Величина этой связи определяется параметром α_2, характеризующим плотностной коэффициент реактивности; его увеличение может привести к возбуждению акустических колебаний [увеличивается положительный вклад в $\operatorname{Re} s_1$, см. выражение (11)]. И, наоборот, увеличение параметра α_3 способствует стабилизации системы. Так как параметры α_2 и α_3 входят только во второй член выражения (11), то за счет их выбора в принципе всегда можно добиться, чтобы $\operatorname{Re} s_1 < 0$, т. е. сделать реактор устойчивым по отношению к акустическим колебаниям.

Поступило в Редакцию 14/I 1974 г.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Горяченко В. Д., Сабаев Е. Ф.** «Атомная энергия», 1968, т. 24, вып. 4, с. 375.
2. **Денисов В. А.** В сб.: Вопросы атомной науки и техники. Серия «Динамика ядерных энергетических установок». М., ЦНИИатоминформ, 1973, вып. 4, с. 47.
3. **Горяченко В. Д.** «Атомная энергия», 1966, 21, вып. 1, с. 3.
4. **Сансоне Дж.** Обыкновенные дифференциальные уравнения. Т. 1, М., Изд. иностр. лит., 1953.
5. **Коллатц Л.** Задачи на собственные значения. М., «Наука», 1968.

Теория возмущений для процессов облучения изотопов

НЕМИРОВСКАЯ С. А., РУДИК А. П.

УДК 621.039.554

Расчеты получения новых изотопов в результате облучения в ядерных реакторах, привлекающие в последнее время заметное внимание [1—4], зависят при относительно длинной цепочке облучаемых изотопов от большого числа физических постоянных. Так как все эти физические постоянные известны в ряде случаев с недостаточной точностью, возникает вопрос о зависимости результатов расчетов от неопределенностей исходных физических постоянных. В настоящей работе эта задача решается на основе математической техники, связанной с введением гамильтониана и сопряженных функций [5], как это показано в работах [6, 7] применительно к процессам облучения изотопов. Для упрощения рассмотрим простейшую цепочку получения ^{238}Pu из ^{237}Np [4]. Описанная методика легко обобщается на цепочки с любым числом изотопов.

Обозначим через x^1, x^2 и x^3 концентрации изотопов ^{237}Np, ^{238}Np и ^{238}Pu соответственно. Тогда процесс получения ^{238}Pu из ^{237}Np при облучении потоком нейтронов с параметром жесткости спектра γ [4] и потоком тепловых нейтронов U описывается следующей обычной системой уравнений [8]:

$$\frac{dx^1}{dt} = -U(\sigma_1+\gamma I_1)\, x^1 \equiv f^1;$$
$$\frac{dx^2}{dt} = U(\sigma_1+\gamma I_1)\, x^1 - [U(\sigma_2+\gamma I_2)+\lambda_2]\, x^2 \equiv f^2; \quad (1)$$
$$\frac{dx^3}{dt} = \lambda_2 x^2 - U(\sigma_3+\gamma I_3)\, x^3 \equiv f^3.$$

Если время облучения T, то количество образовавшегося после достаточной выдержки ^{238}Pu $x^3(\infty) = x^2(T)+x^3(T)$ может быть представлено в виде следующего интеграла:

$$-x^3(\infty) = -\int_0^T [f^2(t)+f^3(t)]\, dt \equiv$$
$$\equiv -\int_0^T f^0(t)\, dt \equiv J. \quad (2)$$

Зависимость $x^3(\infty)$ от изменения какой-либо физической постоянной α, входящей в систему (1), определяется следующим выражением [7]:

$$\Delta_\alpha x^3(\infty) = -\Delta\alpha \int_0^T \frac{\partial \mathscr{H}}{\partial \alpha}\, dt \equiv -\Delta J, \quad (3)$$

где

$$\mathscr{H} = \sum_{i=0}^{i=3} \psi_i f^i; \quad \frac{d\psi_i}{dt} = -\frac{\partial \mathscr{H}}{\partial x^i},$$

причем $\psi_0 = -1$ и сопряженные функции ψ_i удовлетворяют условиям трансверсальности [5,7].

