

полученная как разность первых двух спектров. Относительная (к золоту) интенсивность жестких γ -линий индия (кривая 3) в два-три раза ниже, чем для исходного спектра (кривая 1). Следовательно, подбирая соответствующие фильтры и облучая образец сложного состава нейтронами, можно подавить влияние мешающих элементов на γ -спектр облученного образца. Сравнивая «резонансный» γ -спектр чистого металла с резонансным γ -спектром того же металла, выделенного с помощью фильтров из спектра сложного образца, можно оценить, в какой степени данные резонансные фильтры позволяют исключить влияние мешающих элементов.

Нейтронно-резонансный анализ является новым направлением в развитии нейтронных методов анализа элементного состава вещества. Перспективность его практического использования определяется тем, что значительное качество благородных, редких и рассеянных элементов обладает высокими резонансными свойствами.

Описанный метод может найти широкое применение при разработке селективных инструментальных методов экспрессного определения указанных элементов в геологических образцах и технологических пробах в промышленности цветных и редких металлов. На основе НРА могут быть разработаны автоматические анализаторы состава вещества.

Необходимо отметить, что развитие методов активационного анализа в отношении повышения их избирательности происходит в двух направлениях: 1) путем разработки методов селективной активации определяемых элементов; 2) за счет увеличения энергетического разрешения анализаторов γ -излучения активированных образцов на базе использования полу-

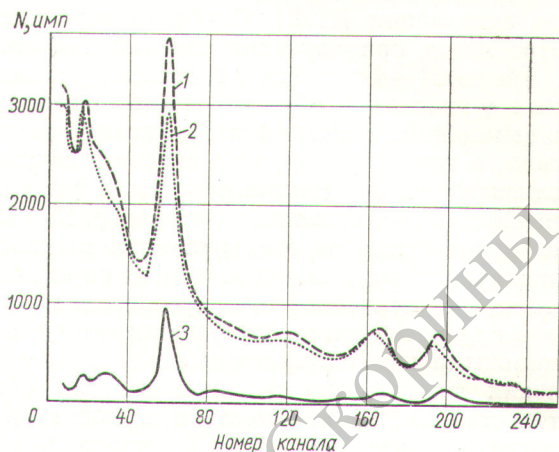


Рис. 6. Спектры γ -излучения золота и индия:

1 — облучение надтепловыми нейтронами; 2 — облучение надтепловыми нейтронами без резонансных ($4,9 \text{ эв}$); 3 — облучение резонансными нейтронами (разностная кривая).

проводниковых детекторов. Эти направления независимы и дополняют друг друга.

Поступила в Редакцию 12/II 1968 г.
В окончательной редакции 15/IV 1968 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. A. Dimitrin, Studii tehn. și econ., В, No. 44, 25 (1966).
2. С. И. Брагинский и др. Ядерные реакции. Т. 1, часть 1. М., Изд. МИФИ, 1954.
3. В. И. Голубев и др. «Атомная энергия», 11, 522 (1961).
4. В. И. Голубев и др. «Атомная энергия», 23, 138 (1967).
5. Е. М. Филиппов и др. Симпозиум по радиоизотопным приборам в промышленности и геофизике. Вена, МАГАТЭ, 1966.
6. Р. Г. Гамбарян и др. «Атомная энергия», 25, вып. 3 (1968).
7. Е. Р. Карташев и др. «Атомная энергия», 22, 54 (1967).

Спектрально-резонансный анализ по времени замедления нейтронов

Р. Г. ГАМБАРЯН, Ю. Н. КАЗАЧЕНКОВ, А. С. ШТАНЬ

УДК 543.53

В ядерной физике вопросу нестационарного замедления нейтронов уделялось большое внимание [1—6]. Одна из причин столь большого интереса к нестационарному замедлению обусловлена тем обстоятельством, что в тяжелом замедлителе нейтроны замедляются практически одновременно, так что их энергия в каждый данный момент заключена в сравнительно узких пределах около некоторой средней величины,

являющейся функцией времени замедления. Вводя в массу замедлителя импульсный источник нейтронов и включая детектор нейтронов в течение узкого интервала времени, можно отобрать приблизительно моноэнергетические нейтроны с энергией, определяемой разностью между временами их регистрации и импульсом источника. Этот эффект был положен в основу нового метода спектрометрии — метода време-

ни замедления [1, 2]. Особенно перспективен этот метод при изучении сечений захвата.

