

УДК 537.61.613:539.1.08+539.1.08:537.61.613

**$\alpha$ -,  $\beta$ -ИЗОБРАЖЕНИЕ РАДИОАКТИВНЫХ ИСТОЧНИКОВ  
В МАГНИТНОМ ПОЛЕ**

Маркин А.И., Утюгов Е.Г., Черковец В.Е. (ГНЦ РФ — ТРИНИТИ)

Методика эксперимента, базирующаяся на адиабатически инвариантном движении заряженных частиц в магнитном поле, и экспериментальная установка подробно описаны в работах [1—5]. Здесь приведены основные характеристики и параметры систем, используемых в экспериментах по получению изображений распределения радиоактивных источников.

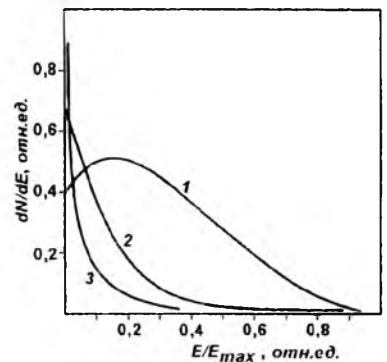
**Магнитная система.** В работе использовали несколько магнитных систем на основе материала FeNdB в виде длинных стержней диаметром  $2r = 12—50$  мм и длиной  $l = 100—300$  мм, создающих на конце постоянное магнитное поле  $B_0 = 0,4—0,6$  Тл, с применением концентраторов — до 1 Тл. Выбор магнитных систем в виде длинных стержней обусловлен необходимостью спада магнитного поля вдоль оси стержня  $z$  как

$$B \sim z^{-2}; B = B_0 \left\{ (z + l) / [r^2 + (z + l)^2]^{1/2} - z / (r^2 + z^2)^{1/2} \right\}$$

при  $z \gg r$  и  $l > z$  и создания, таким образом, структуры магнитного поля в виде прямых силовых линий. Такое магнитное поле наилучшим образом обеспечивает адиабатическую инвариантность движения заряженных частиц [6]. Для сравнения условий формирования изображений была применена магнитная система с полем до 1 Тл, имеющая более крутой спад магнитного поля  $B \sim z^{-3}$  ( $l = 25$  мм) в отличие от длинных токовых соленоидов и стержней с остаточной намагниченностью. Также использовали магнитные концентраторы из стали-3, устанавливаемые в области регистрирующего устройства для корректировки спада магнитного поля.

**Источники.** Основным источником в экспериментах являлся образец ОСГИ трития активностью  $10^{-3}—10^{-4}$  Ки, выполненный на молибденовой подложке с напыленным слоем титана  $\sim 20$  мкм, в который внедрен тритий в виде гидрида титана. Размер образца  $7 \times 25 \times 0,5$  мм. Выбор трития как радиоактивного источника  $\beta$ -излучения обусловлен отсутствием сопутствующего  $\gamma$ -излучения и низкоэнергетическим спектром  $E_{\text{макс}} = 18$  кэВ. Это давало возможность иметь минимальный ларморовский радиус вращения частиц в магнитном поле. На рис. 1, кривая 1 приведен энергетический спектр электронов трития [7], имеющих максимум в области 3—4 кэВ и среднюю энергию электронов 6,3 кэВ. В экспериментах использовали «толстый» источник (длина свободного пробега электронов намного меньше его толщины 20 мкм), и поэтому спектр электронов, выходящих с поверхности, является примерно экспоненциально спадающим [8].

Использовали также  $^{237}\text{Np}$  активностью  $\sim 800$  Бк в виде образца ОСГИ диаметром 8,5 мм и общей толщиной с подложкой 0,5 мм с нанесенным числом атомов  $7,16 \cdot 10^{16}$  и толщиной активного слоя  $\sim 500$  нм. Образец является источником  $\alpha$ -частиц энергией 4,8 МэВ с периодом полураспада  $2 \cdot 10^6$  лет. Дочерним продуктом распада  $^{237}\text{Np}$  является  $^{233}\text{Pa}$  —  $\beta$ -источник с периодом полураспада 27 сут и, следовательно, находящимся в вековом равновесии с  $^{237}\text{Np}$  для времени  $t \gg 27$  сут и имеющим ту же активность. Энергетический спектр основной группы электронов, вы-