Ограничиваясь случаем, рассмотренным в работе [4], когда самоэкранировка резонансных поглощений не существенна, т. е. резонансные интегралы I_1, I_2, I_3 не зависят от концентраций x^1, x^2, x^3, для рассматриваемого примера получим следующий гамильтониан $\mathscr{H}$:

$$\begin{aligned}\mathscr{H} = U\{(\sigma_1+\gamma I_1)\, x^1 - (\sigma_2+\gamma I_2)\, x^2 - (\sigma_3+\gamma I_3)\, x^3\} - \\ -\psi_1 U(\sigma_1+\gamma I_1)\, x^1 + \psi_2\{U(\sigma_1+\gamma I_1)\, x^1 - \\ -[U(\sigma_2+\gamma I_2)+\lambda_2]\, x^2\} + \\ +\psi_3[\lambda_2 x^2 - U(\sigma_3+\gamma I_3)\, x^3].\end{aligned} \quad (4)$$

Гамильтониан (4) зависит от σ_i и I_i только через комбинации $\Sigma_i = \sigma_i + \gamma I_i$. Поэтому под α будем понимать лишь Σ_i $(i = 1, 2, 3)$ и λ_2. Соответствующие производные от $\mathscr{H}$, входящие в выражение (3), будут равны:

$$\frac{\partial \mathscr{H}}{\partial \Sigma_1} = Ux^1[1-\psi_1+\psi_2];$$
$$\frac{\partial \mathscr{H}}{\partial \Sigma_2} = -Ux^2[1+\psi_2]; \quad (5)$$
$$\frac{\partial \mathscr{H}}{\partial \Sigma_3} = -Ux^3[1+\psi_3]; \quad \frac{\partial \mathscr{H}}{\partial \lambda_2} = x^2[\psi_3-\psi_2].$$

В качестве примера покажем результаты расчетов при следующих значениях физических постоянных [4]: $U = 10^{14}$ *нейтр/см²·сек*; $\gamma = 0{,}15$; $\sigma_1 = 170$ *барн*; $I_1 = 946$ *барн*; $\sigma_2 = 2070$ *барн*; $I_2 = 880$ *барн*; $\sigma_3 = 500$ *барн*; $I_3 = 150$ *барн* (в работе [4] по имевшимся в свое время данным принималось $I_3 = 3420$ *барн*); $\lambda_2 = \frac{0{,}693}{T_{1/2}} = 0{,}321$ *сутки*$^{-1}$. Начальные условия:

$$x^1(0) = 1; \quad x^2(0) = x^3(0) = \psi_1(T) = \psi_2(T) = \psi_3(T) = 0.$$

В таблице даны результаты расчета для трех значений T.

Результаты расчета величины $\left(\frac{\Delta J}{J}\right)_\alpha =$

$$= \frac{\Delta\alpha \int\limits_0^T \frac{\partial \mathcal{H}}{\partial \alpha}\, dt}{J\,(T)} = \frac{\Delta\alpha}{\alpha} F_\alpha (T)$$

T, год	$F_\alpha (T)$			
	F_{Σ_1}	F_{Σ_2}	F_{Σ_3}	F_{λ_2}
0,25	+0,873	$-0{,}547\cdot 10^{-1}$	−0,187	$+0{,}401\cdot 10^{-1}$
0,50	+0,740	$-0{,}556\cdot 10^{-1}$	−0,376	$+0{,}416\cdot 10^{-1}$
0,75	+0,600	$-0{,}559\cdot 10^{-1}$	−0,553	$+0{,}420\cdot 10^{-1}$

Изложенная в этой работе методика легко позволяет для сложных задач, когда нет аналитического решения, получить общие выражения $F_\alpha (T)$ и тем самым избежать решения системы уравнений (1) для каждого значения $\Delta\alpha$.