На рис. 1—4 приведены скорости счета захватных γ -квантов в образце золота, помещенном в свинцовый, железный и графитовый замедлители, а также для образца селена в свинцовом замедлителе, отнесенные к скорости счета нейтронов в том же временном интервале. Как видно из приведенных на этих рисунках результатов экспериментов, для поглотителей со сдвинутыми по энергетической шкале резонансами (в данном случае золото и селен) время между максимальными интенсивностями захватного γ -излучения существенно различается. Это обстоятельство дает возможность предложить новый метод анализа элементного состава вещества

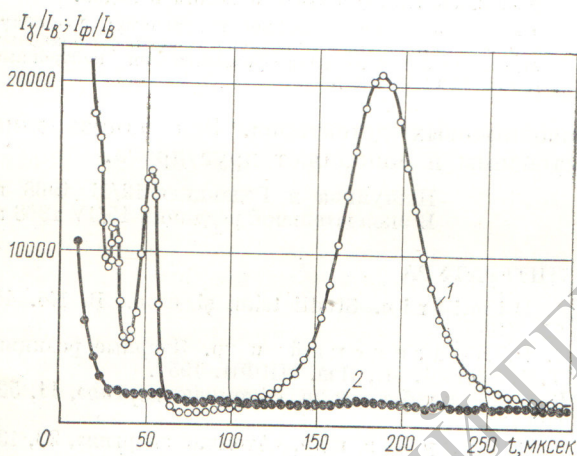


Рис. 1. График $I_\gamma(t)/I_B(t)$ для образца золота толщиной 0,1 мм (1) и фона (2) в свинцовом замедлителе [1]; $I_\gamma(t)$ — интенсивность счета захватных γ -квантов; $I_B(t)$ — интенсивность счета нейтронов, измеренная борным детектором.

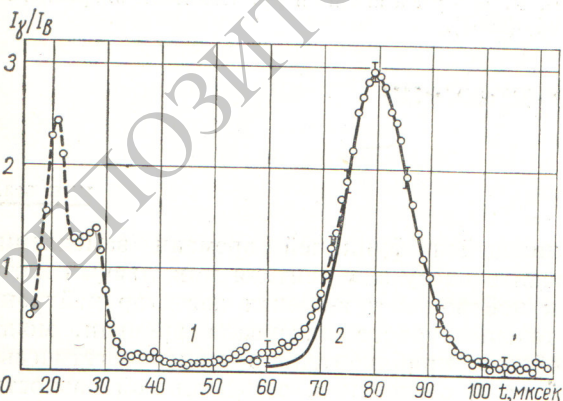


Рис. 2. График $I_\gamma(t)/I_B(t)$ для образца из естественного селена в свинцовом замедлителе [1]; 1 — экспериментальные точки; 2 — расчетная форма пика.

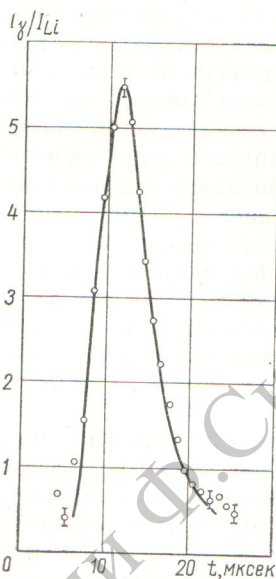


Рис. 3. График $I_\gamma(t)/I_{Li}(t)$ для образца золота в графитовой призме:

○ — экспериментальные результаты; — расчет с помощью точного выражения для функции распределения времен замедления [2]; $Li(t)$ — временная зависимость плотности нейтронов, измеренная литиевым детектором.

