

## АТОМНАЯ И ЯДЕРНАЯ ФИЗИКА

УДК 539.1.074.3

РЕГИСТРАЦИЯ НЕЙТРОНОВ И  $\gamma$ -КВАНТОВ В ЛАБОРАТОРНЫХ УСЛОВИЯХ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ РАЗДЕЛЕНИЯ ИХ ПО ФОРМЕ СЦИНТИЛЛЯЦИОННОГО ИМПУЛЬСА В КРИСТАЛЛЕ CsI(Tl)

А.В. Богомолов, И.Н. Мягкова

(НИИЯФ)

Приводятся результаты отдельной регистрации атмосферных нейтронов и  $\gamma$ -квантов в лабораторных условиях с помощью сцинтилляционного кристалла CsI(Tl). Вторичные заряженные продукты взаимодействия нейтронов и  $\gamma$ -квантов с веществом кристалла идентифицировались по форме импульса в CsI(Tl). Показано, что благодаря данной методике возможно выделить поток нейтронов (с энергиями  $E_n > 20$  МэВ) величиной  $\sim 10^{-3}$  част. см<sup>-2</sup>. с<sup>-1</sup> на фоне потока  $\gamma$ -излучения, превышающего его на порядок.

При решении ряда космофизических задач, таких, например, как изучение нейтрального излучения солнечных вспышек, измерение потоков фонового нейтрального излучения в космическом пространстве, необходима одновременная регистрация нейтронов с энергией  $E_n > 20$  МэВ и  $\gamma$ -квантов. Достаточно часто для детектирования этих частиц используются приборы на основе неорганических сцинтилляционных кристаллов. Так как в этих детекторах и нейтроны, и  $\gamma$ -кванты регистрируются по заряженным частицам, рожденным в результате их взаимодействия со сцинтиллятором, а потоки  $\gamma$ -квантов в таких экспериментах, как правило, превышают потоки нейтронов в десятки раз, встает вопрос об их разделении.

В настоящей работе представлены результаты проверки метода разделения нейтронов и  $\gamma$ -квантов, основанного на зависимости формы сцинтилляционного импульса в кристалле CsI(Tl) от ионизационной способности регистрируемых частиц. Проверка проводилась в лабораторных условиях путем регистрации нейтронов, рождающихся в ядерных взаимодействиях космических лучей с атмосферой Земли. По данным экспериментальных измерений [1] и теоретических расчетов [2] поток нейтронов с энергиями  $E_n > 20$  МэВ на уровне моря составляет всего  $\sim 10^{-3}$  част. см<sup>-2</sup>. с<sup>-1</sup>, тогда как интегральный поток  $\gamma$ -квантов с энергией  $E_\gamma > 5$  МэВ, по данным, приведенным в [3], равен  $\sim 1,5 \cdot 10^{-1}$  част. см<sup>-2</sup>. с<sup>-1</sup>. Поскольку эффективность регистрации кристаллом CsI(Tl) толщиной 10 см для нейтронов ( $E_n > 20$  МэВ) не превышает 10% [4], а для  $\gamma$ -квантов ( $E_\gamma < 30$  МэВ) составляет более 50%, регистрация атмосферных нейтронов в лабораторных условиях является сложной задачей. Следует отметить, что регистрация атмосферных нейтронов с помощью детектора на основе CsI(Tl) в лабораторных условиях до настоящего времени не производилась.

Разделение нейтронов и  $\gamma$ -квантов в детекторах на основе CsI(Tl) возможно, поскольку световой импульс в CsI(Tl) имеет две основные компоненты с временами высвечивания  $t_1 = 0,5 - 0,7$  мкс и

$t_2 = 7$  мкс, причем отношение полного числа фотонов "быстрой" компоненты ( $t_1$ ) к полному числу фотонов "медленной" ( $t_2$ ) зависит от ионизационной способности регистрируемой частицы [5,6]. Так как заряженные продукты взаимодействия нейтронов с ядрами Cs и I – это в основном протоны, а также дейтроны и  $\alpha$ -частицы с высокой ионизирующей способностью, а продукты взаимодействия  $\gamma$ -квантов с CsI(Tl) – это релятивистские электроны, ионизирующая способность которых близка к минимальной, анализ формы импульса в CsI(Tl) позволяет разделить нейтроны и  $\gamma$ -кванты [7].