Поступило в Редакцию 29/I 1974 г.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. **Бак М. А. и др.** «Атомная энергия», 1967, т. 23, вып. 6, с. 561.
2. **Горбачев В. М. и др.** Основные характеристики изотопов тяжелых элементов. М., Атомиздат, 1970.
3. **Кривохатский А. С., Романов Ю. В.** Получение трансурановых и актиноидных элементов при облучении нейтронами. М., Атомиздат, 1970.
4. **Галанин А. Д. и др.** «Атомная энергия», 1971, т. 31, вып. 3, с. 277.
5. **Понтрягин Л. С. и др.** Математическая теория оптимальных процессов. М., Физматгиз, 1965
6. **Зарицкая Т. С. и др.** «Атомная энергия», 1969, т. 26, вып. 5, с. 432.
7. **Рудик А. П.** Ядерные реакторы и принцип максимума Понтрягина. М., Атомиздат, 1976.
8. **Галанин А. Д.** Теория ядерных реакторов на тепловых нейтронах. М., Атомиздат, 1959.

Отражательная способность и компонентный состав поглощенной энергии в тканеэквивалентной пластине, облучаемой нейтронами

ДУБИНИН А. А., ОБАТУРОВ Г. М., РЫКОВ В. А., ШАЛИН В. А.

УДК 539.109

В дозиметрических и радиобиологических исследованиях важно знать пространственно-энергетическое распределение нейтронов внутри и на поверхности тела (фантома). Это необходимо для получения других макро- и микродозиметрических величин: поглощенной дозы, ЛПЭ, удельной энергии и т. п., а также для корректного измерения дозы с помощью детекторов, чувствительность которых, как правило, зависит от энергии излучения.

В работе [1] приведены данные по расчетам потоков и спектров нейтронов и захватного γ-излучения в тканеэквивалентной пластине толщиной 30 *см* для нормального и изотропного падения нейтронов с энергиями от тепловой до 10 *Мэв*. Расчеты выполнены по программе РОЗ-5 [2]. Состав тканеэквивалентного вещества выбран согласно рекомендациям МКРЗ [3]: Н — 10,2; N — 3,5; С — 12,3, О — 72,9%. На основании результатов этих расчетов получены следующие величины: альбедо для потока и тока; вероятность захвата нейтронов; доля кинетической энергии, поглощенной в пластине; энергия захватного γ-излучения реакций $^1H(n,\ \gamma)^2H$; $^{14}N(n,\ \gamma)^{15}N$ и протонов реакции $^{14}N(n,\ p)^{14}C$, поглощенной в пластине, а также отношения компонентов поглощенной энергии к суммарной поглощенной энергии.

Доля кинетической энергии, поглощенной в пластине, для падающих нейтронов k-й группы вычислялась по формуле

$$\eta_k = 1 - \frac{\sum\limits_{j=k}^{26} I^-_{j,\,k}(0)\,\overline{E}_{n,\,j} + \sum\limits_{j=k}^{26} I^+_{j,\,k}(h)\,\overline{E}_{n,\,j}}{I^+_{k,\,k}(0)\,\overline{E}_{n,\,k}}, \qquad (1)$$

где $I^-_{j,k}(0)$ и $I^+_{j,k}(h)$ — токи отраженных и прошедших пластину нейтронов j-й энергетической группы; $\overline{E}_{n,j}$ и $\overline{E}_{n,k}$ — средняя кинетическая энергия нейтронов j-й и k-й групп.

Как видно из рис. 1, альбедо * по потоку a_4 при нормальном падении (кривая *1*) больше, чем при изотропном (кривая *1'*) и, кроме того, $a_4 > 1$ для $E_n < 100$ *кэв*. Это объясняется следующим образом: при нормальном падении $\Phi^+(0) = I^+(0) = 1$.

$$I^-(0) = \frac{1}{4\pi}\int \Phi^-(0,\ \theta)\cos\theta\sin\theta\, d\theta\, d\varphi \leqslant \Phi^-(0),$$

где знак равенства реализуется при нормальном распределении отраженного потока $\Phi^-(\theta)$. Отсюда видно, что при нормальном падении, когда велик вклад нейтронов, направленных под малыми углами $\left(\frac{\pi}{2} - \theta\right)$

* Обозначения величин приняты такими же, как в книге Т. А. Гермогеновой и др. «Альбедо нейтронов» (М., Атомиздат, 1973).