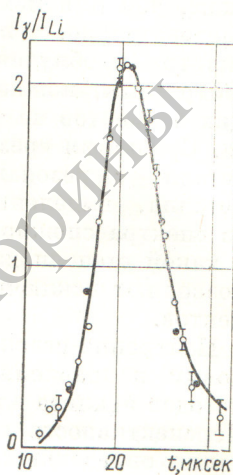


Рис. 4. График $I_\gamma(t)/I_{Li}(t)$ для образца золота в железной призме [2]:

○ — экспериментальные результаты; ● — результаты расчета, выполненные в предположении, что функция распределения времен замедления имеет гауссову форму; — расчет с помощью точного выражения для функции распределения времен замедления.

с использованием импульсных источников нейтронов.

Если в тяжелый замедлитель поместить образец из смеси элементов, имеющих резонансы поглощения нейтронов при различных энергиях, то по интенсивности захватных γ -квантов через промежуток времени, необходимый для замедления нейтронов до резонансной энергии одного из элементов, после соответствующей калировки можно определить абсолютное содержание в образце элемента с данной энергией резонанса. Для уменьшения фона захватного γ -излучения из замедлителя регистрируют только γ -кванты с энергией, присущей определяемому элементу. В качестве замедлителя наиболее целесообразно применять свинец, поскольку при относительно небольшом фоне он позволяет добиться наибольшей для данного метода разрешающей способности.

Рассмотрим некоторые теоретические аспекты нестационарного замедления нейтронов в неравнозначных тяжелых средах. Они достаточно подробно изучены в работах [1, 3, 4]. Сред-

нее время замедления за счет упругих столкновений до скорости v в тяжелом замедлителе равно [4]

$$t = \frac{M'}{\Sigma_s} \left(\frac{1}{v} - \frac{1}{v_0} \right). \quad (1)$$

Здесь v_0 — скорость нейтронов, испускаемых источником;

$$M' = \frac{M}{1 - \frac{4}{3M}},$$

где M — масса ядра замедлителя в единицах нейтронной массы.

Если нейтроны в каждом столкновении теряют какую-то определенную энергию, то это должно приводить к фокусировке их скорости, поскольку из формулы (1) следует, что при $v \ll v_0$ скорости нейтронов перестают зависеть от начальной скорости.

Пусть в центре тяжелого конечного цилиндрического замедлителя за бесконечно короткий промежуток времени испущено Q нейтронов с энергией E_0 . Плотность замедляющихся нейтронов $\rho(r, z, \tau)$ может быть представлена в виде

$$\rho(r, z, \tau) = \exp \left[- \int_E^{E_0} \frac{\Sigma_c dE}{\xi \Sigma_s E} \right] \rho_0(r, z, \tau), \quad (2)$$

где функция $\rho_0(r, z, \tau)$ подчиняется урав-

нению

$$\Delta \rho_0 = \frac{\partial \rho_0}{\partial \tau}; \quad (3a)$$

$$\rho_0(r, z, 0) = Q \delta(r); \quad (3b)$$

$$\tau = \int_E^{E_0} \frac{dE}{3\xi \Sigma_s \Sigma_{tr} E} - \text{возраст нейтронов; } \epsilon_c - \text{мак-$$

роскопическое сечение захвата; Σ_{tr} — транспортное макроскопическое сечение; Q — число нейтронов, испускаемых источником в импульсе. Функция $\rho(r, z, \tau)$ должна обращаться в нуль на экстраполированной границе цилиндра. Произведя соответствующие вычисления, получим

$$\rho(r, z, \tau) = \frac{Q}{\pi R^2 h} e^{-\int_E^{E_0} \frac{\Sigma_c dE}{\xi \Sigma_s E}} \times \sum_{i, k=0}^{\infty} \frac{J_0 \left(\frac{\mu_i}{R} r \right)}{[J_1(\mu_i)]^2} \cos \frac{\pi(2k+1)z}{2h} e^{-\Omega_{ik}\tau}, \quad (4)$$

где R и h — соответственно экстраполированный радиус и полувысота замедлителя; J_0, J_1 — функции Бесселя нулевого и первого порядка; μ_i — i -й корень функции Бесселя нулевого порядка;

$$\Omega_{ik} = \left(\frac{\mu_i}{R} \right)^2 + \frac{\pi^2(2k+1)^2}{4h^2}.$$

При достаточно больших временах замедления, когда возраст нейтронов удовлетворяет

