ \quad + 2 \left(1 - \exp\left(-\frac{1}{u} \int_{-\infty}^z n(z_1) dz_1\right) \right), \\ n_8(z) = \exp\left(-\frac{1}{u} \int_{-\infty}^z n(z_1) dz_1\right), \\ n_9(z) = \frac{1}{u} \exp\left(-\frac{1}{u} \int_{-\infty}^z n(z_1) dz_1\right) \\ \quad \times \left(\exp\left(-\frac{\varepsilon}{u} z\right) \int_{-\infty}^z n(z_2) \exp\left(\frac{\varepsilon}{u} z_2\right) dz_2 \right), \\ n_{\text{Pu}}(z) = \frac{\varepsilon}{u} \exp\left(-\frac{1}{u \tilde{n}_{\text{Pu}}} \int_{-\infty}^z n(z_1) dz_1\right) \\ \quad \times \int_{-\infty}^z n_9(z_2) \exp\left(\frac{1}{u \tilde{n}_{\text{Pu}}} \int_{-\infty}^{z_2} n(z_1) dz_1\right) dz_2. \end{cases} \quad (19)$$

D'accord

Considérons plus en détail la dernière équation du système (19). Nous dirigeons ensuite l'argument vers l'infini plus dans cette expression, ie ($z \rightarrow +\infty$). Ensuite nous avons le suivant:

$$\times \int_{-\infty}^{+\infty} n_9(z_2) \exp\left(\frac{1}{u\tilde{n}_{Pu}} \int_{-\infty}^{z_2} n(z_1) dz_1\right) dz_2. \quad (20)$$

Cette expression peut être classiquement divisée en trois multiplicateurs: la constante $\frac{\varepsilon}{u}$, l'exposant et l'intégrale. L'intégrande est l'exposant multiplié par la concentration de ^{239}U , et l'intervalle d'intégration est de $(-\infty)$ à $(+\infty)$. L'exposant est strictement supérieur à zéro sur tout l'intervalle d'intégration (les propriétés de cette fonction). Le ^{239}U La concentration en U est une valeur non négative, et elle doit être supérieure à zéro à certains points car sinon il n'y aurait aucune réaction et aucune vague de combustion nucléaire. L'intégrale est donc le produit de deux fonctions positives, et par conséquent, est aussi une quantité positive qui n'est certainement pas égale à zéro. Puisque la constante (le quotient de deux valeurs positives) et l'exposant (propriété de la fonction) sont également des valeurs positives, alors le produit entier est certainement supérieur à zéro. On peut donc conclure que le plutonium ne peut pas se consumer complètement. Au lieu de cela, il a tendance à un certain niveau constant: $n_{Pu}(z \rightarrow +\infty) \equiv n_{Pu,+\infty} \neq 0$. Ceci est également confirmé par les résultats de la simulation numérique de la cinétique de combustion, par exemple [14, 15]. Le fait que le plutonium ne puisse pas complètement brûler indique que dans la zone active de combustion nucléaire à ondes progressives, le coefficient de reproduction est supérieur à l'unité, à laquelle correspond la condition aux limites $n_{Pu}(z \rightarrow +\infty) \equiv n_{Pu,+\infty} \neq 0$.

Supposons ce qui suit:

$$\int_{-\infty}^{\bar{z}} dz_2 n(z_2) \exp\left(\frac{\varepsilon}{u} z_2\right) \approx n(z) \int_{-\infty}^{\bar{z}} dz_2 \exp\left(\frac{\varepsilon}{u} z_2\right). \quad (21)$$

En appliquant l'approximation (21), nous avons procédé aux considérations suivantes. L'intégrale dans (21) est $\int_{-\infty}^{\bar{z}} n(z_2) \exp(\frac{\varepsilon}{u} z_2) dz_2$. Si nous substituons la fonction $n(z_2)$ sous l'intégrale par sa valeur à la limite supérieure $n(z_2) \approx n(z)$, alors pour les points z_2 proches de la limite supérieure d'intégration, une telle substitution est possible en raison de l'égalité approximative $n(z_2) \approx n(z)$ pour le petit écart de z_2 par rapport à z . En revanche, pour les points éloignés de la limite supérieure d'intégration, une telle substitution devient possible du fait que $\exp(\frac{\varepsilon}{u} z_2) \ll \exp(\frac{\varepsilon}{u} z)$ pour $z_2 \ll z$. Donc la concentration $n(z_2)$ dans ce cas entrera l'intégrale avec un coefficient exponentiellement petit par rapport à celui de $n(z)$. Par conséquent, on peut attendre à ce que la valeur de l'intégrale sera beaucoup moins sensible à la précision de l'approximation dans la région $z_2 \ll z$ par rapport à la région, où z_2 est proche de z , où l'approximation $n(z_2) \approx n(z)$ devrait être un bon un.

Avec cette approximation, le système d'équations (19) prendra la forme:

$$\begin{cases} \frac{1}{u} \frac{dn}{dz}(z) = n(z) - n_9(z) + (v-2) \tilde{n}_{Pu} n_{Pu}(z) \\ \quad - \frac{\varepsilon}{u} (1 + (v-2) \tilde{n}_{Pu}) \int_{-\infty}^{\bar{z}} n_9(z_1) dz_1 \\ \quad + 2 \left(1 - \exp\left(-\frac{1}{u} \int_{-\infty}^{\bar{z}} n(z_1) dz_1\right) \right), \\ n_8(z) = \exp\left(-\frac{1}{u} \int_{-\infty}^{\bar{z}} n(z_1) dz_1\right), \\ n_9(z) = \frac{1}{\varepsilon} \exp\left(-\frac{1}{u} \int_{-\infty}^{\bar{z}} n(z_1) dz_1\right) n(z), \\ n_{Pu}(z) = \frac{\tilde{n}_{Pu}}{1-\tilde{n}_{Pu}} \left[\exp\left(-\frac{1}{u} \int_{-\infty}^{\bar{z}} n(z_1) dz_1\right) \right. \\ \quad \left. - \exp\left(-\frac{1}{u\tilde{n}_{Pu}} \int_{-\infty}^{\bar{z}} n(z_1) dz_1\right) \right]. \end{cases} \quad (22)$$