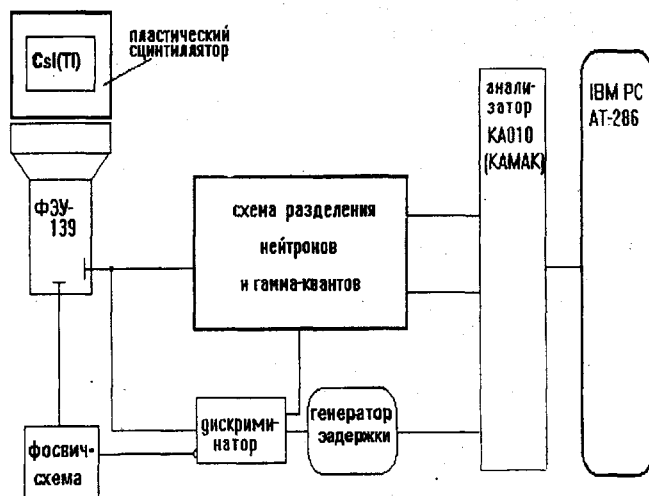
Рис. 1. Схема эксперимента по регистрации нейтронов и  $\gamma$ -квантов

Схема эксперимента по регистрации нейтронов и  $\gamma$ -квантов в лабораторных условиях представлена на рис.1. Детектор собран на основе кристалла CsI(Tl) диаметром и толщиной 10 см и фотомножителя ФЭУ-139. Кристалл окружен антисовпадательным колпаком из пластического сцинтиллятора толщиной 2 см для исключения регистрации заряженных частиц фосвич-методом. Принцип работы фосвич-схемы основан на сравнении амплитуды короткого сигнала, пропорционального количеству света, выделенному в первые несколько наносе-

кунд, с амплитудой сигнала через  $\sim 0,5$  мкс после его начала; ее эффективность составляет более 98%. Для анализа формы светового импульса в CsI(Tl) формируются два сигнала, амплитуды которых  $A_f$  и  $A_s$  пропорциональны полному количеству света, собранному соответственно за первые 1,2 мкс после начала импульса и за последующие 7 мкс. Принцип их формирования подробно описан в работе [4]. Сформированные импульсы поступают на 256-канальный анализатор КА-010 (выполненный в стандарте КАМАК), подключенный к компьютеру IBM PC AT-286. Анализатор управлялся коротким ( $\sim 0,1$  мкс) импульсом, задержанным с помощью генератора на  $\sim 8,2$  мкс по отношению к началу события. Для каждого события в память компьютера записывались  $A_f$  и  $A_s$ .

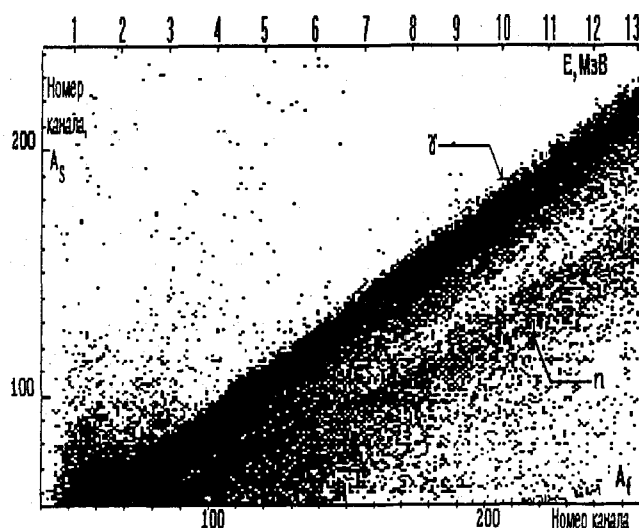


Рис. 2. Двумерная диаграмма, иллюстрирующая возможность раздельной регистрации нейтронов и  $\gamma$ -квантов с помощью детектора на основе CsI(Tl)

В ходе эксперимента за время  $\sim 19,5$  ч было набрано  $3 \cdot 10^6$  событий. Порог запускающего дискриминатора был установлен на уровне 0,5 МэВ. На рис. 2 результаты эксперимента представлены в виде диаграммы, где по одной оси для каждого события отложена амплитуда  $A_f$ , а по другой – амплитуда  $A_s$ . На рисунке отчетливо просматривается широкая полоса, содержащая большинство событий, которые идентифицировались как вызванные  $\gamma$ -квантами. При калибровках с источниками  $\gamma$ -излучения события от этих источников наблюдались именно на этой полосе. Полученный нами интегральный поток  $\gamma$ -квантов с  $E_\gamma > 1,5$  МэВ, равный  $0,05 \pm 0,015$  част. $\cdot$ см $^{-2}$ .с $^{-1}$ .ср $^{-1}$ , согласуется с данными [3]. Большая часть событий, лежащих вне этой полосы, обусловлена случайными совпадениями. Тем не менее на их фоне просматривается значительно менее интенсивная (по сравнению с полосой  $\gamma$ -квантов) линия, расположенная на диаграмме ниже  $\gamma$ -квантов. Отношение  $A_f/A_s$  для событий, лежащих на этой линии, составляет  $0,65 \pm 0,05$ , что соответствует средней ионизации  $\sim 30$ – $40$  МэВ $\cdot$ см $^{-2}$ .г $^{-1}$  [4], которую имеют протоны с энергией 8–12 МэВ. Так как заряжен-