Р и с. 1. Энергетический спектр  $\beta$ -электронов трития,  $E_{\text{макс}} = 18$  кэВ (1),  $^{233}\text{Pa}$ ,  $E_{\text{макс}} = 571$  кэВ (2), сопутствующих  $\alpha$ -излучению  $^{239}\text{Pu}$ ,  $E_{\text{макс}} \approx 7$  кэВ (3)

летающих при распаде этих ядер, имеет максимальную энергию  $\sim 250$  кэВ, среднюю энергию 67 кэВ [7] (см. рис. 1, кривая 2). Этот источник является тонким для  $\alpha$ - и  $\beta$ -частиц.

Для изучения возможности получения изображений от чистых  $\alpha$ -источников (без заметного присутствия  $\beta$ -излучающих дочерних продуктов) использовали  $\alpha$ -источник ОСГИ  $^{239}\text{Pu}$  на подложке с диаметром нанесенного слоя 8 мм, общей толщиной 0,5 мм, числом атомов  $2,76 \cdot 10^{14}$ , активностью  $\sim 200$  Бк,  $E_\alpha = 5,15$  МэВ. Дочерний продукт распада  $^{239}\text{Pu}$   $^{235}\text{U}$  является также  $\alpha$ -источником с периодом полураспада  $7 \cdot 10^8$  лет. Уран не находится в вековом равновесии с плутонием и не вносит заметного вклада в общий поток  $\alpha$ -частиц. Особенностью  $\alpha$ -источников является рождение  $\delta$ -электронов, сопровождающих вылет  $\alpha$ -частиц с поверхности и возникающих в результате кулоновского взаимодействия — перезарядки при прохождении  $\alpha$ -частиц через вещество и смещении ядер отдачи. Энергетический спектр  $\delta$ -электронов (см. рис. 1, кривая 3) имеет максимальную энергию, определяемую по скорости  $\alpha$ -частиц, для  $E_\alpha = 5$  МэВ до 7 кэВ. Локализация  $\delta$ -электронов относительно ядра эмиттера соответствует в худшем случае окружности радиусом, равным длине пробега  $\alpha$ -частиц в поверхностном слое образца, и для твердого тела составляет несколько микронов. Это и есть разрешение, с которым может быть определено распределение чистых  $\alpha$ -источников в поверхностном слое образцов.

Маски. В первых экспериментах [3, 4], определивших возможность формирования увеличенных изображений в спадающем магнитном поле, использовали медную пластинку толщиной 0,5 мм, экранирующую прохождение как  $\beta$ -, так и тормозного  $\gamma$ -излучения, с асимметрично расположенным набором отверстий диаметром 1,4 мм в виде креста. Для определения кратности увеличения на малом масштабе измеряли диаметр отверстий, на большем — характерный размер креста (4 и 6 мм). Также по положению окон оценивали вращение и деформацию изображения. В дальнейшем применяли маски с прямоугольными окнами размером  $2 \times 1$  мм и  $0,4 \times 0,2$  мм, которые выполняли из медной фольги толщиной 0,1—0,05 мм, необходимой для полного поглощения  $\beta$ -излучения и достаточно тонкой для устранения заметного влияния стенок окна (эффект колодца).

Система регистрации. В качестве регистрирующего экрана использовали фотопленку ПМТФ чувствительностью 1200 единиц и разрешением 200 линий на 1 мм, выполненную на лавсановой основе толщиной  $\sim 108$  мкм, с фоточувствительным слоем толщиной 3—5 мкм и защитным слоем 0,5—1 мкм. Таким образом, фотопленка позволяла регистрировать электроны энергией более нескольких сот электронвольт с максимальной чувствительностью в диапазоне 3—10 кэВ. В некоторых экспериментах для оценки вклада электронов разной энергии использовали алюминиевые фольги толщиной 0,75, 1,5 и 20 мкм, устанавливаемые в области как источника, так и экрана, и применяли сетку в области экрана с ускоряющим напряжением до нескольких киловольт.