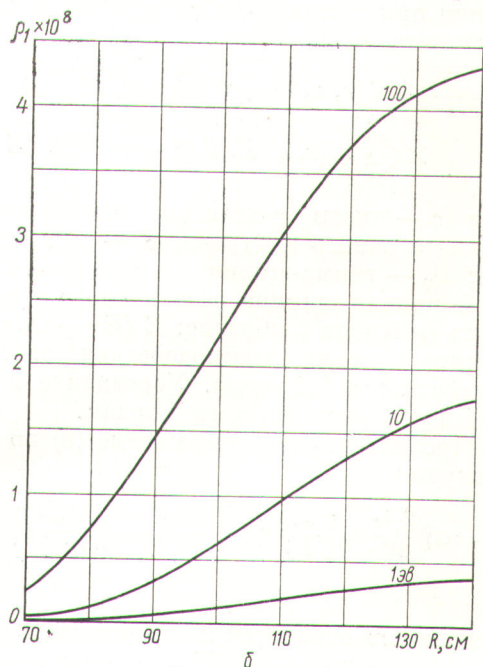
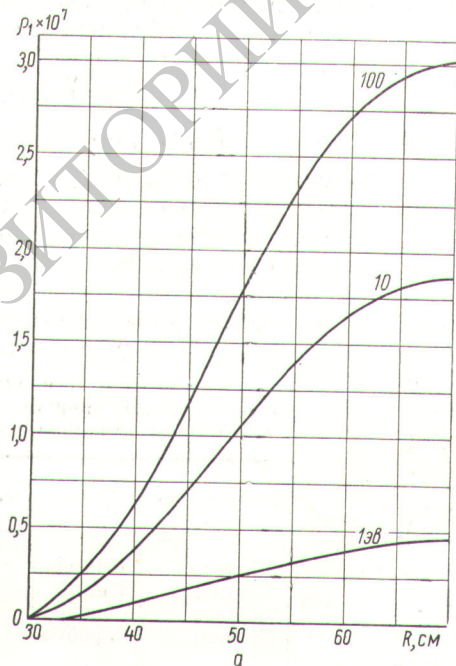


Рис. 5. Функция $\rho_1(0, 0, \tau)$ для различных размеров железного (а) и свинцового (б) цилиндрических замедлителей ($h = 0,925R$) при различных энергиях.

неравенству $\Omega_{00}\tau > 1$, в ряде (4) можно ограничиться одним членом, т. е.

$$\rho(r, z, \tau) \approx \frac{Q}{\pi R^2 h} \exp \left[- \int_0^{\tau} \frac{\Sigma_c dE}{\xi \Sigma_s E} - \Omega_{00}\tau \right]. \quad (5)$$

Используя формулу (5), можно вычислить оптимальные размеры цилиндрического замедлителя:

$$h = 0,925R. \quad (6)$$

Флуктуации в числе столкновений и величине потери энергии должны привести к дисперсии скоростей нейтронов. В результате действия всех факторов устанавливается равновесная дисперсия скоростей (энергий) замедляющихся нейтронов. В работе [3] получено выражение для энергетического распределения нейтронов в тяжелом замедлителе:

$$N(r, z, E, \bar{E}) = \frac{\rho(r, z, \bar{\tau})}{\alpha_1 \sqrt{\pi}} e^{-\frac{(E-\bar{E})^2}{\alpha_1^2 \bar{E}^2}} \frac{dE}{E}, \quad (7)$$

где $\alpha_1^2 = 16/3M$; \bar{E} — средняя энергия замедляющихся нейтронов; $\bar{\tau}$ — возраст нейтронов, соответствующий энергии \bar{E} . Кроме того, в работе [3] дана более точная формула для энергетического распределения нейтронов, которая выражается через табулированные функции.

