

ПРЕЦИЗИОННАЯ ПОЛУПРОВОДНИКОВАЯ СПЕКТРОМЕТРИЯ ИОНОВ

Е. М. Вербицкая, В. К. Еремин, А. М. Маляренко, Н. Б. Строкан,
В. Л. Суханов, Б. Шмидт,¹ И. Борани¹

Физико-технический институт им. А. Ф. Иоффе Российской академии наук,
194021, Санкт-Петербург, Россия

¹ Research Centre Rossendorf Inc.

Institute of Ion Beam Physics and Material Research Dresden, Germany, D-01314.

(Получена 13 июля 1993 г. Принята к печати 13 июля 1993 г.)

Рассматриваются аспекты прецизионного определения энергии ядерных частиц с помощью полупроводниковых детекторов. Показано, что основные трудности связаны с подавлением захвата неравновесных носителей. Перенос последних замедляется за счет нелинейных эффектов, обусловленных высокой плотностью носителей в треках частиц. Кроме того, генерация носителей происходит вблизи поверхности. Показано, что, управляя встроенным полем $p^+ - n$ -детекторов, возможно свести рекомбинационные процессы к минимуму. В результате в детекторах на основе высокочистого Si реализован уровень точности, лимитируемый фундаментальными факторами.

Режим спектрометрии подразумевает точное определение энергии ядерных частиц (квантов). Речь идет о таких потоках излучения, когда импульсы от частиц формируются в детекторе и анализируются электроникой индивидуально. Соответственно основным вопросам проблемы являются формирование импульса и спектра амплитуд в целом.

Ниже излагаются физические принципы реализации предельной точности анализа для полупроводниковых детекторов при спектрометрии ионов. Показано, что в детекторах на основе $p^+ - n$ - и $p^+ - i - n_+$ -структур, изготовленных из высокочистого Si, при соблюдении определенной конфигурации встроенного поля возможно свести к минимуму негативные факторы полупроводниковой природы. В итоге точность спектрометрии определяется флуктуациями преобразования энергии частицы в неравновесный заряд электронно-дырочных пар, т. е. оказывается ограниченной возможностями используемого «ионизационного принципа».

Полупроводниковая спектрометрия зародилась в 60-х годах, когда были проведены успешные опыты по регистрации частиц с помощью полупроводниковых счетчиков и сформулированы принципы их построения. В те годы приборами широкого применения служили газовые ионизационные камеры и сцинтилляционные счетчики. Точность определения энергии камерами была выше (более, чем на порядок) вследствие прямого преобразования энергии частицы в регистрируемый электрический сигнал. Однако серьезным недостатком являлась низкая тормозная способность рабочей среды — газа. Использование полупроводников, т. е. замена газа конденсированной средой, давало возможность радикального совершенствования приборов, регистрирующих частицы по производимой ими ионизации.

Простейшим конструктивным решением являлось использование схемы фотопроводимости, т. е. применение образцов с антизапорными контактами. Возможности счетчиков этого типа (так называемых гомогенных) впервые проанализированы в 1956 г. С. М. Рывкиным [1–3]. Было показано, что сигнал оказывается пропорциональным отношению времени жизни носителей ко времени

их пролета через кристалл. Это соответствует перемещению долгоживущих носителей сквозь образец (поскольку контакты не ограничивают тока) пока не произойдет их рекомбинация с захваченными ранее на уровни носителями противоположного знака. Такой режим внешне привлекателен, так как включает усиление заряда, однако вследствие значительной неоднородности времени жизни в реальных кристаллах непригоден для спектрометрии, требующей жесткой связи амплитуды регистрируемого сигнала с энергией частицы.

В последующем А. В. Айрапетянц и С. М. Рывкиным [4] было показано, что при использовании конструкции фотодиода в случае запирающих контактов регистрируется только наведенный частицей заряд и строго ограничивается поступление каких-либо носителей из внешней цепи. Таким образом, $p^+ - n - n^+$ - или $n^+ - p - p^+$ -структура, включенная в запирающем направлении, является аналогом газонаполненной камеры и может служить базовой конструкцией для спектрометрических детекторов. Если при этом трек частицы полностью укладывается в области сильного поля, а неравновесный заряд, дрейфуя, также полностью переносится к контактам, то необходимые условия для спектрометрии частиц будут соблюдены.

Ниже будут рассмотрены физические аспекты транспорта неравновесного заряда в условиях встроенного поля $p^+ - n$ -структуры; приведена систематика механизмов потерь заряда и методика их исследования. Возможности прецизионных Si-детекторов иллюстрируются примером анализа состава ядерного топлива.

1. Влияние захвата носителей

Вначале выясним роль захвата неравновесного заряда. Переход от газа к полупроводникам имел и негативную сторону. Именно сугубо однородная среда (газ) оказалось замененной твердым телом с неизбежно присутствующими неоднородностями технологической природы. Это резко усилило негативную роль захвата и связанного с ним разброса импульсов по амплитуде.

