

Р и с. 3. Микродифракция на участке пленки алюминия без блистера (а) и с блистером (отмечен стрелкой) (б)

участков крышки от серебристо-белого почти до черного, что связано, очевидно, с переориентацией зерен. В конечном итоге, вероятно, ориентация зерен становится такой, что крышки блистеров выглядят темными при светлопольном изображении.

Различие между контрастом блистеров, описанных в публикации [1] и в настоящей работе, связано, на наш взгляд, с различной структурой исходных образцов. Авторы публикации [1] облучали массивные образцы с размером зерна, превышающим размер блистеров, так что блистер мог возникать в пределах одного зерна, в то время как в настоящей работе характерный размер зерна образцов с мелкодисперсной структурой был намного меньше размера блистеров.

В заключение следует отметить, что на некоторых образцах блистеры не появлялись вплоть до практически полного распыления пленки. Причиной такой невоспроизводимости могло быть загрязнение пучка ионов гелия примесью тяжелых ионов, которые вызывают интенсивное распыление алюминия и тем самым препятствуют накоплению гелиевых концентраций, необходимых для развития

блистеринга. Возможно влияние и других не учитываемых нами факторов. В настоящее время работы в этом направлении продолжаются.

**СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ**

1. Mazey D. e.a. — J. Nucl. Mater., 1977, v. 64, p. 145.
2. Bennetch J. e.a. — Ibid., 1979, v. 85/86, p. 665.
3. Вяткин А. Я., Макаров К. А., Алексеев В. В. — Журн. техн. физики, 1969, т. 39, № 3, с. 549.
4. Зеленский В. Ф. и др. — Приборы и техника эксперимента, 1980, № 3, с. 224.

Поступило в Редакцию 2.06.80

УДК 621.039.534

**О влиянии нейтронного шума реактора на погрешность физического эксперимента**

ГАРУСОВ Е. А., ПЕТРОВ Ю. В.

В работе [1] рассмотрено влияние фона на статистическую погрешность и на затраты при постановке физических экспериментов. Помимо этого, вклад в экспериментальную погрешность могут также вносить временные флуктуации (шумы) нейтронного потока, обусловленные колебаниями реактивности реактора. Особенно велико их влияние на погрешность тех экспериментов, в которых полезный сигнал  $\varepsilon$  мал по сравнению с фоном  $|\varepsilon| \ll 1$ .

Часто в процессе измерений знак полезного сигнала периодически изменяется через равные промежутки времени  $\tau$  [ $\eta\tau$  — время набора импульсов,  $(1 - \eta)\tau$  — мертвое время], как например в опытах по измерению циркулярной поляризации  $\gamma$ -квантов при захвате нейтрона водородом [2]. Тогда оценка значения сигнала  $\hat{\varepsilon}$  пропорциональна экспериментально измеряемой величине  $\hat{A}(T) \equiv [N^+(T) - N^-(T)] / [N^+(T) + N^-(T)] \equiv \Delta N(T) / N(T)$ , где  $N^\pm(T)$  — число импульсов, зарегистрированных при

разных полярностях сигнала  $\varepsilon^\pm = \pm |\varepsilon|$  за полное время измерения  $T = n\tau$ ,  $n$  — четное число циклов. Подобный режим детектирования можно формально описать периодическими прямоугольными симметричными функциями  $H^\pm(t) = H^\pm(t + 2k\tau)$ ,  $k = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$ , причем  $H^+(t) = 1$  при  $-\eta\tau/2 < t < \eta\tau/2$ ;  $H^+(t) = 0$  при  $\eta\tau/2 < t < (2 - \eta/2)\tau$ ;  $H^-(t) = 1$  при  $(1 - \eta/2)\tau < t < (1 + \eta/2)\tau$  и  $H^-(t) = 0$  при  $-(1 - \eta/2)\tau < t < -(1 - \eta/2)\tau$ .