D'accord

Puisque l'onde brûlante se propage dans une direction négative, les conditions aux limites sont fixées à moins l'infini et ont la forme suivante:

$$\begin{aligned} n(z \rightarrow -\infty) &= 0, & n_8(z \rightarrow -\infty) &= n_{8,-\infty} = 1, \\ n_9(z \rightarrow -\infty) &= 0, & n_{Pu}(z \rightarrow -\infty) &= 0, \end{aligned}$$

3 L'analogie avec la deuxième loi de Newton

Considérons la première équation du système (22). Comme nous avons déjà dérivé les expressions pour U et \tilde{n}_{Pu} à partir d'autres équations, nous pouvons les remplacer ici. Après substitution, nous pouvons collecter des termes et intégrer certaines parties de cette équation. Enfin, nous obtenons l'expression suivante:

$$\begin{aligned} \frac{1}{u} \frac{dn}{dz}(z) = & \left[1 - \frac{1}{\varepsilon} \exp \left(-\frac{1}{u} \int_{-\infty}^z n(z_1) dz_1 \right) \right] n(z) \\ & + (1 - (\nu - 2) \tilde{n}_{Pu}) \\ & + \frac{(\nu - 1) \tilde{n}_{Pu} - 1}{1 - \tilde{n}_{Pu}} \exp \left(-\frac{1}{u} \int_{-\infty}^z n(z_1) dz_1 \right) \\ & - \frac{(\nu - 2) (\tilde{n}_{Pu})^2}{1 - \tilde{n}_{Pu}} \exp \left(-\frac{1}{u \tilde{n}_{Pu}} \int_{-\infty}^z n(z_1) dz_1 \right). \end{aligned} \quad (24)$$

Nous avons donc une équation intégro-différentielle. Introduisons-y une nouvelle variable $N(z)$, comme suit:

$$N(z) \equiv \frac{1}{u} \int_{-\infty}^z n(z_1) dz_1. \quad (25)$$

La signification physique de cette valeur est la fluence neutronique divisée par la vitesse de l'onde ou appelée accumulation de densité neutronique au fil du temps. Traitons $N(z)$ comme un analogue de coordonnée. Notez que la vitesse, c'est-à-dire une dérivée de cette coordonnée, ne peut pas être négative. Dans notre cas, le dérivé est une concentration de neutrons, donc un signe négatif à la vitesse signifie le même signe à $n(z)$, ce qui nous fait sortir de la région physique.

Compte tenu de (25), (24) devient

$$\begin{aligned} \underbrace{\frac{d^2 N(z)}{dz^2}}_{\text{resultant}} = & \underbrace{u \left(1 - \frac{1}{\varepsilon} \exp(-N(z)) \right)}_{\text{viscous force}} \frac{dN(z)}{dz} \\ & + \underbrace{(1 - (\nu - 2) \tilde{n}_{Pu}) + \frac{(\nu - 1) \tilde{n}_{Pu} - 1}{1 - \tilde{n}_{Pu}} \exp(-N(z))}_{\text{potential force}} \\ & - \frac{(\nu - 2) (\tilde{n}_{Pu})^2}{1 - \tilde{n}_{Pu}} \exp \left(-\frac{N(z)}{\tilde{n}_{Pu}} \right). \end{aligned} \quad (26)$$

Notons que l'équation (26) ressemble à ceci car nous n'avons pas négligé la dérivée dans le temps dans le système d'équations cinétiques, lors du passage à la variable autowave $z = y + ut$ dans la section 2 , comme cela a été fait par exemple dans [1 , 3 , 5 , 11 , 16 , 17].

On pourrait faire un parallèle entre l'équation (26) et la deuxième loi de Newton. Si nous considérons le $N(z)$ comme un analogue à coordonner, sa deuxième dérivée est l'accélération. On a donc une force résultante mise à l'échelle de la masse à gauche dans l'équation (26). Sur la droite, il y a une somme d'une force visqueuse (un terme incluant la vitesse) et d'une force provoquée par un potentiel d'interaction (qui est un gradient d'énergie potentielle avec un signe négatif). Il est facile de construire une expression dont la dérivée négative coïnciderait avec ce terme et qui peut être considérée comme un analogue à l'énergie potentielle. On peut facilement obtenir l'équation (26) sous la forme:

$$= -u \left(\frac{1}{\varepsilon} \exp(-N(z)) - 1 \right) \left(\frac{dN(z)}{dz} \right)^2, \quad (27)$$

où

$$U(N) \equiv k_1 N + k_2 \exp(-N) + k_3 \exp\left(-\frac{N}{\tilde{n}_{Pu}}\right), \quad (28)$$

$$k_1 \equiv -(1 - (\nu - 2) \tilde{n}_{Pu}), \quad k_2 \equiv \frac{(\nu - 1) \tilde{n}_{Pu} - 1}{1 - \tilde{n}_{Pu}},$$

$$k_3 \equiv -\frac{(\nu - 2) (\tilde{n}_{Pu})^3}{1 - \tilde{n}_{Pu}}. \quad (29)$$

Un dérivé de la somme de l'énergie cinétique et potentielle dans l'expression (27) est égal à la force visqueuse. Ainsi, cette équation peut être considérée comme la loi de conservation de l'énergie, et l'énergie totale ne peut changer que par le travail de la force visqueuse.

Nous nous intéressons à la recherche de cas d'équilibre, qui correspond au mode de fission autowave. Cela se produit lorsque la force totale constituée de la force «potentielle» et de la force visqueuse «dissipative» est nulle. Pour cela, l'énergie potentielle doit avoir un point de minimum, car la dérivée (la force potentielle) est nulle en ce point. La vitesse (et donc l'énergie cinétique) doit également être nulle à ce point minimum, ce qui signifie que la force visqueuse dissipative est nulle. En analysant différentes valeurs de coefficients k_1 , k_2 et k_3 en fonction du paramètre \tilde{n}_{Pu} , nous avons constaté que pour obtenir l'énergie potentielle (28) avec un point minimum, il suffit que le $\tilde{n}_{Pu} > 1$. Si cette condition est remplie, alors l'énergie potentielle a une forme,

comme le montre la [figure 1](#). Il y a un point apparent de minimum dans ce graphique - un point stationnaire stable. La dérivée de l'énergie potentielle (la force potentielle) est évidemment nulle à ce stade. Il s'agit donc d'un état stationnaire possible, si l'énergie cinétique est nulle, et correspond au mode de fission autowave.

