

Рис. 2. Зависимость коэффициента разделения α от температуры:

— — — расчет по работе [2]; \circ — результаты настоящей работы; \square — данные работы [3].

находили по данным рис. 1 графическим решением уравнения [10]

$$\frac{1}{\lg K_t} = \frac{C}{\lg K_\infty} \cdot \frac{1}{t} + \frac{1}{\lg K_\infty},$$

где K_t — текущая степень разделения (через t μ от начала работы), K_∞ — стационарная степень разделения ($K_\infty = \alpha^n$).

Коэффициент разделения растворов DTO в D_2O рассчитывали по известному уравнению Фенске — Андервуда [11] для безотборного режима. При определении ЧТСР вводили поправку, учитывающую некоторое различие нагрузки в различных сериях опытов, по соотношению

$$\frac{(\text{ЧТСР})_2}{(\text{ЧТСР})_1} = \left(\frac{L_1}{L_2}\right)^{0,15},$$

вытекающему из данных работы [12].

На рис. 2 полученные результаты представлены в форме зависимости коэффициента разделения α от температуры, для сравнения показаны расчетные данные по Ван Хуку [2] и значение α , полученное Шастевским

[3]. Согласие экспериментальных данных настоящей работы с расчетными значениями α по работе [2] вполне удовлетворительно.

Опытные данные в изученном интервале температур хорошо описываются уравнением

$$\lg \alpha = \frac{8,026}{T} - 0,0198.$$

По температурной зависимости коэффициента разделения вычислена теплота испарения DTO, оказавшаяся равной 10,2 ккал/моль. Найденная величина близка к средней квадратической (10,24 ккал/моль) из теплот испарения D_2O (10,18 ккал/моль по работе [13]) и T_2O (10,3 ккал/моль по работе [14]).

Поступило в Редакцию 19/VII 1973 г.
В окончательной редакции 29/XI 1973 г.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Leger D. e. a. «Energie Nucl.» 1970, v. 12, № 2, p. 135.
2. Van Hook A. «J. Phys. Chem.», 1968, v. 72, № 4, p. 1234.
3. Staszewski D. «Chemie-Ingenieur-Technik», 1963, Bd. 43, № 14, S. 810.
4. Зельвенский Я. Д. и др. «Атомная энергия», 1965, т. 18, вып. 4, с. 46.
5. Князев Д. А. и др. «Успехи химии», 1969, т. 38, вып. 7, с. 1314.
6. Зельвенский Я. Д. и др. «Атомная энергия», 1965, т. 18, вып. 4, с. 367.
7. Недумова Е. С. и др. «Isotopenpraxis», 1970, Bd. 11, S. 412.
8. Стрельцов Л. В., Зельвенский Я. Д., Жаворонков Н. М. «Теор. основы хим. технологии», 1968, т. 6, с. 863.
9. Казавчинский Я. З. и др. Тяжелая вода. М., «Энергия», 1965.
10. Жаворонков Н. М. и др. «Докл. АН СССР», 1967, т. 174, № 3, с. 646.
11. Fenske M., «Industr. and Engng. Chem.», 1932, v. 29, p. 482.
12. Зельвенский Я. Д., Титов А. А., Шалыгин В. А. «Хим. пром-сть», 1966, т. 10, с. 771.
13. Rombusch U. e. a. «Atompraxis», 1962, Bd. 8, S. 339.
14. Понов М. М., Тазетдинов Ф. П. «Атомная энергия», 1960, т. 8, вып. 5, с. 420.

Влияние воздушной среды на результаты измерения спектра нейтронов деления методом времени пролета