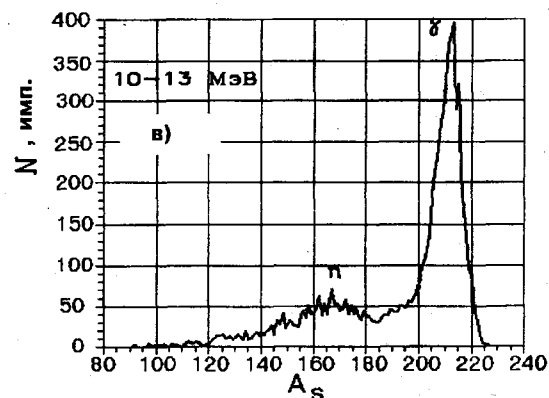
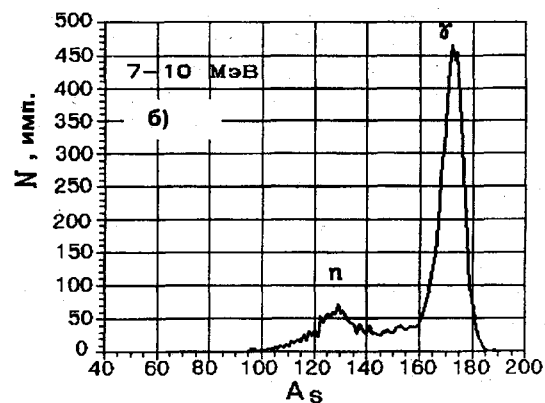
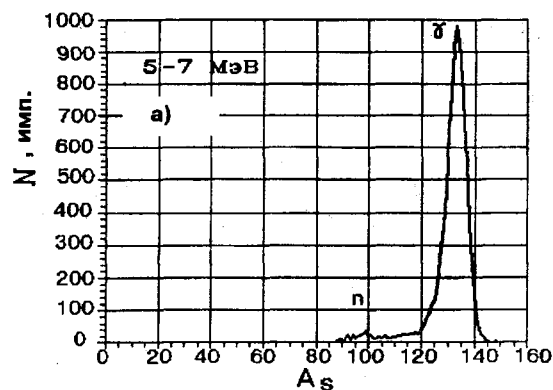


Рис. 3. Сечения двумерной диаграммы, представленной на рис. 2, для трех интервалов амплитуды  $A_f$ , соответствующих энергиям 5–7, 7–10 и 10–13 МэВ. Значения  $A_s$  по оси абсцисс (в номерах канала) приведены к энергиям 7, 10 и 13 МэВ по  $A_f$  путем суммирования с учетом наклона полосы  $\gamma$ -квантов

ные частицы, падающие на детектор, исключались фосвич-схемой, эти события интерпретировались как продукты ядерных реакций нейтронов с CsI(Tl).

Для калибровки по энергиям использовался радиоактивный источник  $^{60}\text{Co}$ , имеющий  $\gamma$ -линии с энергиями 1,17 и 1,33 МэВ, а также естественный фон  $\gamma$ -излучения в лаборатории, измеренный предварительно с помощью аналогичного фосвич-детектора. В области энергий  $E_\gamma > 3$  МэВ фоновый аппаратный спектр имеет вид степенной функции с показателем  $\sim 1,8$ . Его характерной особенностью является излом, обусловленный, вероятно, наличием  $\gamma$ -линий в области 1–3 МэВ, наиболее яркая из которых – линия  $^{40}\text{K}$  ( $E = 1,34$  МэВ). Форма спектра в области 1–3 МэВ была использована для калибровки в области энергий  $E_\gamma > 1$  МэВ. На рис. 2 на-

несена энергетическая шкала, полученная при измерении энергии по величине  $A_\gamma$ . Из рисунка видно, что величины энерговыделения продуктов ядерных реакций нейтронов соответствуют величинам энерговыделения  $\gamma$ -квантов  $E_\gamma > 5$  МэВ. Световыход протонов несущественно отличается от световыхода  $\gamma$ -квантов [4]. Энергии протонов на диаграмме также превышают 5 МэВ, что согласуется с энергетическим диапазоном заряженных частиц, рождаемых в ядерных взаимодействиях нейтронов [7].