Rappelez-vous que la dérivée de N ne peut pas être négative, car elle conduirait à une concentration de neutrons négative, ce qui n'est pas physique. Si nous traitons N comme un analogue d'une coordonnée, alors sa dérivée est la vitesse. Donc, cette vitesse ne peut pas être négative - car non physique. Si l'objet part du point $N= 0$ et nous voulons qu'il s'arrête au point d'équilibre (minimum), il ne doit pas dépasser ce point. Sinon, le dérivé de l'énergie potentielle sera non nul, la force agira sur le corps et le corps continuera à bouger. On sait que l'énergie potentielle ne peut pas être supérieure à l'énergie totale, donc à un moment donné, lorsque l'énergie cinétique se transforme complètement en potentiel, l'objet commencera à se déplacer dans la direction opposée. Cela signifie que la vitesse du corps deviendra négative. Et nous ne pouvons pas permettre cela comme non physique. Par conséquent, il est nécessaire que toute l'énergie cinétique se dissipe en raison de la viscosité au moment où l'énergie potentielle atteint un point de minimum. Ce point de cheminement, l'objet s'arrête à un point stationnaire. Graphiquement, ce chemin est indiqué par la flèche sur la [figure 1](#).

Comme \tilde{n}_{Pu} et ν (via les équations (13) et (43), respectivement) dépendent de l'énergie des neutrons, dans la [section 5](#), nous trouverons toutes les valeurs d'énergie possibles, auxquelles la fonction potentielle a un point minimum.

Fig. 1



Une seule forme possible d'énergie potentielle qui permet l'existence d'un mode d'onde automatique est représentée en noir. La flèche indique le chemin de l'énergie totale le long duquel ce mode peut être réglé.

D'accord

4 Recherche d'un critère pour la vitesse de l'onde

Nous avons déterminé que pour que le mode auto-ondes soit possible, les coefficients k_1 , k_2 et k_3 (en tenant compte de la valeur \tilde{n}_{Pu}) doivent être choisis de telle manière que l'énergie potentielle (ou son analogue) ait un point du minimum. La force potentielle (la dérivée de $U(N)$ avec le signe opposé) dans ce cas, ressemblera à celle illustrée sur la [figure 2](#) (ligne continue).

au point $\frac{N_0}{2}$. Nous remplaçons la fonction de la force par une fonction triangulaire (ligne pointillée sur la [figure 2](#)).

Ensuite, nous essayons de remplacer la fonction de force par deux lignes droites - l'une sur la partie négative de l'axe des coordonnées z , et l'autre sur la partie positive. Si l'on résout l'équation (27) pour N avec les fonctions de force sous forme de deux droites, on obtient deux constantes inconnues pour chacune des solutions (car les équations sont de second ordre). Nous ajustons ces constantes pour satisfaire les conditions aux limites. Nous espérons également que l'ajustement des constantes finira par remettre à zéro l'une d'elles pour chaque solution puisque les fonctions auxquelles elles apparaissent divergeront à l'infini. Ensuite, si nous joignons les fonctions et leurs premières dérivées au point $\frac{N_0}{2}$, nous obtiendrions une équation de rechange, qui peut être utilisée pour trouver la vitesse de l'onde.

Alors, considérons d'abord l'intervalle $z \in (-\infty, 0)$. Ici, nous faisons la substitution suivante:

$$F(N) = qN, \quad (30)$$

$$U(N) = U_0 - q\frac{N^2}{2}, \quad (31)$$

où q est la pente et est égal à:

$$q = -\left. \frac{d^2U(N)}{dN^2} \right|_{N=0} = -\left(k_2 + \frac{k_3}{\tilde{n}_{Pu}^2} \right) = 1. \quad (32)$$

En remplaçant (31) par (27) on obtient une équation différentielle homogène du second ordre, dont la solution ressemble à:

$$N(z) = C_1 \exp(\chi_1 z) + C_2 \exp(\chi_2 z) \quad (33)$$

$$\chi_{1,2} = \frac{1}{2} \left(-\frac{un_{8,-\infty}}{\varepsilon} \pm \sqrt{\left(\frac{un_{8,-\infty}}{\varepsilon} \right)^2 + 4q} \right). \quad (34)$$

χ_1 est apparemment positif et χ_2 est négatif. Donc, pour que $N(z)$ converge vers $(-\infty)$, C_2 doit être nul.

Alors

$$N(z) = C_1 \exp(\chi_1 z). \quad (35)$$

Considérons maintenant l'intervalle $z \in (0, +\infty)$. Dans ce cas, nous effectuons la substitution suivante:

$$F(N) = -(N - N_0), \quad (36)$$

$$U(N) = U(N_0) - \frac{1}{2}(N - N_0)^2. \quad (37)$$

Si nous substituons à nouveau l'énergie potentielle dans (27), nous obtenons une solution similaire.

$$N(z) = N_0 + D_1(u) \exp(\lambda_1(u)z) + D_2(u) \exp(\lambda_2(u)z), \quad (38)$$

$$\lambda_{1,2} = \frac{1}{2} \left[-u \frac{n_{8,-\infty}}{\varepsilon} \exp(-N_0) \pm \sqrt{\left(\frac{un_{8,-\infty}}{\varepsilon} \exp(-N_0) \right)^2 - 4} \right]. \quad (39)$$

D'accord

Comme nous pouvons le voir, λ_1 et λ_2 sont tous les deux négatifs, donc en $(+\infty)$ les deux constantes sont aux «bons» exposants (les convergents), et nous ne pouvons les mettre à zéro. Ainsi, nous n'obtenons pas d'équation supplémentaire, qui pourrait être utilisée pour trouver la vitesse de l'onde.

