

3. Ю. Я. Стависский, А. В. Шапарь, В. А. Толстиков, «Атомная энергия», 15, 323 (1963).
4. H. Rose et al. J. Nucl. Energy, A12, 32 (1960).
5. Ю. П. Добрынин и др. «Атомная энергия», 3, 323 (1957).
6. В. Б. Климентов, В. Н. Грязев. «Атомная энергия», 3, 527 (1957).
7. Р. Маклин, Х. Померанс. В кн. «Материалы Международной конференции по мирному использованию атомной энергии (Женева, 1955)», Т. 5. М., Изд-во АН СССР, 1957, стр. 119.
8. Ф. Л. Шапиро. «Труды ФИАН», 24, 3 (1964); Ю. П. Попов; «Труды ФИАН», 24, 111 (1964).
9. С. П. Капчигашев, Ю. П. Попов. «Атомная энергия», 15, 120 (1963).
10. R. Macklin, N. Lazar, W. Lyon. Phys. Rev., 107, 507 (1957).
11. D. Hughes et al. Neutron Cross Section, Suppl. BNL-325 (1960).
12. S. Moskalev et al. Nucl. Physics, 53, 667 (1964).

УДК 539.125.523.5

## Модель тяжелого одноатомного газа и нестационарная термализация нейтронов в свинце

Ш. Кенжебаев

В модели тяжелого одноатомного газа соответствующее уравнение Уилкинса имеет особенно простой вид — интегральные операторы заменяются более простыми дифференциальными операторами и в то же время удовлетворяют принципу детального равновесия. Поскольку в модели не учитываются химическая связь и кристаллические эффекты, она не всегда дает удовлетворительные результаты. Приближение тяжелого газа тем лучше описывает реальный замедлитель, чем тяжелее элемент и чем ниже дебаевская температура. Следует, однако, отметить, что при измерении диффузионных параметров органических веществ, таких, например, как дифенил ( $C_{12}H_{10}$ ), импульсным методом полученные значения коэффициента диффузионного охлаждения согласуются с теоретическими расчетами по модели тяжелого одноатомного газа [1].

В действительности учет химической связи приводит к ужесточению спектра. Свойства модели отражаются на выражении для второго момента передачи энергии и на величине времени термализации. В частности, в графите и бериллии второй момент передачи энергии значительно меньше, а величина времени термализации в несколько раз превышает значения, полученные для свободных атомов [2—4].

В эксперименте [5] с импульсным источником исследован процесс установления равновесной скорости нейтронов в свинце. Свинец, обладая очень большой массой, имеет низкую дебаевскую температуру ( $\theta = 88^\circ K$ ). В связи с этим можно надеяться, что рассеяние нейтронов в нем удовлетворительно описывается в рамках модели тяжелого одноатомного газа. Поэтому интересно провести расчет средней скорости нейтронов в свинце в той области времени замедления, где спектр близок к равновесному максвелловскому, и сравнить его с экспериментом.

В задаче временной термализации плотность нейтронов можно представить в виде

$$n(y, t) = \sum_h C_h e^{-\alpha_h t} e^{-y^2} \psi_h(y),$$

где  $y$  — скорость, измеренная в единицах  $\sqrt{2kT/m}$ . При этом временная задача приводится к следующему уравнению для собственных функций  $\psi_h$ , соответствующим

ющих собственным значениям  $\Delta_h$ :

$$y \frac{d^2 \psi_h}{dy^2} + (3 - 2y^2) \frac{d \psi_h}{dy} - (\Delta_h - 4\lambda y) \psi_h = 0. \quad (1)$$

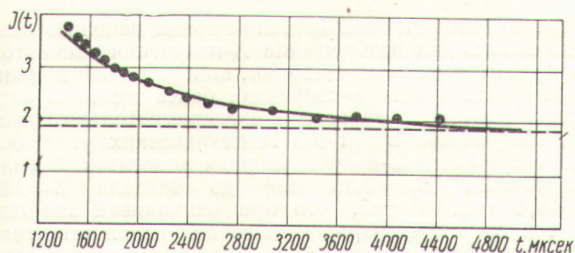
Здесь  $\lambda = -\frac{1}{2} M l_s^2 \Omega$ ,  $\Delta_h = 2M l_s \left( \frac{1}{T_0} - \alpha_h \right)$ ;  $\Omega$  — геометрический параметр, соответствующий основной гармонике;  $T_0$  — среднее время жизни нейтронов в свинце. Тогда среднюю скорость нейтронов в замедлителе в момент времени  $t$  можно определить следующим образом:

$$\bar{y}(t) = \frac{\int_0^\infty n(y, t) y dy}{\int_0^\infty n(y, t) dy}. \quad (2)$$

Уравнение (1) было решено численно для первых трех гармоник для случая, соответствующего экспериментальным данным [5] ( $\Omega = 7,1 \cdot 10^{-4} \text{ см}^{-2}$ ). Собственное число для третьей гармоники найдено МКВ-методом [6]. При этом были получены следующие значения:  $\alpha_0 = 1287 \text{ сек}^{-1}$ ,  $\alpha_1 = 2152 \text{ сек}^{-1}$ ,  $\alpha_2 = 3186 \text{ сек}^{-1}$ . В работах [7, 8] показано, что в задаче временной термализации нейтронов спектр дискретных собственных значений истинного уравнения Больцмана имеет верхнюю границу:  $\alpha_{\text{макс}} = \min(v\Sigma)$ . Для свинца при комнатной температуре  $\alpha_{\text{макс}} = 1500 \text{ сек}^{-1}$ . Таким образом, существует единственная временная постоянная затухания ( $\alpha_0$ ). Но тем не менее интересно сравнить результаты расчета с экспериментальными данными.