Пусть во время эксперимента нейтронный поток слабо флуктуирует:  $\Phi(t) = \bar{\Phi} + \delta\Phi(t)$ ;  $|\delta\Phi(t)| \ll \bar{\Phi}$ . С точностью до членов, линейных по параметрам малости  $\delta\Phi/\bar{\Phi}$  и  $\varepsilon$ , суммарное число импульсов, зарегистрированных детекторами с эффективными сечениями взаимодействия  $\Sigma^\pm = \Sigma_0(1 + \varepsilon^\pm)$  за время  $T$ , будет равно

$$N(T) = \Sigma_0 \bar{\Phi} T \eta \equiv I_0 T \eta, \quad (1)$$

Разность числа импульсов при различных полярностях сигнала составит

$$\Delta N(T) = I_0 T \eta \left\{ |\hat{\varepsilon}| + 1/T \eta \bar{\Phi} \int_0^T dT \delta\Phi(t) [H^+(t) - H^-(t)] \right\}. \quad (2)$$

Взяв отношение  $\Delta N/N$  и оставив в нем только главные члены, получим выражение для оценки сигнала  $|\hat{\varepsilon}|$ :

$$|\hat{\varepsilon}| - \hat{A}(T) - 1/T \eta \bar{\Phi} \int_0^T dt \delta\Phi(t) [H^+(t) - H^-(t)] \equiv \hat{A}(T) - \hat{A}_{ш}(T), \quad (3)$$

где  $\hat{A}_{ш}(T)$  — слагаемое, появляющееся из-за наличия реакторного шума. В предположении стационарности и эргодичности процесса среднее значение  $\bar{\Phi}(t)$  при  $T \rightarrow \infty$  равно его математическому ожиданию  $\bar{\Phi} = E[\Phi(t)]$ , и  $\delta\Phi = E[\delta\Phi(t)] = 0$ . Поэтому при  $T \rightarrow \infty$  значение  $\hat{A}_{ш}$  стремится к нулю, а значение оценки  $\hat{\varepsilon}$  — к ее истинному среднему значению  $\bar{\varepsilon} \rightarrow \bar{\varepsilon} = \lim_{T \rightarrow \infty} \hat{A}(T) = \bar{A}$ . Переход к конечным значениям  $T$  приводится благодаря флюктуациям нейтронного потока к появлению в выражении для  $\hat{\varepsilon}$  дополнительного слагаемого  $\hat{A}_{ш}(T)$ , пропорционального  $\delta\Phi(t)/\bar{\Phi}$ , т. е. к систематической погрешности.

Поскольку для стационарного процесса оценка среднего значения является несмещенной  $E[|\hat{\varepsilon}|] = |\varepsilon|$ , средний квадрат погрешности оценки сигнала  $(\Delta|\hat{\varepsilon}|)^2$ , возникающий из-за разброса средних значений оценок  $\hat{A}(T)$  и  $\hat{A}_{ш}(T)$  для отдельных реализаций, равен дисперсии этих оценок [3, 4]:

$$(\Delta|\hat{\varepsilon}|)^2 = \sigma^2[|\hat{\varepsilon}|] = \sigma^2[\hat{A}] + \sigma^2[\hat{A}_{ш}]. \quad (4)$$

Статистическая погрешность оценки  $\hat{A}$  при условии  $\Delta N \ll N$  равна

$$(\sigma^2[\hat{A}])^{1/2} = 1/\sqrt{N} = 1/\sqrt{I_0 T \eta}. \quad (5)$$

Дисперсия оценки погрешности вследствие реакторных шумов составляет [3, 4]

$$\sigma^2[\hat{A}_{ш}] \approx \frac{2\tau_{\text{cor}}}{T\eta^2} \frac{\sigma^2[u(t)]}{\bar{\Phi}^2} = \frac{2\tau_{\text{cor}}}{T\eta} \frac{\sigma^2[\delta\Phi(t)]}{\bar{\Phi}^2}, \quad (6)$$

где  $\tau_{\text{cor}}$  — время автокорреляции процесса  $u(t) \equiv \delta\Phi(t) [H^+(t) - H^-(t)]$ . Из вывода формулы (6) [3, 4] прямо следует, что

$$\tau_{\text{cor}} \equiv \int_{-\infty}^{+\infty} dt K(t)/K(0) \equiv \lim_{T \rightarrow \infty} |\tilde{u}(0)|^2 / 2TK(0), \quad (7)$$