Il y a une expression qui peut être négative sous la racine dans l'équation (39). Ainsi, la solution sera la somme du sinus et du cosinus avec quelques coefficients. Comme ils ont une période finie et que l'onde se propage sur un intervalle infini, la dérivée deviendra négative à un moment donné. Comme nous l'avons noté ci-dessus, cela nous conduirait à la concentration de neutrons négative, qui n'est pas physique. Nous avons donc besoin que

Compte tenu de cette exigence relative à u , nous obtenons la restriction suivante:

$$u \geq 2\varepsilon \exp(N_0). \quad (41)$$

Cela signifie que la vitesse de l'onde peut prendre un spectre continu de valeurs supérieures à une certaine valeur minimale. Dans le cadre de l'analogie avec la loi de conservation de l'énergie, on pourrait dire que la viscosité ne peut être inférieure à une certaine valeur. Cela a du sens, car avec une viscosité plus élevée, l'énergie cinétique se dissipera toujours complètement jusqu'au point minimum, mais si la viscosité n'est pas assez élevée, le corps possédera une vitesse non nulle au point stationnaire, ce qui conduira finalement au mouvement inverse. Et comme nous l'avons noté ci-dessus, le mouvement inverse n'est pas autorisé car non physique.

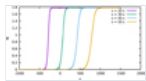
Vérifions si la vitesse peut prendre des valeurs différentes. Pour ce faire, nous choisissons les paramètres pour que l'énergie potentielle ait le point de minimum, et résolvons l'équation (26) numériquement. Ces paramètres sont: $\tilde{n}_{Pu} = 0,74$, $\nu = 2,8$, $N_0 = 1,8$, où N_0 est le point d'énergie potentielle minimum. Avec de telles valeurs, la condition (41) a la forme: $u \geq 15 \varepsilon$. La figure 3 montre les dépendances de N sur z pour différentes vitesses. En la comparant à l'énergie potentielle (Fig.1a), on ne peut pas remarquer ce qui suit: la coordonnée est initialement nulle, puis elle va au point du minimum d'énergie potentielle. Le changement de vitesse, c'est-à-dire la force dissipative, affecte la forme de cette transition et la décale dans le temps.

Fig. 2



Une ligne pleine montre une représentation schématique de la force potentielle $F(N)$ (une dérivée de $U(N)$ prise avec le signe opposé), lorsque l'énergie potentielle a un point minimum (le type de potentiel de la figure 1c). Une ligne en pointillés montre une force approximative que nous utilisons dans notre travail tout en recherchant le critère de vitesse des vagues.

Fig. 3



Solutions de l'équation (26) en fonction $N(z)$ lorsqu'un minimum existe en énergie potentielle. Les courbes sont données pour différentes vitesses qui satisfont à l'exigence (41).

5 Le spectre des énergies neutroniques, adapté à un mode auto-wave

Afin de rendre possible l'existence du mode d'onde progressive, l'énergie potentielle (ou son analogue) doit avoir un point de minimum, et aussi la vitesse de l'onde doit être telle que l'énergie cinétique soit complètement dissipée lorsque l'énergie potentielle atteint ce point minimum. Alors maintenant que nous nous en rendons compte, il est intéressant d'étudier comment la satisfaction de la première condition (existence du point minimum) dépend de l'énergie des neutrons. D'après (29) et (28), $U(N)$ dépend de ν et \tilde{n}_{Pu} . Ces paramètres dépendent à leur tour de l'énergie neutronique. Nous trouvons le paramètre \tilde{n}_{Pu} en utilisant l'équation (13) et l'examinez en fonction des énergies neutroniques.

Selon [18-20], le nombre moyen de neutrons instantanés ν produits par une seule fission a la dépendance énergétique suivante:

$$\begin{aligned} \nu(Z, A, E_n) = & 2.33 + 0.06 \left(2 - (-1)^{A+1-Z} - (-1)^Z \right) \\ & + 0.15 (Z - 92) + 0.02 (A - 235) \\ & + (0.13 + 0.006 (A - 235)) (E_n - E_{\text{threshold}}). \end{aligned} \quad (42)$$

D'accord

Puisque nous nous intéressons au nombre moyen de neutrons ν pour ^{239}Pu , nous choisissons les paramètres suivants pour l'équation (42):

$$A = 239, Z = 94, E_{\text{threshold}} = -0.89 \text{ (MeV)}. \quad (43)$$

Nous connaissons donc maintenant la dépendance des coefficients de l'énergie potentielle sur l'énergie des neutrons. Nous devons trouver tout le spectre des énergies neutroniques pour lesquelles l'énergie

de la fonction existe. Si nous ne trouvons pas ces trois points, alors il n'y a pas de minimum à cette énergie. Après avoir analysé l'ensemble du spectre des énergies neutroniques pour lesquelles il était possible de trouver une valeur de section efficace en [21], soit de 0 à 15 MeV de cette façon, on trouve tous les intervalles d'énergie avec des minima.

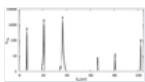
Nous montrons toutes les énergies neutroniques, pour lesquelles nous avons trouvé le minimum d'énergie potentielle, comme un ensemble de points dans le graphique, où l'énergie neutronique est le long de l'axe X et le paramètre \tilde{n}_{Pu} est le long de l'axe Y . Seules les valeurs pour lesquelles il y a un point stationnaire dans l'énergie potentielle sont affichées.

La figure 4 montre les valeurs du paramètre \tilde{n}_{Pu} pour des énergies neutroniques comprises entre 0 et 100 eV. Nous avons utilisé la dépendance des sections efficaces des nucléides sur l'énergie neutronique de la base de données [21]. Comme le montre la figure 4 (selon les considérations de la section 3), il existe sept régions à environ 6–7 eV, 19–21 eV, 34–40 eV, 66–67 eV, 81–82 eV et 90–100 eV, ayant un minimum d'énergie potentielle, ce qui rend possible l'auto-ondes de la fission nucléaire. Le spectre des valeurs \tilde{n}_{Pu} , où le minimum d'énergie potentielle a été trouvé, en regardant parmi toutes les énergies neutroniques qui étaient disponibles dans [21] (de 0 à 15 [MeV]) est montré dans Figure 5.

