

## НАБЛЮДЕНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННОГО $1/f$ ШУМА В ЭКСПЕРИМЕНТАХ ПО РЕГИСТРАЦИИ $\alpha$ -ЧАСТИЦ $^{239}\text{Pu}$ ТВЕРДОТЕЛЬНЫМИ ДЕТЕКТОРАМИ ЯДЕРНЫХ ТРЕКОВ

В.Д. Русов, Т.Н. Зеленцова,  
В.И. Свиридов, М.Ю. Семенов,  
Ю.И. Лазовский, Ю.Ф. Бабикова

Исходя из квантовомеханической теории  $1/f$  шума Ханделя [1], согласно которой  $1/f$  шум возникает из-за тормозного излучения мягких фотонов при рассеянии заряженных частиц на покоящемся заряде, и рассматривая вылет  $\alpha$ -частицы из ядра как такой процесс рассеяния, авторы [2] исследовали статистику отсчетов при  $\alpha$ -распаде источников  $^{243}\text{Am} + ^{239}\text{Pu} + ^{241}\text{Am} + ^{244}\text{Cm} + ^{148}\text{Gd}$ . Показано в первых двух случаях присутствие  $1/f$  компоненты для всех изотопов и во всех случаях появление лоренцевских флуктуаций, которые авторы [2] связывают с кооперативным эффектом (химической природы) самих источников, а не с процессом радиоактивного распада.

Интерпретация результатов [2] нельзя считать удовлетворительной, т.к. в настоящее время на основе квантовой электродинамики получено строгое доказательство ошибочности универсальной теории Ханделя  $1/f$  шума [3]. Однако экспериментальные результаты, полученные в [2], являются важными и требуют своего объяснения в теории радиоактивного распада, хотя усугубляют и без того запутанную ситуацию в понимании принципиальной физической природы  $1/f$  шума [4, 5].

Мы считаем, что во многих спектрометрических экспериментах по определению статистики отсчетов ядерных частиц дополнительный шум в виде лоренцевской и  $1/f$  составляющей не связан с процессом радиоактивного распада, а является своеобразным проявлением статистики регистрации множественных событий, описываемой специфическими классами обобщенных пуассоновских распределений. Это относится, в частности, к твердотельным детекторам ядерных треков (ТТДЯТ), для которых показано, что статистика регистрации заряженных частиц подчиняется дваждыслучайным пуассоновским распределениям [6, 7]. При этом можно показать, что спектральная энергетическая плотность флуктуаций интенсивности отсчетов в таких множественных процессах содержит одновременно как пуассоновскую компоненту, так и дополнительную составляющую, которая в определенных условиях принимает лоренцевский вид. На возможность появления спектра вида  $1/f$  в дваждыслучайных пуассоновских процессах указали авторы [8] и проанализировали некоторые условия его возникновения.

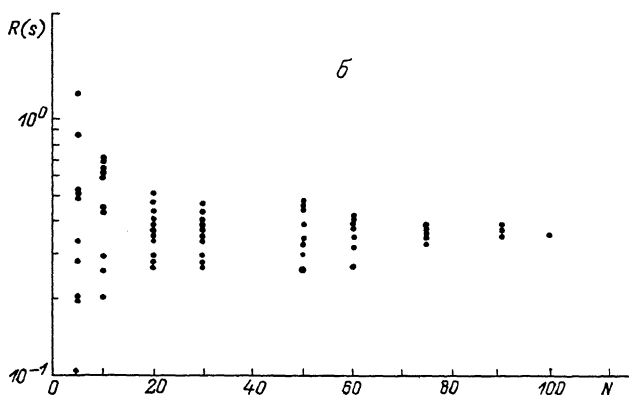
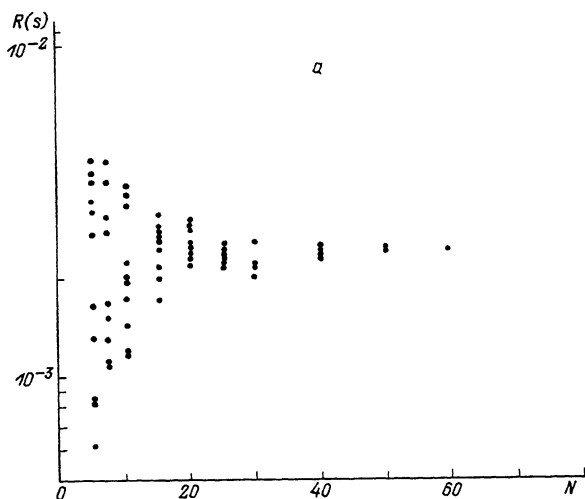


Рис. 1. Зависимость относительной дисперсии по Аллану от числа измерений для  $s = 1.6 \cdot 10^3$  мкм<sup>2</sup> (а) и  $s = 9.2 \cdot 10^5$  мкм<sup>2</sup> (б).

Указанные предпосылки стимулировали наше исследование статистики регистрации  $\alpha$ -частиц  $^{238}\text{Pu}$  и  $^{239}\text{Pu}$  диэлектрическими трековыми детекторами в широком диапазоне пространственных частот с целью возможного наблюдения шума со спектром лоренцевского и  $1/f$  типа.