Эксперименты с тритием. Первые эксперименты были выполнены в магнитном поле стержня диаметром 25 мм и длиной 150 мм с полем в области образца 0,5—0,6 Тл, в области экрана 0,1—0,001 Тл. Применение маски — креста с условным масштабом неоднородности от 1,4 до 7 мм показало полное подобие изображения, пропорций и размеров при возрастании кратности изображения, достигаемого за счет увеличения расстояния между источником и экраном в соответствии со спадом магнитного поля при сохранении магнитного потока:  $(S_1/S_0)^{1/2} = (B_0/B_1)^{1/2}$  [3, 4].

Дальнейшие эксперименты были проведены с тритиевым эмиттером без маски (рис. 2, а). Использовали магнитные системы диаметром 25 и 12 мм, длиной 150 мм

с магнитным полем на торце 0,5—0,6 и 0,4—0,5 Тл. При 7-кратном увеличении с временем экспозиции 4 ч и расстоянием между источником и образцом 100 мм на изображении были обнаружены явные неоднородности в распределении активности как в виде крупных темных участков масштаба, сравнимого с размерами источника, так и локальных неоднородностей в виде овальных ярких точек размером менее миллиметра. Для получения увеличенных изображений малых неоднородностей с уменьшением фонового влияния на выделенный участок источника проводили эксперименты с малыми окнами размером  $2 \times 1$  и  $0,4 \times 0,2$  мм. Повышая расстояние между образцом и экраном ( $L = 16, 40, 66, 93, 120$  мм) и соответственно кратность увеличения 3,7, 8, 14, 25, 30, наблюдали за эволюцией неоднородностей — 40-кратное увеличение было достигнуто при  $B_0 = 1$  Тл,  $B_1 = 6 \cdot 10^{-4}$  Тл,  $L = 163$  мм при соответствующем увеличении времени экспозиции ( $t_2/t_1 = S_2/S_1$ ) до  $t = 168$  ч. На рис. 2, б показано 40-кратное увеличенное изображение распределения активности, где явно прослеживаются неоднородности размером 0,1—0,2 мм и слабо выражены неоднородности размером  $\sim 0,01$  мм. На рис. 2, в приведено изображение с 25-кратным увеличением при  $B_0 = 0,5$  Тл,  $B_1 = 8 \cdot 10^{-4}$  Тл,  $L = 100$  мм,  $t = 72$  ч. Достигнутое разрешение  $P = \Delta x/2\alpha$  составило  $2 \sim 7$  мкм, где  $\Delta x$  — размер неоднородности на фотопленке;  $\alpha$  — кратность увеличения изображения. При этом было выявлено, что первоначально овальные (круглые) локальные неоднородности при возрастании кратности увеличения преобразуются в более сложные структуры, например, полоски или группы неоднородностей.

Одним из основных результатов исследований из  $\beta$ -электронами трития при малой поверхностной плотности активности образца  $\sim 10^4$ — $10^5$  Бк/см<sup>2</sup> явилась демонстрация высокой чувствительности метода. Так, даже с простым методом регистрации — применением фотопленки получены увеличенные изображения распределения активности с кратностью увеличения 25, 30, 40. В дальнейшем предполагается применение усилителей (яркости) потока электронов: МКП-пластин, ПЗС-матриц, сотовых сцинтилляторов, а также более полное использование светосилы источника путем установки сеток с ускоряющим напряжением в области экрана и источника для снятия ограничения по пороговой энергии регистратора — фотопленки. Другой важный результат заключается в получении высокой разрешающей способности метода 1—5 мкм. Это связано с автоматическим исключением из потока частиц энергией  $> 1$ —5 кэВ в силу нарушения ими условия адиабатичности движения в неоднородном магнитном поле. Эффект убывания таких частиц обнаруживается при возрастании увеличения изображения по исчезновению ореола на границе окна, проявляемого даже при слабой засветке изображения при малой кратности увеличения или, что более корректно, при сравнении изображений одного и того же объекта для малого и большого значения магнитного поля в области экрана  $B_1$ .