Il est à noter que les résultats décrits dans la figure 5 pour la région des neutrons rapides ont un caractère préliminaire. Ceci est dû au fait que le calcul avec une approximation à un groupe admet une erreur significative dans le spectre des neutrons rapides. Par conséquent, il est nécessaire d'utiliser l'approximation multigroupe pour les calculs quantitatifs.

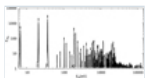
Pour toutes les considérations précédentes, nous avons supposé que dans l'équation (27), le membre droit est toujours négatif. Nous l'avons fait car le terme négatif dominant entre parenthèses est proportionnel à $\frac{1}{\epsilon} \sim 10^{14}$. Néanmoins, si $N(z)$ est suffisamment grand, l'exposant peut rendre le terme très petit et la force visqueuse totale deviendra positive, ce qui est difficile à interpréter dans notre analogie avec la loi de Newton. Comme nous nous intéressons à un potentiel de la figure 1 - genre, la valeur maximale possible de $N(z)$ est un N_0 . Si en ce point la force visqueuse dans l'équation (27) est toujours nulle, alors toutes les spéculations ci-dessus sont valables. Nous avons donc vérifié la valeur du coefficient $(\frac{1}{\epsilon} \exp(-N_0) - 1)$ pour les différentes énergies des neutrons, mais exigeant que l'équation de potentiel (28) ait un point minimum et N_0 soit ce point de minimum. Les valeurs de ce facteur sont indiquées à la figure 6 et on peut voir qu'elles sont toutes bien supérieures à zéro, ce qui signifie que la force visqueuse dans l'équation (27) ne prend toujours que les valeurs négatives.

Fig. 4



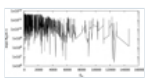
La dépendance du paramètre \tilde{n}_{Pu} sur l'énergie des neutrons, pour les énergies, lorsque l'énergie potentielle a le point de minimum, et que l'auto-onde peut exister. L'image montre la plage d'énergie de 0 à 105 eV.

Fig. 5



La dépendance du paramètre \tilde{n}_{Pu} sur l'énergie des neutrons, pour les énergies, lorsque l'énergie potentielle a le point de minimum, et l'existence d'une auto-onde est possible. Cette image englobe tous les points possibles, comme toute la région des énergies neutroniques, où il a été possible d'obtenir des données expérimentales pour les sections efficaces [21]. À savoir, la plage d'énergie est de (0, 15) MeV.

Fig. 6



Coefficient à l'équation de la force visqueuse (27) prise au point du minimum d'énergie potentielle en fonction de l'énergie des neutrons, où il y a un point minimum.

D'accord

figure 5, la forme de l'analogue d'énergie potentielle dans cette région (environ 5,9 eV) est appropriée pour l'existence du régime de l'automodèle. Notez que la recherche sur l'existence d'un régime de combustion nucléaire autowave est au premier plan pour les auteurs de cet article. par exemple [13].

Le système d'équations étudié ci-dessus est simplifié et ne reflète pas complètement les processus physiques qui se déroulent dans le cœur du réacteur. Considérons le système d'équations donné dans [13], qui est plus précis (mais pas idéal), et consiste en 18 équations. L'équation cinétique de la concentration neutronique

$$\frac{\partial n(y, t)}{\partial t} = D \frac{\partial^2 n(y, t)}{\partial y^2} + q(y, t), \quad (44)$$

où $q(y, t)$ est la source interne des neutrons, qui a la forme:

$$\begin{aligned} q(y, t) = & \left[v^{\text{Pu}} (1 - p^{\text{Pu}}) - 1 \right] n(y, t) V_n \sigma_f^{(\text{Pu})} N_{\text{Pu}}(y, t) \\ & + \left[v^5 (1 - p^5) - 1 \right] n(y, t) V_n \sigma_f^{(5)} N_5(y, t) \\ & + \ln 2 \sum_{i=1}^6 \left[\frac{\tilde{N}_i^{(\text{Pu})}(y, t)}{T_i^{(\text{Pu})}} + \frac{\tilde{N}_i^{(5)}(y, t)}{T_i^{(5)}} \right] \\ & - n(y, t) V_n \sum_{5,8,9,\text{Pu}} \sigma_c^{(i)} N_i(y, t) \\ & - n(y, t) V_n \sum_{i=1}^6 \left[\sigma_c^{i(\text{Pu})} \tilde{N}_i^{(\text{Pu})}(y, t) + \sigma_c^{i(5)} \tilde{N}_i^{(5)}(y, t) \right] \\ & - n(y, t) V_n \sigma_c^{\text{eff}(\text{Pu})} \bar{N}^{(\text{Pu})}(y, t) \\ & - n(y, t) V_n \sigma_c^{\text{eff}(5)} \bar{N}^{(5)}(y, t). \end{aligned} \quad (45)$$

Dans les équations (44) et (45), $n(y, t)$ est la concentration de neutrons; V_n est la vitesse du neutron; v^{Pu} et v^5 sont le nombre moyen de neutrons instantanés par fission de ^{239}Pu et ^{235}U respectivement. N_5 , N_8 , N_9 et N_{Pu} sont respectivement les concentrations de ^{235}U , ^{238}U , ^{239}U et ^{235}Pu ; $\tilde{N}_i^{(\text{Pu})}$ et $\tilde{N}_i^{(5)}$ sont les concentrations de fragments avec excès de neutrons, produits en raison de la fission de ^{239}Pu et ^{235}U respectivement; $\bar{N}^{(\text{Pu})}$ et $\bar{N}^{(5)}$ sont les concentrations de tous les autres fragments de fission de ^{239}Pu et ^{235}U respectivement; σ_c et σ_f sont les sections efficaces microscopiques de la capture de neutrons et de la fission nucléaire; les paramètres $\rho_i^{(\nu - \frac{\lambda}{\Lambda})}$ et $T_{1/2}$ caractérisent les groupes de neutrons retardés. Ils sont bien connus et présentés dans [20]. σ_c^{eff} est une coupe microscopique efficace de la capture de neutrons par des fragments.