Если в замедлителе находится резонансный поглотитель, то интенсивность захватного излучения при поглощении им нейтронов определяется выражением

$$I(r, z, t) = cS \frac{\Gamma_\gamma}{\Gamma} \rho(r, z, \bar{\tau}) \times \left\langle \int N(r, z, E, t) [1 - e^{-l\Sigma(E)}] dE \right\rangle, \quad (8)$$

где c — число γ -квантов, испускаемых при захвате одного нейтрона; S — площадь образца; Γ_γ — гамма-ширина резонансного уровня; Γ — полная ширина резонансного уровня; l — путь нейтрона в образце; $\Sigma(E)$ — макроскопическое сечение взаимодействия резонансного поглотителя (образца). Усреднение в формуле (8) проводится по всех хордам.

Пробинтегрировав выражение (8) по времени, получим

$$I = cS \frac{\Gamma_\gamma t_r}{2\Gamma} v_r \left[\frac{A_{res}}{E_r} \left(1 + \frac{\alpha_1}{4\sqrt{\pi}} - \frac{7\bar{l}E_r\Gamma^2}{192\alpha_1 E_r^2} \right) \rho(r, z, \tau_r) \right], \quad (9)$$

индекс «г» относится к величинам, взятым при резонансной энергии; \bar{l} — средний путь нейтро-

на в образце (без учета поглощения);

$$A_{res} = \left\langle \int_0^\infty (1 - e^{-l\Sigma(E)}) dE \right\rangle.$$

В работе [1] вычислена полуширина δ линии поглощения (ширина на половине высоты) в момент времени после начала замедления:

$$\delta = \left[\left(\frac{16 \ln 2}{3M} \right)^{1/2} + 0,27 \frac{\pi \bar{l} \Sigma_r \Gamma^2}{2A_{res} E_r} \right] t. \quad (10)$$

Величина $\delta(t)$ тем меньше, чем больше масса ядер замедлителя, т. е. для тяжелых замедлителей разрешающая способность метода выше.

Если воспользоваться параметрами резонансных уровней, приведенными в работе [7], то из формулы (9) получается, что полное число мгновенных γ -квантов, выделяющихся при поглощении нейтронов с энергией $\sim 5,2$ эв в серебряной фольге толщиной 0,5 мм, для железного и свинцового замедлителя соответственно равно:

$$I_{Fe} = 40S\rho_1(r, z, \tau_r) Q; \quad (11a)$$

$$I_{Pb} = 780SQ\rho_1(r, z, \tau_r). \quad (11b)$$

Индекс «1» означает, что функция $\rho(r, z, \tau_r)$ вычисляется для источника, испускающего один нейтрон в импульсе. В формуле (11b) учтено удвоение мощности источника из-за реакции $(n, 2n)$ на свинце.

В том случае, если в замедлителе находится индиевая фольга толщиной 0,5 мм, полное число испущенных мгновенных γ -квантов при поглощении нейтронов резонансной энергии $\sim 1,44$ эв равно:

$$I_{Fe} = 116SQ\rho_1(r, z, \tau_r); \quad (12a)$$

$$I_{Pb} = 2,5 \cdot 10^3 SQ\rho_1(r, z, \tau_r). \quad (12b)$$

Функции $\rho_1(0, 0, \tau_r)$ для случая, когда образец находится в центре замедлителя при различных резонансных энергиях и размерах железного и свинцового замедлителей, приведены на рис. 5.

В таблице приведены времена замедления до резонансной энергии и полуширины импульса

Значения времен замедления нейтронов до резонансной энергии в железном и свинцовом замедлителях

Замедлитель	Фольга	t , мсек	δ , мсек
Железо	Индий	38	15
	Свинец	330	90
Свинец	Железо	20	6
	Свинец	180	30

γ -квантов в индиевой и серебряной фольгах толщиной 0,5 мм для железного и свинцового замедлителей.

О возможности предлагаемого метода можно судить, например, по измеренной энергетической зависимости сечения захвата нейтронов в железе, приведенной в работе [8] (рис. 6). Отчетливо видно проявление в железе примесей 0,05% марганца (360 эв), 0,008% кобальта (130 эв) и 0,03% молибдена (50 эв).