Для изучения «тонкой структуры» статистики отсчетов (треков) в ТТДЯТ нами, как и в [2], использовалась концепция теоремы

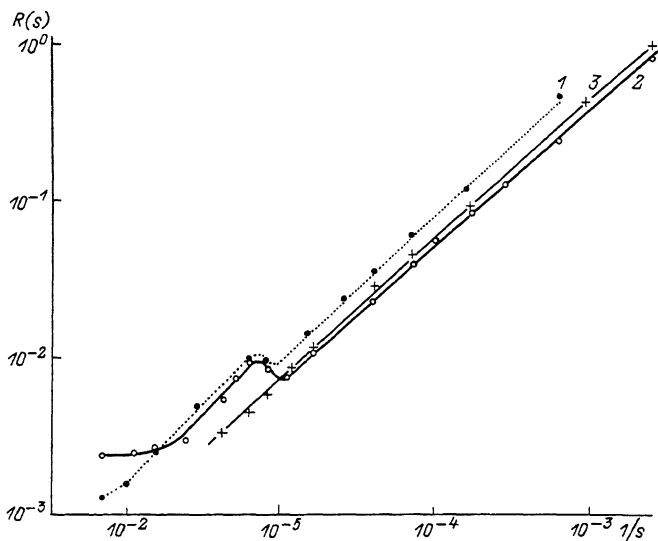


Рис. 2. Зависимость относительной дисперсии по Аллану от  $1/s$  для  $\alpha$ -источников  $^{238}\text{Pu}$  (1),  $^{239}\text{Pu}$  (2) и теоретическая кривая (3) для источника  $^{239}\text{Pu}$  при малых значениях  $s$ , рассчитанная по формуле (8).

для дисперсии по Аллану, которая связывает между собой дисперсию Аллана числа отсчетов  $\sigma_{M_s}^2$  со спектральной плотностью скорости счета. Однако в наших расчетах по формальной аналогии вместо скорости счета использовалась интенсивность отсчетов  $I$  (трек/мкм<sup>2</sup>), а вместо времени измерения — площадь текущего измерения  $s$  (мкм<sup>2</sup>).

Предположим, что спектральная плотность интенсивности треков  $S_I(\omega)$  содержит пуассоновскую, лоренцевскую и  $1/f$  компоненты шума, т.е.

$$S_I(\omega) = 2I_0 + 4B \frac{\gamma}{\gamma^2 + \omega^2} + \frac{2\pi C}{|\omega|}, \quad (1)$$

где  $C$ ,  $B$  и  $\gamma$  — константы.

Тогда, используя теорему для дисперсии по Аллану, получим следующее выражение относительной дисперсии числа отсчетов по Аллану

$$R(s) = \frac{\sigma_{M_s}^2}{\langle M_s \rangle^2} = \frac{1}{I_0 s} + \frac{B}{I_0^2 s^2 \gamma^2} (4 \exp(-\gamma s) - \exp(-2\gamma s) + 2\gamma s - 3) + \frac{2C \ln 2}{I_0^2}, \quad (2)$$

где  $M_S = I_0 S$  — число треков, зарегистрированных квадратным чувствительным слоем детектора площадью  $S$ .

Асимптотика выражения (2) очевидна: при малых  $S$  относительная дисперсия  $R(S) \sim 1/S$ , а при больших  $S$  возможны два случая:

$$R(S) = \frac{1}{I_0 S} + \frac{2B}{3I_0} \gamma S + 2C \frac{\ln 2}{I_0^2}, \quad \gamma S \ll 1, \quad (3)$$

$$R(S) = \frac{1}{I_0 S} + \frac{2B}{\gamma I_0^2 S} + 2C \frac{\ln 2}{I_0^2}, \quad \gamma S \gg 1. \quad (4)$$

Заметим, что постоянный параметр  $\alpha$  фликкер-шума (если он есть) проявляется при  $S \rightarrow \infty$  т.е.

$$R(\infty) = \alpha = 2C \frac{\ln 2}{I_0^2}. \quad (5)$$

В наших экспериментах  $\alpha$ -частицы образцовых спектрометрических плоских источников  $^{238}\text{Pu}$  (нормально падающий поток в вакууме  $10^{-3}$  торр) и  $^{239}\text{Pu}$  (изотропный поток, плотный контакт) регистрировали диэлектрическим трековым детектором *MANA/d*. Время экспозиции в обоих случаях составляло 30 мин, а обработка — травление в 6 н. растворе *NaOH* при температуре  $70^\circ\text{C}$  в течение 5 час.

Как и в [2], дисперсия числа отсчетов подсчитывалась по формуле:

$$\sigma_{M_S}^2 = \frac{1}{2(N-1)} \sum_{i=1}^{N-1} [M_S^{(i)} - M_S^{(i+1)}]^2, \quad \langle M_S \rangle = \frac{1}{N} \sum M_S^{(i)}, \quad (6)$$

где  $N$  — число измерений в данной выборке.