On peut trouver l'ensemble des équations cinétiques, ainsi que les constantes utilisées dans [13]. Nous utilisons ici des concentrations et des coordonnées sans dimension, normalisées de la même manière que nous l'avons fait pour le système d'équations simplifié. Maintenant, nous supposons que le milieu initial se compose non seulement du ^{238}U , mais aussi du ^{238}U et les conditions initiales sont:

$$N_8(y, t)|_{t=0} = \eta_8, \quad N_5(y, t)|_{t=0} = \eta_5, \quad (46)$$

où η_8 et η_5 sont des constantes ajustant l'enrichissement en combustible ($\eta_8 + \eta_5 = 1$). Les éléments restants sont initialement absents.

Contrairement à [8 , 13], nous voulons trouver le mode d'onde progressive, donc quand il n'y a pas de neutrons externes viennent au système et il brûle en lui-même. Pour l'obtenir, nous voulons d'abord allumer le flux neutronique externe puis, après un certain temps, l'éteindre. Nous voulons vérifier si le système peut établir l'équilibre avec une onde brûlante semblable à un soliton. Les conditions initiales et aux limites des neutrons que nous définissons comme

$$n(y, 0) = 0, \quad n(0, t) = n_0(t), \quad (47)$$

Pour la simulation numérique, nous utilisons Wolfram Mathematica. Nous effectuons les calculs pour l'énergie des neutrons $E_n = 5,923$ (eV). Lors de la manipulation avec un système complet d'équations, nous obtenons un paramètre similaire à celui de l'équation (14). Malheureusement, à ce stade, nous ne pouvons pas résoudre le système avec une valeur réelle de ce paramètre, alors prenons une approximation. On prend $\epsilon = 10^{-3}$. Cette valeur n'est pas réaliste (ϵ vaut environ 10^{-14}), mais il est difficile d'effectuer les calculs numériques avec des valeurs plus précises pour notre modèle.

Nous voulons régler la fonction $n_0(t)$ de telle sorte que le flux de neutrons externes soit allumé pendant un certain temps, puis il tombe à zéro. En particulier, nous définissons la dépendance de la densité des neutrons aux limites du temps tel qu'il est dans l'équation (48). Avec une telle fonction, les neutrons ne viennent que pendant une période de temps autour de $t = 10$ (dans nos unités sans dimension), puis ils passent à zéro. Comme nous voulons voir le réglage de l'auto-onde, nous montrerons les résultats qui sont bien au-delà du temps de coupure d'une source et les tracés partent de $t = 10^5$.

$$n_0(t) = 3000 \times t \times \exp(-0.5 \times t). \quad (48)$$

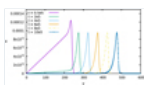
Les figures 7 - 10 présente les résultats de la simulation numérique (avec l'énergie des neutrons $E_n = 5,923$ (eV)) avec la source externe de neutrons étant déjà coupés. Dans les figures 7 - 10 sont présentées les concentrations de neutrons, ^{238}U , ^{239}U et ^{239}Pu , respectivement réglage du mode de Autowave de combustion nucléaire est confirmé par le fait qu'à partir d'un certain moment dans le temps (lorsque la source externe des neutrons est déjà désactivée), chaque courbe suivante ne diffère de la précédente que par un déplacement le long de l'axe y .

Nous avons également étudié les régions d'énergies neutroniques pour lesquelles il n'y avait pas de minimum d'énergie potentielle. Dans de tels cas, le mode auto-hyperfréquence ne s'est pas établi et l'onde s'est estompée après que la source externe de neutrons a été coupée.

Les résultats de la modélisation numérique confirment les conclusions théoriques obtenues. Selon ces résultats, l'une des zones possibles de brûlage par ondes automatiques dans le milieu uranium-plutonium est la région épithermique des énergies neutroniques (comme dans [13,22]). Parallèlement, dans la région des neutrons rapides, la combustion des ondes du milieu uranium-plutonium nécessite un apport constant de neutrons provenant d'une source externe et l'onde disparaît lorsque la source est éteinte.

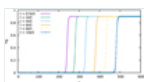
Le mode de combustion découvert avec support externe peut être utilisé pour mettre en œuvre un réacteur à ondes progressives, par exemple pour arrêter la combustion à tout moment en coupant la source externe de neutrons.

Fig. 7



Les concentrations de neutrons en fonction de la coordonnée spatiale y dans les différents instants du temps (de $t = 200\,000$ à $t = 1\,000\,000$) obtenues à partir de la solution numérique. Les différentes lignes correspondent aux moments particuliers du temps.

Fig. 8



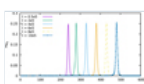
Idem que sur la figure 7 mais pour la concentration du ^{238}U .

Fig. 9



Identique à la figure 7 mais pour la concentration du ^{239}U .

Fig. 10



Idem que sur la figure 7 mais pour la concentration du ^{239}Pu .

milieu uranium-plutonium est formulé. Sa forme autowave est également obtenue. Contrairement à de nombreux autres articles comme [1 , 3 , 5 , 11 , 16 , 17], dans lesquels il était également considéré sous forme d'auto-ondes, nous ne négligeons pas la dérivée de la concentration de neutrons par rapport au temps dans l'équation de diffusion des neutrons. De cette façon, nous étudions le mode de combustion à ondes progressives non stationnaire.

Pour la première fois, une équation cinétique des neutrons est obtenue sous la forme de la loi de conservation d'énergie pour un système mécanique avec dissipation, et l'analogie mécanique pour l'onde progressive de fission est développée. Cela nous a permis de formuler les conditions d'existence du mode de combustion autowave, et de déterminer les valeurs possibles de la vitesse des ondes. Les valeurs des taux d'onde de combustion ont une distribution continue et sont limitées en bas, c'est-à-dire qu'elles ont un spectre continu. Nous avons également réussi à déterminer les régions d'énergie neutronique, pour lesquelles la combustion par ondes automatiques est possible. Nous concluons que dans d'autres gammes d'énergie, dans lesquelles le mode auto-hyperfréquence est impossible, la vague de combustion nucléaire peut encore s'établir à l'aide d'une source neutronique externe. Ça devrait être noté,

Pour confirmer les conclusions théoriques, nous avons effectué une simulation numérique 1D de la combustion nucléaire neutronique dans le milieu uranium-plutonium dans une approximation de diffusion à un seul groupe ($E_n = 5,923$ (eV)). Les résultats de la modélisation numérique confirment les conclusions théoriques obtenues. Selon ces résultats, l'une des zones possibles de combustion autowave dans le milieu uranium-plutonium est la région épithermique des énergies neutroniques (comme dans [13 , 22]).