где  $K(t)$  — автокорреляционная функция процесса  $u(t)$

$$K(t) \equiv \lim_{T \rightarrow \infty} 1/2T \int_{-\infty}^{+\infty} u(t_0) u(t_0+t) dt_0, \quad (8)$$

а  $\tilde{u}(f)$  — Фурье-компонент  $u(t)$

$$\tilde{u}(f) \equiv \int_{-\infty}^{+\infty} dt u(t) e^{2\pi i f t}. \quad (9)$$

Используя Фурье-компонент от  $H^+(t) - H^-(t)$

$$\hat{H}^+(f) - \hat{H}^-(f) = 2/\pi \sum_{l=-\infty}^{l=+\infty} \frac{(-1)^{l-1}}{2l-1} \times \times \cos[\pi(1-\eta)(l-1/2)] \delta[f - (2l-1)/2\tau] \quad (10)$$

(с помощью равенства Парсевеля

$$\tilde{u}(0) \equiv \int_{-\infty}^{+\infty} u(t) dt \equiv \int_{-\infty}^{+\infty} df \delta\Phi^*(f) [\hat{H}^+(f) - \hat{H}^-(f)]$$

из формулы (7) найдем выражение для  $\tau_{\text{cor}}$ :

$$\tau_{\text{cor}} = 2 \lim_{T \rightarrow \infty} \left| \sum_{l=-\infty}^{l=+\infty} \frac{(-1)^{l-1}}{2l-1} \cos \pi(1-\eta)(l-1/2) \delta\tilde{\Phi}^* \times \times (2l-1/2\tau) \right|^2 / \pi^2 TK(0). \quad (11)$$

Подставив уравнение (11) в выражение (6) и используя затем неравенство Коши — Буняковского для оценки квадрата модуля суммы в нем, а также учитывая определение автоспектральной плотности мощности процесса  $\delta\Phi(t)$  и свойства ее симметрии [3, 4]  $S_{\Phi}(-f) = S_{\Phi}(f) \equiv \lim_{T \rightarrow \infty} |\delta\Phi(f)|^2 / T$ , получим верхнюю оценку погрешности, обусловленной нейтронным шумом реактора:

$$\sigma^2[\hat{A}_{ш}] \leq \frac{2}{TK(0)} \frac{\sigma^2[\delta\Phi(t)]}{\bar{\Phi}^2} \sum_{l=1}^{\infty} S_{\Phi}(2l-1/2\tau). \quad (12)$$

Если частота переключения аппаратуры много меньше полосы характерных частот реакторного шума  $\tau \Delta f_{ш} \gg 1$ , в выражении (12) можно перейти от суммы к интегралу.

С учетом нормировки спектра  $2 \int_0^{\infty} df S_{\Phi}(f) = K(0)/\eta$  будем иметь

$$\sigma^2[\hat{A}_{ш}] \leq 2\tau/T \frac{\sigma^2[\delta\Phi(t)]}{\bar{\Phi}^2 K(0)} \int_0^{\infty} df S_{\Phi}(f) = \frac{\tau}{T\eta} \frac{\sigma^2[\delta\Phi(t)]}{\bar{\Phi}^2}. \quad (13)$$

Как видно из сравнения выражений (5) и (13), погрешность, вносимая нейтронным шумом, уменьшается со временем так же, как и статистическая (т. е.  $\sim 1/\sqrt{T}$ ). Поэтому их относительное соотношение не зависит от длительности эксперимента. Измерения величины  $S_{\Phi}(f)/\bar{\Phi}^2$  на исследовательских реакторах [5, 6] показали, что основ-

ной вклад в  $\int_0^{\infty} df S_{\Phi}(f)$  вносит область частоты  $f \ll 1$  Гц,

характерная для температурных колебаний элементов активной зоны. При  $\tau^{-1} \ll 1$  Гц вклад в погрешность будет вносить весь спектр частот. Значение величины  $\sigma^2[\delta\Phi]/\bar{\Phi}^2$ , входящей в формулу (13), обычно составляет несколько единиц на  $10^{-6}$ . Например, для реактора ORR  $\sigma^2[\delta\Phi]/\bar{\Phi}^2 \approx 5 \cdot 10^{-6}$  [5], для реактора HFIR  $\sigma^2[\delta\Phi]/\bar{\Phi}^2 \approx 2 \cdot 10^{-6}$  [6], откуда  $\sqrt{\sigma^2[\hat{A}_{ш}]} \approx (1 \div 3) \cdot 10^{-3} \sqrt{\tau/T\eta}$ . Таким образом, уровень нейтронного шума, если его не компенсировать аппаратными способами, может ограничивать возможность постановки на реакторе экспериментов, требующих особо высокой точности ( $\sqrt{\sigma^2} \approx 10^{-6} \div 10^{-7}$ ).