На рис. 3 приведены сечения полученной диаграммы, т.е. спектры амплитуды  $A_\gamma$  для трех интервалов амплитуды  $A_\gamma$ , соответствующих энергиям 5–7, 7–10 и 10–13 МэВ, приведенные к энергиям 7, 10 и 13 МэВ суммированием с учетом наклона. Эти сечения наглядно демонстрируют возможность разделения нейтронов и  $\gamma$ -квантов в CsI(Tl): скорость счета  $\gamma$ -излучения с энергией  $E_\gamma > 5$  МэВ при регистрации нейтронов может быть подавлена более чем в 50 раз (на рис. 3, а в максимуме, соответствующем  $\gamma$ -квантам,  $N \sim 1000$  имп., а в максимуме, соответствующем нейтронам,  $N \sim 20$  имп.).

Оценка величины потока зарегистрированных нами нейтронов не противоречит данным [1,2]. С учетом фоновых случайных событий (~70% от всех событий в интересующей нас области) число нейтронов, провзаимодействовавших в кристалле CsI(Tl) с образованием заряженных частиц в диапа-

зоне 5–13 МэВ, равно  $850 \pm 150$ . Такое количество событий может наблюдаться, когда интегральный поток нейтронов с энергиями  $E_n > 20$  МэВ примерно равен  $1,3 \pm 0,3 \cdot 10^{-3}$  част.см<sup>-2</sup>.с<sup>-1</sup> при условии, что спектр их имеет ту же форму, что и в работах [1,2].

В заключение отметим, что именно разделение нейтронов и  $\gamma$ -квантов по форме импульса позволило осуществить регистрацию нейтронов в лабораторных условиях с помощью сцинтилляционного детектора на основе CsI(Tl).

### Литература

1. Hess W.N., Paterson H.W., Wallace R., Chupp E.L. // Phys. Rev. 1959. 116, N2. P.445.
2. Armstrong T.W., Chandler K.C., Barish J. // J. Geophys. Res. 1973. 78. P.2715.
3. Akimov V.V., Balebanov V.M., Belousov A.S. et al. // Proc. XXI Int. Cosmic Ray Conf. 1990. V.1. P.233.
4. Богомолов А.В., Бритвич Г.И., Мяжкова И.Н., Рюмин С.П. // Приб. и техн. эксперимента. 1996. №1. С.13.
5. Storey R.S., Jack W., Ward A. // Proc. Phys. Soc. 1958. 72, N1. P.1.
6. Медведев М.Н. Сцинтилляционные детекторы. М., 1977.
7. Богомолов А.В., Гудима К.К., Мяжкова И.Н., Рюмин С.П. // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 1994. №3. С.81 (Moscow University Phys. Bull. 1994. N3. P.76).

Поступила в редакцию  
16. 09. 96

## РАДИОФИЗИКА

УДК 537.874.4

### ТРЕХМЕРНАЯ РАДИОМЕТРИЧЕСКАЯ МОДЕЛЬ ПЕРИОДИЧЕСКИ ВЗВОЛНОВАННОЙ ВОДНОЙ ПОВЕРХНОСТИ В МИЛЛИМЕТРОВОМ ДИАПАЗОНЕ И ЕЕ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ПРОВЕРКА

В.В. Гладун, С.Е. Петухов, Ю.А. Пирогов, Д.А. Тищенко

(кафедра радиофизики)

**Разработана трехмерная модель собственного излучения периодически взволнованной водной поверхности. Модель базируется на методе малых возмущений и позволяет получить спектр поверхностного волнения посредством неконтактных измерений. Полученные экспериментальные данные для случая двух волн на поверхности совпадают с теоретическими с достаточной степенью точности.**

Для восстановления радиояркостной температуры водной поверхности при дистанционных измерениях среди прочих параметров необходимо знать ее излучательную способность, которая в микроволновом диапазоне зависит и от состояния самой поверхности. Ранее опубликованные работы, посвященные анализу детерминированных моделей водной поверхности, касались проблем излучения двумерной поверхности с одномерной периодичностью [1–5]. В данной работе рассматривается двумерно-периодическая (случай цилиндрических поверхностных волн), т.е. трехмерная, поверхность.

Наиболее интересной является область “крити-

ческих явлений”, которые проявляются в виде резких дифракционных максимумов в тепловом излучении.

Для нахождения излучательной способности рассмотрим рассеяние и поглощение этой поверхностью вспомогательной плоской электромагнитной волны, падающей извне. Согласно закону Кирхгофа коэффициент поглощения волны равен излучательной способности поверхности  $\chi$ .

В отличие от двумерной модели [1] трехмерно возмущенную поверхность можно представить суперпозицией цилиндрических поверхностных волн в виде ряда (или интеграла) Фурье. Для demonstra-