Для определения наиболее представительной выборки исследовали конвергенцию  $R(S)$  в зависимости от  $N$  для всех  $S$ . Результаты такой обработки представлены на рис. 1,<sup>1</sup> из которого очевидна достаточность длины выборки  $N = 100$  для всех измерений.

На рис. 2 приведены экспериментальные зависимости  $R(S)$  от  $1/S$ , где отчетливо наблюдается лоренцевский шум, а для случая статистики регистрации  $\alpha$ -частиц  $^{239}\text{Pu}$  и шум  $1/f$  типа. Причем численное значение параметра фликкер-шума  $\alpha = R(\infty) = 2.4 \cdot 10^{-3}$  с хорошей точностью совпадает с известным в исследованиях по  $1/f$  шуму параметром Хоухе ( $2 \cdot 10^{-3}$ ). Поведение  $R(S)$  хорошо согласуется с (3)–(5), но не совпадает при малых

<sup>1</sup> Следует отметить, что эти графики сильно напоминают бифуркационные диаграммы катастрофы типа сборки (от двух управляющих параметров  $R(S)$  и  $N$ ).

значениях  $S$ , т.к. дисперсия числа отсчетов в дваждыслучайных пуассоновских процессах всегда больше пуассоновской дисперсии с таким же средним числом событий и при малых значениях зависит еще и от эффективного размера детектора  $d = \sqrt{S}$  [7]:

$$\lim_{S \rightarrow 0} \sigma_{A^2} \sim (1 + \alpha_1) \langle M_S \rangle, \text{ где } \alpha_1 = \begin{cases} \langle \epsilon \rangle \frac{d(3R_n - d)}{3R_n^2} & \text{при } \frac{d}{R_n} \leq 1 \\ \langle \epsilon \rangle \frac{3d - R_n}{3d} & \text{при } \frac{d}{R_n} \geq 1 \end{cases}; \quad (7)$$

$\langle \epsilon \rangle$  – эффективность регистрации ДТД;  $R_n$  – средний проективный пробег частиц в ДТД.

Учитывая полученные значения параметров  $\langle \epsilon \rangle = 0,36$  и  $R_n = 20$  мкм [9] для случая регистрации  $\alpha$ -частиц  $^{239}\text{Pu}$  ДТД MAND/4, легко определить по формуле (7) численные значения  $\alpha_1$  при различных  $S$ . На рис. 2 приведена теоретическая зависимость относительной дисперсии числа отсчетов по Аллану при малых  $S$ :

$$\lim_{S \rightarrow 0} R(s) \sim [1 + \alpha_1(R_n, \langle \epsilon \rangle, d)] / \langle M_S \rangle, \quad (8)$$

которая показывает хорошее согласие с экспериментальной зависимостью  $R(s)$  от  $1/S$ .

Кроме важности собственно самого факта наблюдения фликкер-шума, следует отметить, что анализ результатов исследования пространственного дополнительного шума в экспериментах по регистрации  $\alpha$ -частиц ДТД выявил неожиданный и интересный практический аспект, связанный с оценкой точности экспериментальных данных и имеющий актуальное значение для задач по определению флюенса частиц (особенно в дозиметрии): традиционное применение статистической погрешности (дисперсии) числа отсчетов треков в количественных исследованиях, вследствие обнаруженной „тонкой структуры“ статистики регистрации заряженных частиц ТТДЯТ, справедливо лишь при малых  $S$ .

Авторы выражают глубокую признательность С.П. Третьяковой (ОИЯИ) за помощь при облучении образцов.

#### С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] H a n d e l P.H. // Phys. Rev. A. 1980. V. 22. N 6. P. 745–752.
- [2] K o u s i k G.S., G o n g J., V a n V l i e t C.M. et al. // Can. J. Phys. 1987. V. 65. N 4. P. 365–375.
- [3] K i s s L.B., H e s z l e r P. // J. Phys. C: Solid State Phys. 1986. V. 19. P. L 631– L 633.

- [4] Бочков Г.Н., Кузовлев Ю.Е. // УФН. 1983. Т. 141. В. 1. С. 151-176.
- [5] Ван дер Зил А. // ТИИЭР: Пер. с англ. 1988. Т. 76. № 3. С. 28-57.
- [6] Русов В.Д., Зеленцова Т.Н., Гречан В.И. и др. // Ядерная физика. 1985. Т. 42. № 12. С. 1349-1353.
- [7] R u s o v V.D., Z e l e n t s o v a T.N., S e m i o n o v M.Yu. et al. // Isotopenpraxis. 1987. V. 23. N 11. P. 417-420.
- [8] G r ü n e i s F., B a i t e r H a n s - J. // Physica. 1986. V. A 136. N 2-3. P. 432-452.
- [9] Зеленцова Т.Н. Автореф. канд. дис., М.: МИФИ, 1987. 24 с.

Одесский государственный  
университет им. И.И. Мечникова

Поступило в Редакцию  
2 февраля 1989 г.  
В окончательной редакции  
26 июня 1989 г.