Эксперименты с  $^{237}\text{Np}$ . Для сравнения результатов, полученных с самым низкоэнергетичным  $\beta$ -источником электронов (0—18 кэВ) — тритием, были выполнены экс-



Р и с. 2. Изображение распределения активности трития: а — участок открытого источника размером  $7 \times 10$  мм с увеличением 7; б — источник, ограниченный маской размером 0,4, 0,2, 0,3 мм с увеличением 40; в — источник, ограниченный маской размером 2, 1 мм с увеличением 25



Р и с. 3. Изображение образца  $^{237}\text{Np}$ : *a* — открытый источник с увеличением 2,7; *б* — источник с неоднородностью в виде креста из алюминиевых полосок толщиной 20 мкм, шириной 1,5 мм с увеличением 1,1

перименты с радиоактивным  $^{237}\text{Np}$ . Особенностью этих опытов является отсутствие заметного вклада в изображение первичных  $\alpha$ -частиц  $^{237}\text{Np}$  из-за большой их массы и как следствие немагнитности. Однако его дочерний продукт  $^{233}\text{Pa}$  является источником электронов с максимальной энергией до 250 кэВ, которая более чем в 10 раз больше, чем у электронов трития. Дополнительное важное отличие этого источника заключается в том, что он соответствовал критерию тонкого источника, поэтому на фотопленке должен был регистрироваться истинный спектральный поток электронов, испускаемых ядрами, при почти полном отсутствии тормозного излучения. На рис. 3, *a* показано изображение распределения протактиния—нептуния с увеличением  $\sim 2,7$  при установленном расстоянии между образцом и экраном 36 мм, с временем экспозиции 10 ч, где видны неоднородности распределения концентрации открытого источника диаметром 8,5 мм с разрешением, оцененным по локальным неоднородностям, менее 100 мкм. Этот результат продемонстрировал хорошие возможности метода при работе с высокоэнергетичными  $\beta$ -излучателями с достаточным разрешением и отсутствием заметных искажений изображения. Для определения вклада  $\delta$ -излучения в формирование изображений перед источником устанавливали алюминиевые полоски толщиной 20 мкм и шириной  $\sim 1,5$  мм в форме креста, которые не пропускали  $\alpha$ -частицы и электроны энергией ниже 50 кэВ. Это видно на рис. 3, *б* (кратность увеличения

1,1), где заметно резкое уменьшение потока частиц в области фольги. Эксперименты с нептунием показали существенное расширение энергетического диапазона применения метода, но не дали полного представления о вкладе низкоэнергетического компонента  $\beta$ -излучения и, что более важно, о возможном влиянии и участии в формировании изображения  $\delta$ -электронов, сопутствующих эмиссии  $\alpha$ -частиц и возникающих в результате кулоновского процесса перезарядки между ядрами материала образца и образованными ядрами гелия.

Эксперименты с  $^{239}\text{Pu}$ . Возможность визуализации распределения активности  $\alpha$ -эмитирующих источников с помощью  $\delta$ -электронов была показана на образце  $^{239}\text{Pu}$  активностью 200 Бк. На рис. 4, *a* приведено изображение распределения плутония при  $\alpha = 2,2$  и расстоянии 25 мм между образцом и экраном. Основным результатом заключается в самом факте получения изображения источника, несмотря на то, что  $\alpha$ -частицы, испускаемые ядрами плутония, не замагничены и могут вносить вклад только в равномерное фоновое почернение фотопленки. На рис. 4, *б* приведено аналогичное изображение образца ( $\alpha = 1,2$ ), но с экранирующей алюминиевой полоской толщиной 20 мкм и шириной 1,5 мм, прижатой к образцу. Четкие границы фольги показывают размер разрешения. Таким образом, показана возможность получения изображений распределения  $\alpha$ -источников с помощью вторичных заряженных частиц  $\delta$ -электронов, создаваемых  $\alpha$ -частицами. Из сравнения активности образцов нептуния и плутония, степени почернения и времени экспозиции с учетом конкретного увели-