Nous avons considéré un modèle considérablement simplifié dans l'article. Néanmoins, les résultats obtenus peuvent être utilisés comme première approximation dans des modèles plus réalistes. En particulier, nous n'avons pas compté la distribution d'énergie des neutrons et des sections efficaces (comme cela a été fait dans [2]), mais l'étape limite des processus étudiés était une β -décroissance, qui ne dépend pas de l'énergie des neutrons. Si l'on utilise une approximation multigroupe (comme dans [2]), alors différents groupes de neutrons auront leurs temps typiques pour les processus qui leur arrivent. Ainsi, lors de la résolution du problème, ces temps seront inclus en tant que rapports entre eux et leur rapport au temps de décroissance β typique. Malgré sa faible valeur, le rapport au β -la décroissance ne peut pas être négligée car sa mise à zéro entraîne la perte du canal de multiplication des neutrons et par conséquent, la solution d'onde progressive est perdue. Par conséquent, on ne peut pas obtenir les ondes automatiques de manière itérative, à partir d'une approximation, lorsque toutes sont égales à zéro. Mais, comme nous l'avons montré dans le travail, on peut obtenir une solution d'onde progressive les mettant tous égaux les uns aux autres. Des spéculations similaires peuvent être appliquées aux rapports des temps de neutrons typiques les uns par rapport aux autres. En les mettant tous égaux à un, nous obtenons une solution initiale pour la procédure itérative. Ayant l'onde en première approximation, il est possible de passer à autre chose et de compter les effets multigroupes par itérations séquentielles pour les paramètres discutés. Le fait que le β -la décroissance joue un rôle crucial dans la formation des ondes et elle ne dépend pas de l'énergie des neutrons, nous permet de nous attendre à ce qu'une telle approche itérative change la forme et la vitesse de l'onde, mais ne ruine pas la solution autowave.

Une autre approximation est que nous travaillons un système unidimensionnel dans une géométrie plane. L'amélioration possible peut être effectuée d'une manière comme dans [9 , 11], c'est-à-dire résoudre un système pour une vague se propageant dans un tube cylindrique. Dans une approximation diffusionnelle, les conditions aux limites représentent la continuité du flux de neutrons qui est une continuité de la composante radiale du gradient. Il est possible de considérer des parois de tube idéalement réfléchissantes ou idéalement absorbantes, et les neutrons ne pourront pas pénétrer à l'intérieur des parois. Dans un tel cas, le flux radial sera égal à zéro, c'est donc une exigence pour les conditions aux limites. Une telle exigence est également satisfaite par la solution particulière lorsque la composante radiale est nulle sur toute la surface du tube. Dans ce cas, le problème se réduit à celui, considéré dans le présent ouvrage. Il est donc possible de prendre nos résultats comme une première approximation et d'évoluer vers des problèmes plus réalistes.

D'accord

Déclaration de contribution de l'auteur

V. Urbaneych: a effectué une dérivation analytique du modèle et des calculs numériques afin de le prouver. Préparé les figures et rédigé l'ébauche du manuscrit. IV Sharph: conçu du modèle, supervisé les travaux. VA Tarasov: a co-supervisé les travaux, a travaillé sur le texte de l'article. VD Rusov: discussions sur le modèle, conseils utiles pour améliorer le modèle. Tous les auteurs ont mis leurs efforts pour obtenir la version finale de l'article.

Les références

3. H. van Dam, Ann. Nucl. Energy 27 , 1505 (2000) [[CrossRef](#)] [[Google Scholar](#)]
4. AP Ershov, VF Anisichkin, Combust. Explos. Shock Waves 39 , 226 (2003) [[CrossRef](#)] [[Google Scholar](#)]
5. X.-N. Chen et al., Energy Convers. Gérer. 59 , 40 (2012) [[CrossRef](#)] [[Google Scholar](#)]
6. VV Gann, AV Gann, Actes NPAE-Kyiv2012 (2012) [[Google Scholar](#)]
7. NG Kodochigov, Y. Sukharev, présenté à la 7e réunion thématique internationale sur la technologie des réacteurs à haute température: le HTR modulaire progresse vers la réalité, Université Tsinghua, Chine , 2014 [[Google Scholar](#)]
8. K. Anoop, O. Singh, Sadhana 43 , (2018) [[Google Scholar](#)]
9. X.-N. Chen, W. Maschek, J. Hydrodyn. Ser. B 18 , 49 (2006) [[CrossRef](#)] [[Google Scholar](#)]
10. L. Feoktistov, Succès des sciences physiques 163 , 89 (1993) [[Google Scholar](#)]
11. X.-N. Chen, E. Kiefhaber, Energies 8 , 13829 (2015) [[CrossRef](#)] [[Google Scholar](#)]
12. A. Volpert, V. Volpert, Anal non linéaire. 49 , 113 (2002) [[CrossRef](#)] [[Google Scholar](#)]
13. VD Rusov et coll. Programme. Nucl. Energy 83 , 105 (2015) [[CrossRef](#)] [[Google Scholar](#)]
14. VD Rusov et coll. J. Geophys. Res. 112 , B09203 (2005) [[Google Scholar](#)]
15. VD Rusov et coll., Sci. Technol. Nucl. Installer. 2015 , 1 (2015) [[CrossRef](#)] [[Google Scholar](#)]
16. VN Pavlovich et coll., At. Energ. 102 , 181 (2007) [[CrossRef](#)] [[Google Scholar](#)]
17. VM Khotayintsev et coll., Ann. Nucl. Energy 85 , 337 (2015) [[CrossRef](#)] [[Google Scholar](#)]
18. A. Weinberg, E. Wigner, La théorie physique des réacteurs à chaîne neutronique . (The University of Chicago Press, Chicago, 1958) [[Google Scholar](#)]
19. VM Pavlovych, Physique des réacteurs nucléaires (Institut de recherche sur la sécurité et la sûreté des centrales nucléaires , Tchernobyl, 2009) [[Google Scholar](#)]
20. G. Bartolomey et al., Théorie de base et méthodes de calcul des installations nucléaires (Energoatomizdat, Moscou, 1989) [[Google Scholar](#)]
21. M. Chadwick et coll., Nucl. Fiches techniques 112 , 2887 (2011) [[CrossRef](#)] [[Google Scholar](#)]
22. VA Tarasov et al., Réacteur nucléaire sur une onde progressive: combustion neutron-nucléaire à ondes ultra-lentes sur neutrons épithermiques et régimes avec pic dans un milieu de fission uranium-plutonium (Groupe d'édition «ACC», Kiev, 2016) [[Google Scholar](#)]

