

02;12

## Новый вариант интегрального метода измерения эффектов нарушения пространственной четности при работе на выведенных пучках атомного реактора

© В.А. Весна, Е.В. Шульгина

Санкт-Петербургский институт ядерной физики им. Б.П. Константинова  
РАН, Гатчина  
E-mail: vvesna@pnpi.spb.ru

Поступило в Редакцию 13 мая 2008 г.

Приводятся результаты испытаний системы для измерения  $P$ -нечетных асимметрий интегральным методом регистрации событий при частоте переключения поляризации нейтронов выше основных частот спектра мощности флуктуаций реактора. Приведена зависимость погрешности измерения  $P$ -нечетной асимметрии вылета  $\gamma$ -квантов в реакции  $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}^* \Rightarrow \gamma \Rightarrow ^7\text{Li}(o.c.)$  от частоты переключения поляризации нейтронов. Из полученной зависимости следует, что при увеличении частоты переключения поляризации нейтронов погрешность измерений асимметрии для одиночного детектора резко уменьшается и начиная с  $\sim 15$  Hz перестает зависеть от флуктуаций мощности реактора. Результат получен впервые.

PACS: 12.15.-y, 21.30.-x, 29.85.Ca

Эффект  $P$ -нечетной асимметрии  $\alpha$  определяется как

$$\alpha = (N_+ - N_-)/(N_+ + N_-),$$

где  $N_+$  и  $N_-$  — число отсчетов детектора, когда импульс частицы параллелен спину нейтрона и антипараллелен спину нейтрона соответственно.

Предполагается получить относительную статистическую точность измерений  $P$ -нечетных асимметрий на уровне  $\sigma \sim 5 \cdot 10^{-9} - 10^{-8}$ . Единственной возможностью обнаружения этих эффектов за реальное время является отказ от счета импульсов и применение интегральной методики регистрации событий, когда вместо отдельных импульсов регистрируется ток детектора [1].

В случае интегрального метода сигнал является суммой постоянной и переменной (флуктуирующей) составляющих, и „число событий“ за какое-либо время эквивалентно сумме переменной  $U$  и постоянной  $U_C$  составляющих сигнала, проинтегрированных за это же время, а следовательно, наблюдаемый эффект

$$\alpha = \frac{((U_C^+ + U^+/K) - (U_C^- + U^-/K))}{((U_C^+ + U^+/K) + (U_C^- + U^-/K))}.$$

Здесь  $U_C^+$ ,  $U_C^-$ ,  $U^+$ ,  $U^-$  — соответственно постоянные и переменные составляющие сигнала при разных направлениях спина нейтрона относительно импульса регистрируемой частицы. Коэффициент  $K$  введен в формулу, так как переменная составляющая усилена в  $K$  раз. Поскольку  $U_C \gg U$  и  $U_C^+ \cong U_C^- = U_C$ , то коэффициент асимметрии:

$$\alpha = (U^+ - U^-)/(K2U_C).$$

Любые статистические изменения состояния элементов активной зоны реактора вызывают колебания его реактивности и, следовательно, колебания мощности реактора. Относительные колебания мощности на различных реакторах примерно соответствуют значению  $d \sim 10^{-3}$  в секунду на частоте  $\sim 1$  Hz.

При интегральной интенсивности нейтронного потока  $N \sim 10^{10}$  1/s при полном поглощении нейтронов мишенью и телесных углах на детектор вторичных частиц  $\Omega \sim 10^{-1}$  относительная статистическая погрешность измерений эффекта, возникающая из-за ядерной реакции, должна быть  $\sim 3 \cdot 10^{-5}$  в секунду.

Следовательно, относительная статистическая погрешность измерений средних значений наблюдаемых величин за счет ядерной реакции по крайней мере в 30–100 раз меньше погрешности реальных наблюдений на реакторе, которые определяются колебаниями нейтронного потока. Для уменьшения погрешности измерений необходимо компенсировать флуктуации мощности реактора. С этой целью создаются физические условия [2], при которых измерения проводятся обязательно с использованием двух детекторов, оба детектора регистрируют один и тот же процесс, но знак эффекта в этих детекторах разный (одиночные каналы). Тогда вычитание сигнала одного детектора из сигнала другого (разностный канал) приводит к вычитанию флуктуаций мощности