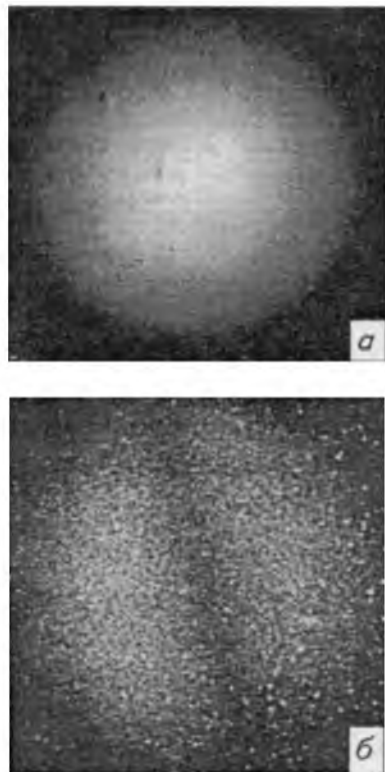
чения (2,7 и 2,2 соответственно) следует, что отражаемая фотопленкой плотность регистрируемых  $\delta$ -электронов в эксперименте с плутонием примерно вдвое меньше, чем  $\beta$ -электронов в эксперименте с нептунием на один акт распада ядер. Недостаток детектирования  $\delta$ -электронов связан с их энергетическим распределением, ограниченным максимальной энергией 7 кэВ и входной пороговой энергией фотопленки. Для проверки спектрального ограничения  $\delta$ -электронов был проведен эксперимент на сетке с ускоряющим напряжением 5 кВ, установленной вблизи фотопленки. Эксперимент показал ее дополнительное почернение, а значит, и увеличение потока частиц примерно в 2—3 раза. Для образца нептуния аналогичный эксперимент не дал заметного эффекта из-за малости вклада в полный поток частиц энергией менее 1 кэВ при средней энергии  $\beta$ -частиц 67 кэВ.

**Выводы.** Таким образом, экспериментально продемонстрирована возможность получения увеличенных изображений радиоактивных поверхностей с помощью их  $\alpha$ - и  $\beta$ -излучения, управляемого магнитным полем. Выявлена высокая чувствительность метода магнитного микроскопа, позволяющего детектировать и наблюдать микрообъекты размером  $10^{-4}$  см с малой локальной активностью  $\sim 10^{-3}$  Бк, что открывает новые возможности, например, при исследовании распределения горячих частиц. В широком диапазоне энергии  $\beta$ -частиц (до 0,25 МэВ) при магнитном поле на поверхности образца до 1 Тл достигнуто 40-кратное увеличение изображения  $\beta$ -излучающих поверхностей разрешением до  $10^{-4}$  см. Получены первые увеличенные изображения поверхности распределения активности  $^{239}\text{Pu}$  с помощью  $\delta$ -электронов, создаваемых в результате процессов перезарядки первичным  $\alpha$ -излучением. Таким образом, предложен новый способ исследования чистых  $\alpha$ -активных поверхностей и слоев.

В заключение авторы выражают благодарность Н.С. Бабаеву за постоянное внимание к излагаемой в статье проблеме и полезные обсуждения.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Маркин А.И., Утюгов Е.Г., Черковец В.Е. Высокочувствительный способ исследования  $\beta$ -радиоактивных материалов в магнитном поле. — Атомная энергия, 1997, т. 82, вып. 3, с. 222—226.
2. Маркин А.И., Полулях Е.П., Черковец В.Е. О возможности получения увеличенных изображений эмитирующих поверхностей в неоднородном магнитном поле. — Известия АН, серия физическая, 1998, т. 62, № 10, с. 2076—2080.
3. Беликов В.В., Маркин А.И., Полулях Е.П., Черковец В.Е. Экспериментальное наблюдение и математическое моделирование увеличенных изображений эмитирующих поверхностей в убывающем магнитном поле. — Доклады АН, 1999, т. 367, № 5, с. 610—614.
4. Маркин А.И., Полулях Е.П., Черковец В.Е. Магнитный микроскоп для исследования эмитирующих заряженные частицы поверхностей. — Приборы и техника эксперимента, 1999, № 5, с. 70—78.