Citez cet article comme suit: Vitalii Urbanevych, Igor Sharph, Viktor Tarasov, Vitaliy Rusov, deuxième analogie de la loi de Newton pour l'onde progressive de la combustion nucléaire, EPJ Nuclear Sci. Technol. 6 et 50 (2020)

Tous les chiffres

Fig. 1



Une seule forme possible d'énergie potentielle qui permet l'existence d'un mode d'onde automatique est représentée en noir. La flèche indique le chemin de l'énergie totale le long duquel ce mode peut être réglé.

[↑ Dans le texte](#)

Fig. 2



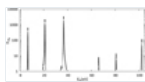
Une ligne pleine montre une représentation schématisée de la force potentielle $F(N)$ (une dérivée de $U(N)$ prise avec le signe opposé), lorsque l'énergie potentielle a un point minimum (le type de potentiel de la [figure 1c](#)). Une ligne en pointillés montre une force approximative que nous utilisons dans notre travail tout en recherchant le critère de vitesse des vagues.

[↑ Dans le texte](#)

Fig. 3

[↑ Dans le texte](#)

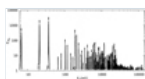
Fig. 4



La dépendance du paramètre \tilde{n}_{Pu} sur l'énergie des neutrons, pour les énergies, lorsque l'énergie potentielle a le point de minimum, et que l'auto-onde peut exister. L'image montre la plage d'énergie de 0 à 105 eV.

[↑ Dans le texte](#)

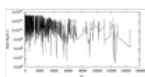
Fig. 5



La dépendance du paramètre \tilde{n}_{Pu} sur l'énergie des neutrons, pour les énergies, lorsque l'énergie potentielle a le point de minimum, et l'existence d'une auto-onde est possible. Cette image englobe tous les points possibles, comme toute la région des énergies neutroniques, où il a été possible d'obtenir des données expérimentales pour les sections efficaces [21]. À savoir, la plage d'énergie est de (0, 15) MeV.

[↑ Dans le texte](#)

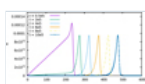
Fig. 6



Coefficient à l'équation de la force visqueuse (27) prise au point du minimum d'énergie potentielle en fonction de l'énergie des neutrons, où il y a un point minimum.

[↑ Dans le texte](#)

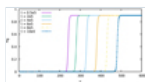
Fig. 7



Les concentrations de neutrons en fonction de la coordonnée spatiale y dans les différents instants du temps (de $t = 200\,000$ à $t = 1\,000\,000$) obtenues à partir de la solution numérique. Les différentes lignes correspondent aux moments particuliers du temps.

[↑ Dans le texte](#)

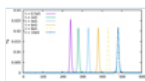
Fig. 8



Idem que sur la [figure 7](#) mais pour la concentration du ^{238}U .

[↑ Dans le texte](#)

Fig. 9

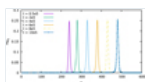


Identique à la [figure 7](#) mais pour la concentration du ^{239}U .

[↑ Dans le texte](#)

D'accord

Fig. 10



Idem que sur la [figure 7](#) mais pour la concentration du ^{239}Pu .

[↑ Dans le texte](#)

les réacteurs à neutrons thermiques

Bertrand Mercier et al., EPJ Nuclear Sci. Technol., 2020

Cycle du combustible «Breed-and-Burn» dans les réacteurs à sel fondu

Boris Hombourger et coll., EPJ Nuclear Sci. Technol., 2019

Simulation et modélisation numériques avancées pour la sûreté des réacteurs - contributions des projets CORTEX, HPMC, McSAFE et NURESAFE

Christophe Demazière et al., EPJ Nuclear Sci. Technol., 2020

Réseaux de neurones convolutifs et récurrents 3D pour le déploiement des perturbations du réacteur et la détection des anomalies

Aiden Durrant et coll., EPJ Nuclear Sci. Technol., 2019

Nouveau matériau composite à base de béton lourd renforcé par de la fibre basalte-bore pour la gestion des déchets radioactifs

Iryna Romanenko et al., EPJ Nuclear Sci. Technol., 2019

être nécessaire pour les patients masculins atteints d'un cancer du sein

Actualités oncologie de précision, 2019

Irradiation de ^{226}Ra pour produire ^{225}Ac et ^{213}Bi dans un réacteur à système entraîné par accélérateur

Amer A. Al Qaaod et al., Nuclear Science and Techniques, 2020

Évaluation des propriétés d'irradiation pour les matériaux de structure de fusion

HE Pei et al., Journal of Materials Engineering, 2018

Réacteur au thorium refroidi au gaz à diverses charges de combustible et sa modification par une source plasma de neutrons supplémentaires

Andrey Arzhannikov et al., Science et techniques nucléaires, 2019

Explorer les racines du droit de la gravité sociale

Yan Xiao-Yong, Acta Physica Sinica, 2020

Alimenté par **TREND MD**

Je consens à l'utilisation de Google Analytics et des cookies associés sur le réseau TrendMD (widget, site Web, blog). [Apprendre encore plus](#)

Oui

Non

EPJ N

Rédacteurs en chef: Gilles Moutiers et Anne Nicolas - [Comité de rédaction](#)

eISSN: 2491-9292

Copyright / Publié par: [EDP Sciences](#)