Предлагаемый метод анализа элементного состава вещества может найти широкое применение для экспрессного определения некоторых благородных и редких металлов (родия, палладия, серебра, иридия, платины, золота, кадмия, индия, урана и пр.), обладающих высокими

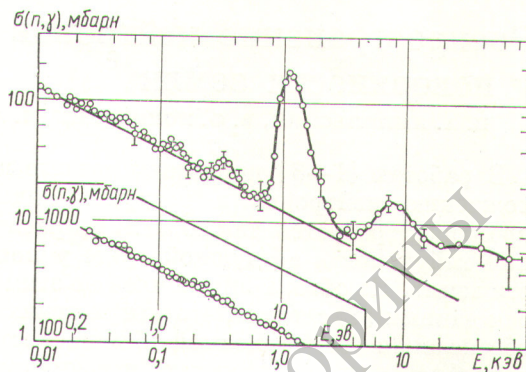


Рис. 6. Энергетическая зависимость сечения захвата нейтронов в железе (кривая нормирована к сечению захвата $\sigma = 2,53 \pm 0,06$ барн при $E = 0,025$).

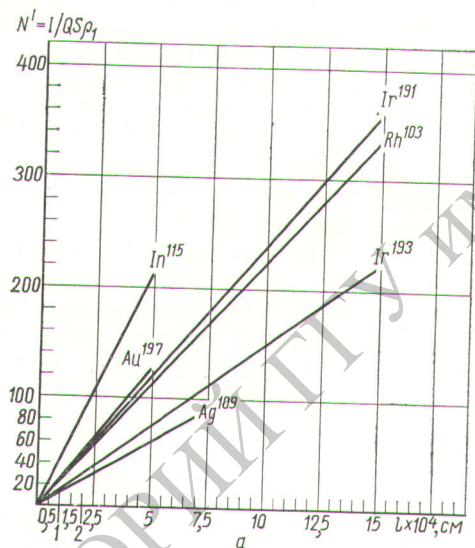
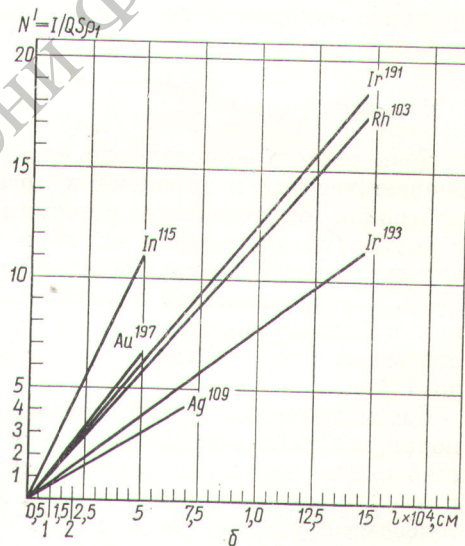


Рис. 7. Число γ -квантов, испускаемых фольгами различной толщины при замедлении нейтронов в свинце (а) и железе (б).



сечениями резонансного захвата нейтронов. Преимущество этого метода заключается также в возможности автоматизации процесса анализа, благодаря тому что производится регистрация мгновенного γ -излучения. Кроме того, спектрально-резонансный анализ по времени замедления нейтронов позволяет обнаруживать примеси некоторых элементов в небольших изделиях без их разрушения.

На рис. 7 приведено число γ -квантов, испускаемых фольгами различной толщины на единицу поверхности фольги и к функции $\rho_1(0, 0, \tau_r)$.

Поступила в Редакцию 29/I 1968 г.
В окончательной редакции 15/IV 1968 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ф. Л. Шапиро. «Труды ФИАН», 24, 3 (1964).
2. А. И. Исаков. «Труды ФИАН», 24, 68 (1964).
3. М. В. Казарновский. «Атомная энергия», 4, 539 (1958).
4. И. М. Франк. «Труды ФИАН», 24, 203 (1964).
5. И. М. Франк. «Труды ФИАН», 14, 117 (1962).
6. М. В. Казарновский. «Труды ФИАН», 11, 176 (1957).
7. И. Б. Гордеев, Д. А. Кардашев, А. В. Малышев. Ядерно-физические константы. М., Госатомиздат, 1963.
8. А. И. Исаков, Ю. П. Попов, Ф. Л. Шапиро. ЖЭТФ, 38, 989 (1960).