Р и с. 4. Изображение образца  $^{239}\text{Pu}$ : а — открытый источник с увеличением 2,2; б — источник с неоднородностью в виде алюминиевой полоски толщиной 20 мкм, шириной 1,5 мм с увеличением 1,2

5. Маркин А.И., Утюгов Е.Г., Черковец В.Е. Экспресс-метод анализа  $\beta$ -спектров радионуклидов для оценки радиологического состояния территорий. — В кн.: 2-й Обнинский симпозиум по радиозоологии, 1996, с. 108—109.
6. Сивухин Д.В. Дрейфовая теория движения заряженной частицы в электромагнитных полях. — В кн.: Вопросы теории плазмы, т. 1. М.: Госатомиздат, 1963.
7. Колобашкин В.М., Рубцов П.М., Алексанкин В.Г., Ружанский П.А. Бета-излучение продуктов деления. Справочник. М.: Атомиздат, 1978.
8. Абрамов А.И., Казанский Ю.А., Матусевич Е.С. Основы экспериментальных методов ядерной физики. М.: Атомиздат, 1977.

Поступила в Редакцию 24.09.99

УДК 539.125.5.164; 539.173.84

## ПРЕДСТАВЛЕНИЕ СПЕКТРА НЕЙТРОНОВ ДЕЛЕНИЯ ЯДЕР $^{235}\text{U}$ , $^{239}\text{Pu}$ , $^{252}\text{Cf}$ И РЕАКТОРНОГО СПЕКТРА В ВИДЕ СУПЕРПОЗИЦИИ ИЗ ПЯТИ ФУНКЦИЙ НЕУПРУГОГО РАССЕЯНИЯ

*Севастьянов В.Д. (ВНИИФТРИ)*

В работах [1, 2] сообщалось о представлении энергетических спектров нейтронов  $F(E)$  в центре активной зоны быстрых исследовательских реакторов в виде суперпозиции двух спектров: спектра нейтронов деления  $^{235}\text{U}$  и спектра неупругого рассеяния нейтронов. Выбор этой суперпозиции спектров не был случайным. Действительно, спектр нейтронов в центре активной зоны, выполненной преимущественно из  $^{235}\text{U}$ , обусловлен спектром нейтронов деления ядер  $^{235}\text{U}$  и спектром неупругорассеянных нейтронов деления  $^{235}\text{U}$  на ядрах урана. Кроме того, спектр нейтронов деления  $^{235}\text{U}$  относится к наиболее изученным спектрам нейтронов [3]. Аналитическое решение в случае двухкомпонентного представления спектра нейтронов в центре активной зоны быстрых реакторов имеет вид

$$F(E) = A_1 \sqrt{E} \exp(-\alpha_1 E) + A_2 E \exp(-\alpha_2 E), \quad (1)$$

где  $E$  — энергия нейтронов;  $A_1, A_2$  — константы, определяемые для конкретного поля нейтронов ядерного реактора, коэффициенты  $\alpha_1, \alpha_2$  вычисляются из соотношений  $\alpha_1 = 1/T_1$ ;  $\alpha_2 = 1/T_2$ . Здесь  $T_1$  — температура ядра урана до деления,  $T_2$  — при неупругом взаимодействии с нейтроном соответственно. В качестве первого приближения при оценке спектра нейтронов в быстрых реакторах были взяты значения температуры из справочных таблиц работы [4].

Средняя энергия нейтронов, генерируемых при делении ядра и неупругом рассеянии на ядре, определяется температурой ядер до ядерных превращений и рассчитывается по соотношениям  $\bar{E} = 1,5T_1$  и  $\bar{E} = 2T_2$  соответственно.

Вторая функция в формуле (1), описывающая спектр неупругорассеянных нейтронов, была впервые предложена Вайскопфом (спектр нейтронов испарения).

В работах [1, 2] приведены экспериментальные данные, свидетельствующие о том, что второй компонент спектра нейтронов увеличивается при повышении массы делящегося вещества и уменьшении степени обогащения урана по  $^{235}\text{U}$ .

Первый компонент спектра (спектр нейтронов деления  $^{235}\text{U}$ ) является суперпозицией мгновенных и запаздывающих нейтронов [4]. Мгновенные нейтроны при делении ядра вылетают в период времени  $10^{-13}$  с, запаздывающие —  $10^{-1}$ — $10^2$  с. Доля запаздывающих нейтронов незначительна (менее 1%). Мгновенные нейтроны деления в своем составе имеют также два компонента. Первый из них включает нейтроны,