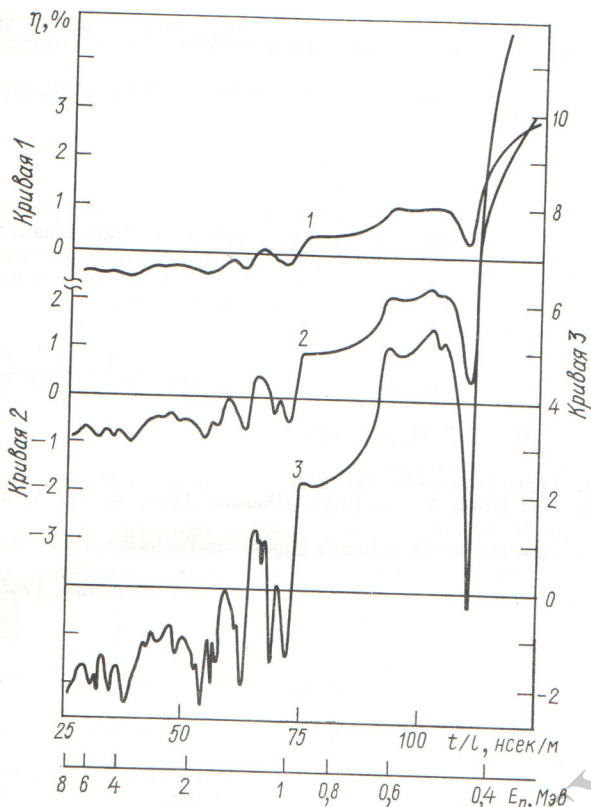
ИВАНОВ О. П., САФОНОВ В. А.

УДК 539.171.4:539.125.516.407.8

При измерении спектров нейтронов деления в диапазоне 0,002—15 Мэв широкое распространение получил метод времени пролета [1—3]. Высокая разрешающая способность метода и относительная простота в достижении высокой статистической точности позволяют измерять спектры с погрешностью, не превышающей 1%. Однако возможности метода ограничиваются не столько разрешающей способностью, сколько корректным учетом фоновых условий. Обычно для учета фона рассеянных нейтронов используют теневой конус, размещенный между источником и детектором нейтронов. При этом вместе с прямым потоком отсекается

и часть нейтронов, рассеянных вблизи 0 и 180°, что приводит к занижению фона рассеянных нейтронов и, как следствие, к завышению измеряемого эффекта.

В настоящей работе рассматриваются присущие методике времени пролета искажения спектра из-за рассеяния нейтронов в окружающей воздушной среде. Специфичное для конкретных экспериментальных установок рассеяние нейтронов на конструкционных материалах сказывается в большей степени на изменении телесного угла регистрации, чем на искажении спектра, так как рассеяние происходит вблизи источника или детектора и пролетное расстояние меняется мало.



Р и с. 1. Отклонение измеренного спектра от исходного при регистрации нейтронов пластмассовым детектором толщиной 70 мм:

1 — $l = 75$; 2 — $l = 150$; 3 — $l = 350$ см.

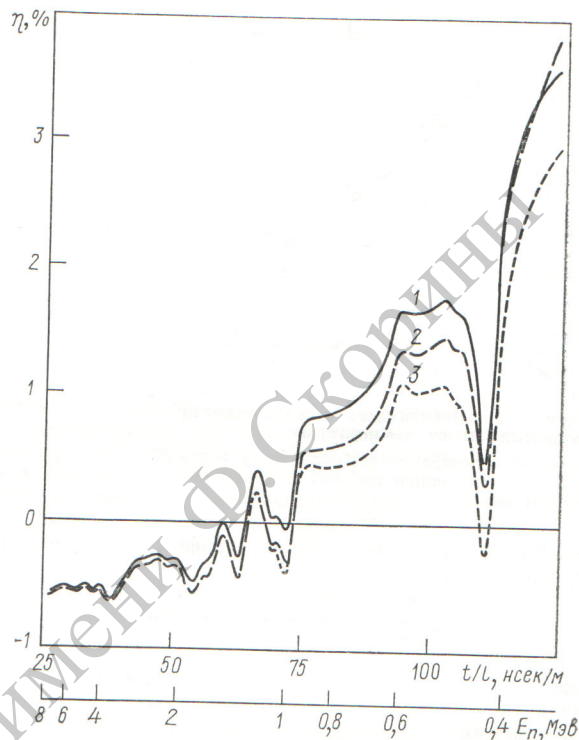
Из источника, расположенного на расстоянии l от изотропного детектора, испускаются нейтроны исходного спектра T_0 . В качестве исходного использовалось распределение по времени пролета нейтронов деления со спектром, описываемым формулой Уатта. Регистрируемое временное распределение можно представить суперпозицией двух спектров: спектра нейтронов, прошедших слой воздуха толщиной l без взаимодействия

$$T_1(t) = T_0(t) \{1 - [\rho_1 \sigma_1(t) + \rho_2 \sigma_2(t)] l\} \varepsilon(t),$$