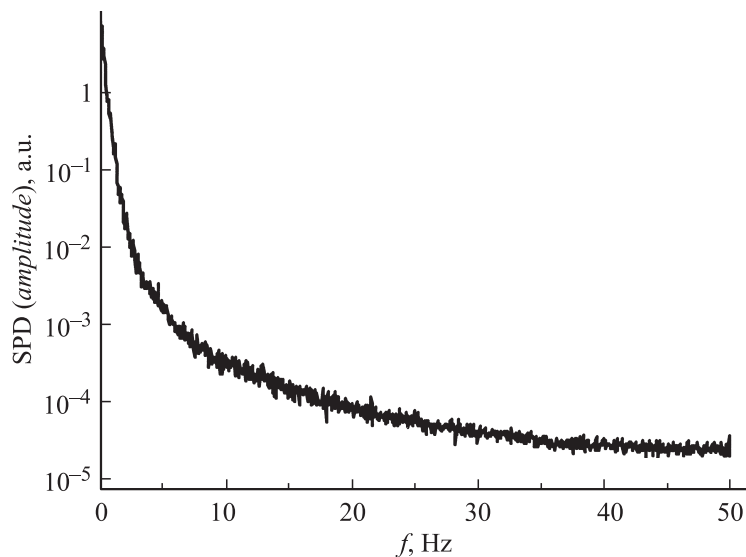
реактора, а исследуемый эффект при этом складывается. Либо возможно применение мониторингового канала вместо одного из одиночных каналов. Вся аппаратура и методические вопросы, необходимые для этого способа учета флуктуаций реактора, описаны в [3]. Наличие двух детекторов всегда приводит к усложнению системы регистрации.

Детекторы излучения  $\gamma$ -квантов с большой эффективностью регистрации представляют собой кристаллы большого диаметра  $\sim 200$  mm. Попытки использовать ФЭУ с большими диаметрами фотокатодов для регистрации световых квантов приводили к возникновению дополнительных шумов и к увеличению погрешности измерений, что неприемлемо. Для регистрации света с кристаллов нами используются полупроводниковые фотодиоды Hamamatsu S3204-03 размером  $18 \times 18$  mm (темновой ток  $\sim 8 \cdot 10^{10}$  А при обратном смещении  $\sim 1$  V), которые присоединялись к кристаллам с помощью световодов. До фотодиода доходит менее 1% света, что делает необходимым увеличение усиления сигналов. Возникновение „микрофонного“ эффекта [4] при этом приводит к увеличению шума, который не может быть скомпенсирован при вычитании сигналов детекторов, так как „микрофонные“ шумы разных детекторов не коррелированы. Т.е. при применении только компенсации флуктуаций невозможно достичь необходимого уровня точности измерений.

Встала задача создания принципиально нового способа наблюдения эффектов, свободного от указанных недостатков.

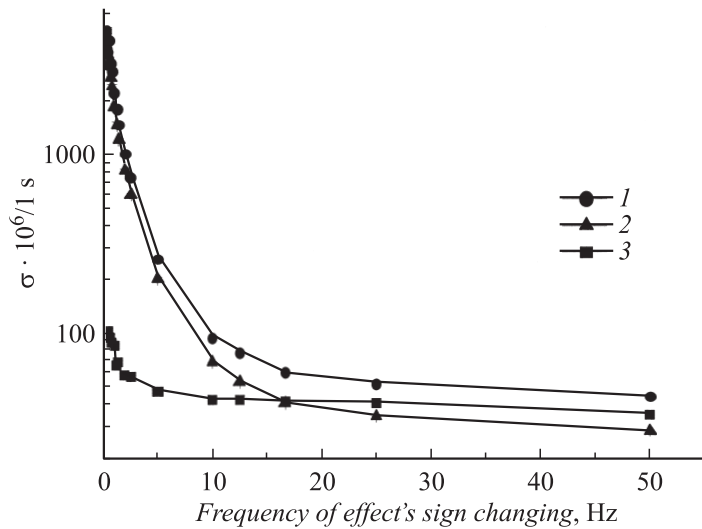
На рис. 1 приведена зависимость спектральной плотности мощности (SPD) нейтронного шума реактора от частоты  $f$ , снятая на нейтронном пучке Института Лауэ–Ланжевена (ИЛЛ, Гренобль, Франция). Подобные зависимости были получены и на других реакторах [5]. В работе [5] был сделан вывод, что в погрешность измерений будут давать вклад только гармоники сигнала, лежащие выше частоты переключения эффекта. Так как величина SPD круто убывает с ростом частоты, одним из возможных способов уменьшения погрешности измерений является переключение поляризации нейтронов и наблюдение  $P$ -нечетных эффектов на более высоких частотах. Из рисунка следует, что при частоте переключений  $f \sim 10$  Hz необходимость в компенсации флуктуаций мощности реактора отпадет и можно работать одним детектором.