Поскольку значение  $S_{\Phi}(f)/\bar{\Phi}^2$  достаточно резко убывает с ростом  $f$  [5, 6], одним из способов уменьшения погрешности является выбор такой частоты переключения аппаратуры, при которой  $\tau^{-1} \gg 1$  Гц. В этом случае вклад в сумму в выражении (12) будут вносить лишь несколько первых членов. Если частоту  $\tau^{-1}$  нельзя сделать достаточ-

но высокой, то для подавления шума нейтронного потока  $\delta\Phi(t)$  вводят компенсирующую систему (см., например, работу [2]), на вход которой подается встречный сигнал  $\delta\psi(t)$ , уменьшающий амплитуду флюктуаций шума

до величины  $\delta l(t) = \delta\Phi(t) - \int_{-\infty}^t dt_0 h(t-t_0) \delta\psi(t_0)$ , где

$h(t-t_0) \equiv 0$  при  $t < t_0$  — функция отклика компенсирующей системы. Тогда в формулы (12) и (13) вместо  $S_{\Phi}(f)$  войдет следующее выражение [7]:

$$S_l(f) = S_{\Phi}(f) [1 - \tilde{h}(f)]^2 + |\tilde{h}(f)|^2 [S_{\Phi}(f) - S_{\psi}(f)] + 2S_{\Phi}(f) \operatorname{Re} \tilde{h}(f) [1 - S_{\psi}(f)/S_{\Phi}(f)], \quad (14)$$

где  $S_{\psi\Phi}(f) \equiv \lim_{T \rightarrow \infty} \delta\psi(f) \delta\Phi^*(f)/T$  — взаимная спектральная плотность мощностей шумов  $\delta\Phi(t)$  и компенсирующего сигнала  $\delta\psi(t)$ ;  $\tilde{h}(f)$  и  $|\tilde{h}(f)|^2$  — Фурье-компонент функции  $h(t)$  и передаточная функция компенсирующей системы соответственно. Если в качестве компенсирующего сигнала использовать  $\delta\Phi(t)$ , то два последних слагаемых в выражении (14) равны нулю. При плавном изменении  $\tilde{h}(f)$  в области низких частот будем иметь

$$|1 - \tilde{h}(f)|^2 \approx |1 - \tilde{h}(0)|^2 = \left| \int_0^{\infty} dt [\delta(t) - h(t)] \right|^2 \equiv C_0^2 \quad [7]$$

(где  $C_0$  — коэффициент статического преобразования [7], или обратный коэффициент компенсации).

Подставив выражения (5), (13) и (14) в равенство (4), получим формулу для оценки экспериментальной погрешности, учитывающую влияние нейтронного шума и условия проведения эксперимента:

$$\sigma^2[|\hat{\varepsilon}|] \leq (I_0 T \eta)^{-1/2} [1 + (I_0 T) C_0^2 \sigma^2 |\delta\Phi(t)| \overline{|\Phi|^2}]^{1/2}. \quad (15)$$

Для  $\sigma^2[\delta\Phi]/\overline{|\Phi|^2} \approx (2 \div 5) \cdot 10^{-6}$  компенсация имеет смысл только при интенсивности счета за период  $(I_0 T) > 10^6$ .