Экспериментальная величина  $J(t)$ , пропорциональная средней скорости нейтронов, показана на рисунке точками. Там же проведена теоретическая кривая, нормированная с помощью условия

$$\frac{J(t)}{J(\infty)} = \frac{\bar{y}(t)}{\bar{y}(\infty)}, \quad (3)$$



Приближение средней скорости нейтронов в свинце к равновесной.

где  $J(\infty)$  находилось методом наименьших квадратов. Как видно из рисунка, результаты расчета удовлетворительно согласуются с данными эксперимента в широкой области времени задержки. Отклонение при малых временах можно объяснить наличием высших энергетических гармоник. При больших временах сказывается тот факт, что в действительности не существует дискретных собственных значений, даже для первой гармоники.

Этот результат показывает, что эффект, связанный с конечностью границы временных постоянных затухания, сказывается лишь при довольно больших временах. Аналогичная ситуация имеет место и для графита [9].

В заключение автор считает своим долгом выразить глубокую благодарность М. В. Казарновскому за

постоянное внимание и ценные советы. Автор приносит свою благодарность Ф. Л. Шапиро за ценные советы. Автор благодарит также З. П. Мухину, А. Т. Матачу, выполнивших численные расчеты.

Поступило в Редакцию 20/XI 1964 г.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Л. Н. Юрова, С. Б. Степанов. «Атомная энергия», 12, 331 (1962).
2. М. Нелкин, К. Коэн. В кн. «Труды Второй международной конференции по мирному использованию атомной энергии». Избр. докл. иностр. ученых. Т. 2. М., Атомиздат, 1959, стр. 634.
3. S. Purohit, A. Rajagora. Nucl. Sci. Engng, 13, 250 (1962).
4. И. Ф. Жежерун. «Атомная энергия», 14, 193 (1963); 16, 224 (1964).
5. А. И. Исаков. «Труды ФИАН», 24, 68 (1964).
6. N. Corngold. Proc. of the Brookhaven Conference on Neutron Thermalization, BNL 719 (C-32), 1962, Vol. IV.
7. N. Corngold, P. Michael, W. Wollman. Nucl. Sci. Engng, 15, 13 (1963).
8. N. Corngold, C. Shapiro. Approach to Equilibrium of Neutron Gas in Crystalline Material (Unpublished Manuscript June 1963).
9. E. Starr, Honeck, J. de Villiers. Nucl. Sci. Engng, 18, 230 (1964).

УДК 539.16.07

## Применение цирконий-третиевого источника для бездисперсионного рентгеноспектрального анализа

Ю. П. Бетин, М. И. Бурсукова, В. И. Верховский, Л. С. Шелков

Спектр электромагнитного излучения, испускаемого цирконий-третиевыми источниками, содержит непрерывную часть, соответствующую тормозному излучению с энергией квантов до 15 *кэв*, и линию характеристического *L*-излучения циркония с энергией квантов 2,4 *кэв* [1, 2]. Такой характер спектра позволяет использовать эти источники для возбуждения рентгеновского характеристического *K*-излучения легких элементов и элементов со средними атомными номерами. В литературе описано применение цирконий-третиевых источников для возбуждения *K*-излучения элементов с атомными номерами от  $Z=12$  (магний) до  $Z=30$  (цинк) [1, 3–8]. Относительная эффективность источника при использовании его для возбуждения рентгеновского флуоресцентного излучения зависит от атомных номеров элементов в облучаемой пробе, геометрии измерений и параметров детектора, используемого для регистрации характеристического излучения.

Была измерена относительная эффективность цирконий-третиевого источника для различных элементов в широком диапазоне  $Z$  от 16 до 30. Для возбуждения флуоресцентного излучения использовалась стандартная «толстая» цирконий-третиевая мишень на вольфрамовой подложке активностью около 12 *кюри*. Диаметр активной поверхности мишени 15 *мм*. Толщина слоя

циркония 16 *мг/см<sup>2</sup>*. Спектр излучения такой мишени приведен в работе [2].

На рис. 1 показано взаимное расположение цирконий-третиевой мишени, пробы и пропорционального счетчика. Для измерения интенсивности рентгеновского флуоресцентного излучения, возбуждаемого в пробе,

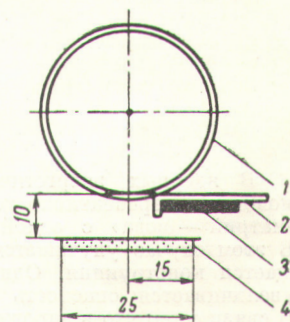


Рис. 1. Схема расположения цирконий-третиевого источника, пробы и пропорционального счетчика: 1 — счетчик; 2 — экран (алюминий, толщина 1,5 *мм*); 3 — цирконий-третиевая мишень; 4 — проба.

использовался пропорциональный счетчик с боковым бериллиевым окном размерами 8 × 30 *мм*, толщиной 0,2 *мм*, заполненный смесью ксенона и изопентана до давления около 500 *мм рт. ст.* [9].