и спектра нейтронов, рассеянных окружающей средой в детектор

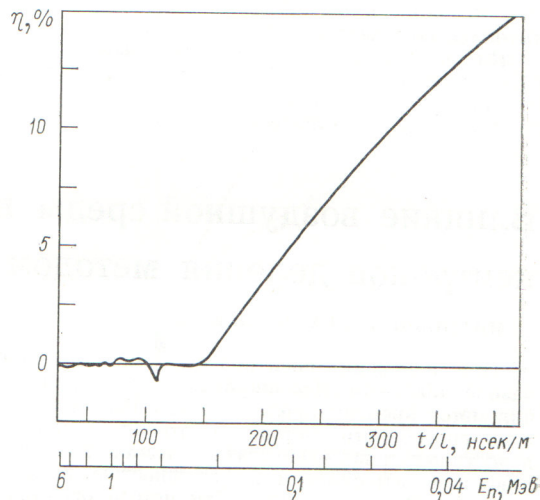
$$T_2(t) = \frac{S}{8\pi} \sum_i \int_0^{\pi} \int_0^{r_{\max}} \int_{t_{\min}}^{t_{\max}} \frac{\rho_i \sin \alpha}{k_i r_1^2} \sigma_i(\theta, \tau) T_0(\tau) \times \varepsilon(\tau) \delta(t - k_i \tau) d\tau dr d\alpha,$$

где ρ_1 и ρ_2 — плотность ядер азота и кислорода в воздухе при нормальных условиях; $\sigma_1(\theta, \tau)$ и $\sigma_2(\theta, \tau)$ — дифференциальные сечения рассеяния нейтронов на ядрах азота и кислорода; S — площадь изотропного детектора; $\varepsilon(\tau)$ — эффективность регистрации нейтронов детектором; r и r_1 — пролетное расстояние от источника до точки рассеяния и от точки рассеяния до детектора соответственно; $E_i = (a_i r_1 + r)/l$ — не зависящий от энергии нейтрона коэффициент удлинения вре-



Р и с. 2. Отклонение измеренного спектра от исходного при пролетной базе $l = 100$ см:

1 — черный детектор; 2, 3 — пластмассовые детекторы толщиной 70 и 30 мм соответственно.



Р и с. 3. Отклонение измеренного спектра от исходного при регистрации нейтронов литиевым стеклом толщиной 10 мм ($l = 50$ см).

мени пролета нейтронов при рассеянии (a_i учитывает изменение скорости нейтрона при рассеянии на угол θ); α — угол вылета нейтрона из источника.

Регистрируемый спектр ($T_1 + T_2$) и отклонение его от исходного рассчитывали на ЭВМ. Дифференциальные сечения рассеяния нейтронов на азоте и кислороде взяты из работы [4]. Эффективность регистрации нейтронов ϵ для $0,35 \text{ Мэв} < E_n < 8,6 \text{ Мэв}$ рассчитывали для пластмассового сцинтиллятора с учетом только однократного (n, p) рассеяния [5]. При расчете области спектра $0,03 \text{ Мэв} < E_n < 1 \text{ Мэв}$ предполагалось, что ход эффективности нейтронного детектора соответствует сечению реакции ${}^6\text{Li}(n, \alpha)$.

Результаты расчета для различной геометрии представлены на рис. 1—3 в виде отклонений измеренного спектра от исходного $\eta = (T_0 - T_1 - T_2)/T_0 \cdot 100\%$. Все данные приведены к реально достижимому в эксперименте временному разрешению в 2 нсек. Из расчетов следует, что эффект выбывания нейтронов прямого пучка в значительной степени компенсируется нейтронами, рассеянными окружающей средой. Совместное действие двух эффектов сводится к смягчению измеренного спектра, причем тем большему, чем больше протекла база в эксперименте (см. рис. 1). Кроме того, смягчение спектра зависит от размера нейтронного детектора при одном и том же пороге регистрации нейтронов (см. рис. 2). Следует отметить, что в спектре нейтронов, измеренном с достаточно высоким разрешением ($\Delta t \approx 2 \text{ нсек}$), должны проявиться нерегулярности, связанные с резонансами в полном сечении кислорода и азота.