Принципиально новая система управления экспериментальной установкой и сбора данных отличается от прежней системы [3] тем, что вместо аналогового интегрирования переменной составляющей



**Рис. 1.** SPD — спектральная плотность мощности флуктуаций нейтронного потока реактора ИЛЛ в зависимости от частоты.

сигнала с детектора используется накопление в памяти компьютера оцифрованных значений величины сигнала, т.е. цифровое интегрирование. Реализуется оно с помощью 14-разрядного аналого-цифрового преобразователя (АЦП), работающего под управлением цифрового сигнального процессора (DSP) фирмы Analog Devices, Inc. ADSP-2185. Эти устройства входят в состав платы L780 (фирма L-Card, Москва), встраиваемой в компьютер. Для формирования временной диаграммы эксперимента и управляющих установкой сигналов, а также сигналов, синхронизирующих работу DSP и основного компьютера, используется плата счетчиков-таймеров PCI-TMC12 фирмы ICP DAS. В рабочем режиме измерений за время интегрирования  $T$  происходит суммирование в памяти DSP значений  $U_i$  напряжений на входе АЦП. По концу интервала  $T$  в память основного компьютера передается среднее за время  $T$  значение напряжения  $\bar{U} = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N U_i$  для дальнейшей обработки по концу серии измерений.



**Рис. 2.** Относительная погрешность  $\sigma$  измерений  $P$ -нечетного эффекта в реакции  $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}^* \Rightarrow \gamma \Rightarrow ^7\text{Li}(o.c.)$  в зависимости от частоты переключения направления поляризации нейтронов. Погрешность измерений: 1, 2 — асимметрии для 1-го и 2-го одиночных каналов; 3 — разностного канала (с компенсацией флуктуаций мощности реактора), приведенная к погрешности одиночного канала. Погрешности представленных значений лежат в пределах размера „точки“.

Новая система может работать в широком диапазоне частот переключения изменяемого параметра эксперимента; в нашем случае это поляризация нейтронов от 0.1 до 50 Hz (нет причин, не позволяющих уменьшить время  $T$ , в отличие от аналогового интегрирования). Погрешность измерений определяется в основном гармониками исследуемого сигнала, лежащими выше частоты переключения поляризации нейтронов. Зависимости погрешности измерений  $P$ -нечетного эффекта на  $\gamma$ -квантах в реакции  $^{10}\text{B}(n, \alpha)^7\text{Li}^* \rightarrow \gamma \rightarrow ^7\text{Li}(o.c.)$  от частоты переключения представлены на рис. 2. Видно, что уменьшение погрешности измерений наблюдается как в одиночном, так и в разностном канале. В канале с компенсацией флуктуаций мощности реактора основное уменьшение погрешности измерений происходит при частоте

тах  $\sim 0-5$  Hz. Дополнительные измерения показали, что компенсация флуктуаций мощности реактора происходит полностью, а уменьшение погрешности измерений разностного канала связано с уменьшением влияния „микрофонного“ эффекта. Новый метод позволил уменьшить погрешность измерений до статистической и существенно упростить аппаратуру.

Настоящая методика может применяться в любых физических экспериментах, где необходимо переключение параметра, от которого зависит наблюдаемый эффект.

Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант 07-02-00138-а.

## Список литературы

- [1] *Lobashev V.M.* // Phys. Atom. Nucl. 1965. V. 5. P. 957.
- [2] *Весна В.А., Гledenov Ю.М.* и др. // Письма в ЖЭТФ. 2005. Т. 82. № 8. С. 519.
- [3] *Gledenov Yu.M., Okunev I.S.* et al. // NIM. 1994. V. A350. P. 517.
- [4] *Цитович А.П.* Ядерная радиоэлектроника. М.: Наука, 1967.
- [5] *Гарусов Е.А., Коноплев К.А.* и др. // Kernenergie. 1983. V. 26. N 2. P. 68.