Авторы благодарят В. М. Лобашева за обсуждение вопросов, затронутых в работе.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Петров Ю. В. — Атомная энергия, 1974, т. 36, вып. 6, с. 520.
2. Лобашев В. М. и др. — Ядерная физика, 1971, т. 13, вып. 5, с. 555.
3. Бендат Дж., Пирсол А. Измерение и анализ случайных процессов. М., Мир, 1974.
4. Грибанов Ю. И., Мальков В. Л. Спектральный анализ случайных процессов. М., Энергия, 1974.
5. Kozaly G., Williams M. — Atomkernenergie, 1971, v. 18, N 3, p. 203.
6. Майер К. — Теплоэнергетика, 1975, т. 10, вып. 2, с. 86.
7. Серегина Н. И., Солонченко Г. Н., Хрумало В. М. — В кн.: Измерения, контроль, автоматизация. Т. 4, вып. 16, М., изд-во ЦНИИТЭИприборостроения, 1978, с. 14.

Поступило в Редакцию 02.06.80

УДК 539.172.3

О некоторых характеристиках фотоделения  $^{235}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{237}\text{Np}$  в области гигантского резонанса

ГЛАНЧ П. П., СИКОРА Д. И.

В исследованиях по изучению взаимодействия  $\gamma$ -квантов с ядрами тяжелых элементов в области  $E1$ -гигантского резонанса получены данные, которые могут быть использованы для определения важных характеристик фотоделения ядер  $^{235}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{237}\text{Np}$ . Так, для указанных ядер в работах [1–3] определены значения сечений полного поглощения фотонов, в работе [4] на основании данных публикации [5] рассчитаны сечения симметричного ( $^{115}\text{Cd}$ ) и асимметричного ( $^{140}\text{Ba}$ ) фотоделения. В результате этого появилась возможность оценить парциальные делюмости ядер, соответствующие каналам симметричного и асимметричного деления и разности потенциальной энергии симметричной и асимметричной деформаций  $^{235}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{237}\text{Np}$  при энергии  $\gamma$ -квантов до 18 МэВ.

Парциальные делюмости ядер симметричного ( $D_s$ ) и асимметричного ( $D_a$ ) каналов деления могут быть представлены в виде

$$D_s = \frac{\sigma_s(E_\gamma)}{\sigma_{abs}(E_\gamma)}; \quad D_a = \frac{\sigma_a(E_\gamma)}{\sigma_{abs}(E_\gamma)}, \quad (1)$$

где  $\sigma_s(E_\gamma)$ ,  $\sigma_a(E_\gamma)$  — сечения симметричного и асимметричного деления;  $\sigma_{abs}(E_\gamma)$  — сечение полного поглощения  $\gamma$ -квантов энергией  $E_\gamma$ .

Энергетическая зависимость парциальных делюместей  $^{235}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{237}\text{Np}$ , рассчитанная по формулам (1), изображена на рис. 1 и 2. Как следует из рис. 1, парциальная делюмость, соответствующая одному из наиболее вероятных каналов асимметричного фотоделения (образования  $^{140}\text{Ba}$ ), остается практически постоянной во всей области  $E1$ -гигантского резонанса. Парциальная делюмость ядер по каналу симметричного деления (см. рис. 2) увеличивается

с ростом энергии  $\gamma$ -квантов и при  $E_\gamma = 18$  МэВ  $D_s(^{115}\text{Cd}) \approx 0,4 D_a(^{140}\text{Ba})$ .

Оценку погрешностей, приведенных на рис. 1 и 2, проводили сложением погрешностей сечений симметричного и асимметричного деления с погрешностью сечения

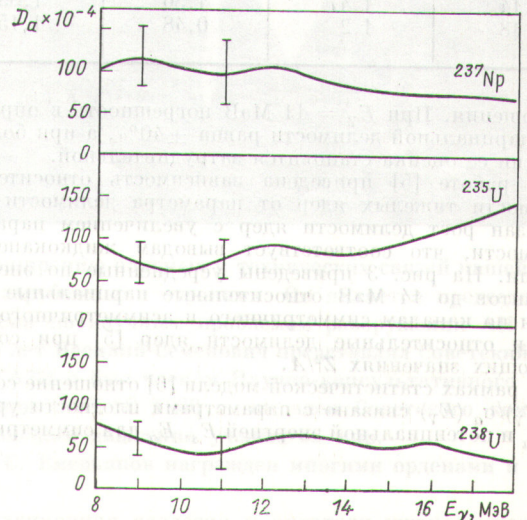


Рис. 1. Парциальные делюмости ядер по каналу асимметричного деления (фотообразование  $^{140}\text{Ba}$ )