При измерениях низкоэнергетичной части нейтронного спектра детекторами на основе реакции ${}^6\text{Li}(n, \alpha)$ основную роль в искажении спектра играет широкий резонанс в области 260 кэв в сечении лития. Эффективность регистрации рассеянных нейтронов возрастает настолько существенно, что искажения спектра достигают 15% при $E_n = 0,03 \text{ Мэв}$. Сомнительно, что такой фон можно надежно учесть в эксперименте. Возможно, что именно этот подъем в мягкой части спектра и наблюдался в работах [1, 2]. Поэтому выводы работ [1, 2] об отклонении спектра от максвелловского распределения представляются недостаточно обоснованными.

Поступило в Редакцию 13/VIII 1973 г.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Meadows I. «Phys. Rev.», 1967, v. 157, p. 1076.
2. Еки Л. и др. «Атомная энергия», 1972, т. 33, вып. 3, с. 784.
3. Bowman H. e.a. «Phys. Rev.», 1962, v. 126, p. 2120.
4. Николаев М. Н., Базаянц Н. О. Анизотропия упруго-рассеянных нейтронов. М., Атомиздат, 1972.
5. Золотухин В. Г., Дорошенко Г. Г., Ефименко Б. А. «Атомная энергия», 1965, т. 19, вып. 1, с. 56.

Определение периода полураспада ${}^{252}\text{Cf}$

ЩЕБОЛЕВ В. Т., РАМЕНДИК З. А., ШЛЯМИН Э. А.

УДК 539.163.1:546.799.8

В настоящее время широкое применение находят источники нейтронов со спектром деления на основе ${}^{252}\text{Cf}$ [1—8], технология получения и очистки от примесей которого достаточно хорошо разработана. Для прецизионных измерений с использованием ${}^{252}\text{Cf}$ необходимо точно знать период его полураспада $T_{1/2}$.

Из приведенного ниже выражения для $T_{1/2}$ ясно, что важно сохранение постоянной эффективности регистрации нейтронов (ϵ) в течение длительного времени:

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\ln \frac{Q_0}{Q_i}} \cdot t,$$

где $Q_i = \frac{N_i}{\epsilon}$ — поток нейтронов из источника в момент времени t_i ; $t = t_i - t_0$; N — число регистрируемых отсчетов. Репером сохранения $\epsilon = \text{const}(t)$ может служить источник нейтронов, выход которого изменяется гораздо медленнее, чем испытываемого, например Ra — Be(α, n), хотя и его выход также не остается постоянным [9].

Измерения $T_{1/2}$ проводились на установке (графитовая сфера), входящей как составная часть в Государственный эталон единицы потока нейтронов [10].

Для контроля стабильности регистрирующей аппаратуры использовался Ra(α, n)Be-источник, нейтронный поток из которого был скорректирован по результатам международных сличений 1963 г. [11].

Для работы использовались три калифорниевых источника. Один из них точечный (источник № 2); диаметр подложки с активным веществом составлял 1,5 мм, диаметр герметизирующей стеклянной ампулы

~5 мм. Два других (источники № 1 и № 3) — плоско-источники. Калифорний наносился тонким слоем на подложку из титана или нержавеющей стали толщиной ~0,2 мм электролизом. Активное пятно получалось в виде круга с точно известным диаметром. Затем источник помещался в герметичный контейнер из оргстекла. Была предусмотрена возможность замены контейнера для определения эффекта агрегатной отдачи. Чистота материала источника гарантировалась технологией очистки и спектральными измерениями.

Продолжительность измерений 1—3 года. Результаты измерений $T_{1/2}$ для источников № 1, № 2, № 3, обработанные по методу наименьших квадратов, составили 2,614; 2,637; 2,628 года соответственно, относительные погрешности 0,8; 0,7; 0,5% соответственно.

Средневзвешенное значение периода полураспада ${}^{252}\text{Cf}$ составляет $2,628 \pm 0,010$ года. В таблице приведены значения $T_{1/2}$, полученные в других работах.

Результаты измерения периода полураспада

$T_{1/2}$, год	$\delta T_{1/2}$, %	Работа, время публикации
$2,2 \pm 0,2$	9,1	[12] (1954 г.)
$2,55 \pm 0,15$	5,9	[13] (1957 г.)
$2,646 \pm 0,004$	0,15	[14] (1965 г.)
$2,631 \pm 0,006$	0,24	[15] (февраль 1969 г.)
$2,621 \pm 0,006$	0,22	[16] (октябрь 1969 г.)
$2,628 \pm 0,010$	0,38	Настоящая работа (1973 г.)