Захват в принципе может происходить путем рекомбинации неравновесных пар или за счет локализации носителей на уровнях дефектов с последующим выбросом в одну из разрешенных зон. Очевидно, что для треков с низкой плотностью носителей (электроны, γ -кванты, релятивистские частицы) рекомбинация маловероятна, так как носители эффективно вовлекаются в дрейф к электродам. В нашем случае сильноионизирующих частиц (α -частицы, ионы, осколки деления ядер) треки имеют высокую плотность. Поле в рабочей зоне экранируется, и возникает состояние плазмы, когда пары электрон—дырка, в объеме трека не разделены. Перенос носителей к электродам лимитируется механизмом токов, ограниченных объемным зарядом, затрагивая лишь периферию трека. Очевидно, в описанных условиях будет преобладать рекомбинация неравновесных электронно-дырочных пар.

Важно, что при рекомбинации для амплитуды сигнала безразлично, при какой координате произойдет исчезновение пары. Исчезнет первая или вторая пара (рис. 1) или произойдет в произвольной точке рекомбинация электрона первой пары с дыркой второй пары — в любом случае замкнутая лития тока определяется переносом единичного заряда. Поэтому потери заряда на рекомбинацию описываются в простом виде

$$\lambda = (q_0 - q) / q_0 = t_{p1} / \tau. \quad (1)$$

Здесь q_0 и q — внесенные частицей и достигшие электродов заряды соответственно, t_{p1} — время состояния плазмы, τ — время жизни пары до рекомбинации.

Геометрические размеры треков сильноионизирующая частиц малы. Так, для α -частиц естественного распада с энергией $E_\alpha = 5.5$ МэВ начальный диаметр

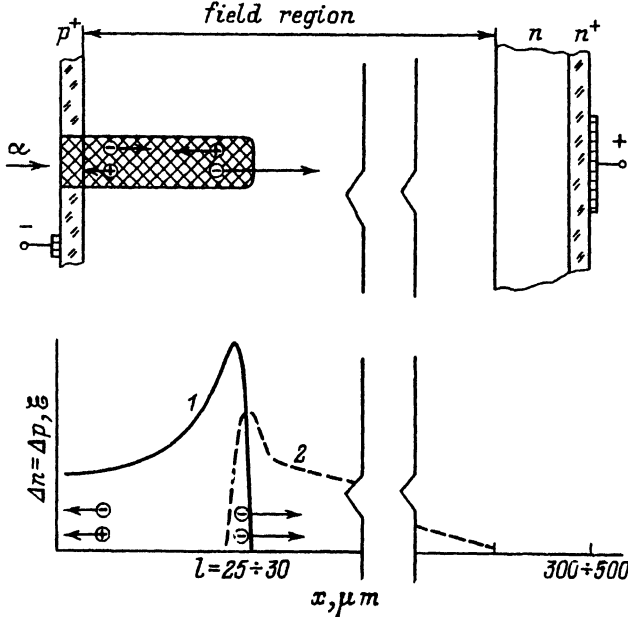


Рис. 1. p^+ - n -структура как базовая конструкция детектора ионов. 1 — распределение плотности ионизации в треке, 2 — напряженности поля. При рекомбинации в треке (заштрихованная область) достигший электродов заряд не зависит от координаты исчезновения пары.

сгустка неравновесных пар составляет 3 мкм при длине 30 мкм. Поэтому при регистрации каждой частицы проявляются условия транспорта носителей в микроскопическом объеме Si, а в итоге хаотического падения частиц на детектор выявляется статистика τ так параметра, наиболее чувствительного к структурным нарушениям кристалла.

Для детектов используются материалы с повышенной однородностью свойств. При этом отклонение от среднего значения τ_0 $|\tau - \tau_0| < \tau_0$ и наиболее вероятным для статистического распределения τ является закон Гаусса

$$\frac{dN}{d\tau} = \frac{\exp [-(\tau - \tau_0)^2 / 2\sigma^2]}{\sqrt{2\pi} \sigma}. \quad (2)$$

Приведенные соображения позволяют получить форму отклика детектора на монохроматическое по энергии возбуждение или функцию распределения амплитуд $dN/dq = f(q)$. Поскольку связь q и λ линейна, эквивалентной является более удобная форма записи

$$\frac{dN}{dq} = C \left(\frac{\lambda_0}{\lambda}\right)^2 \exp \left[-\frac{(1 - \lambda_0/\lambda)^2}{2K^2} \right], \quad (3)$$

где C — нормировочная константа, λ_0 — средняя величина потерь, параметр $K < 0.85$ описывает неоднородность τ [5].

Функция $dN/dq (\lambda_0/\lambda)$ близка к гауссовской с дисперсией, равной K , однако в эксперименте мы получаем функцию обратного аргумента — $dN/dq (\lambda/\lambda_0)$. Эта зависимость уже сугубо асимметрична (рис. 2), причем ее правый край соответствует более быстрому спаду, чем по закону Гаусса. Если проследить за поведением ширины спектральной линии на уровне 0.5 по отношению к максимуму-

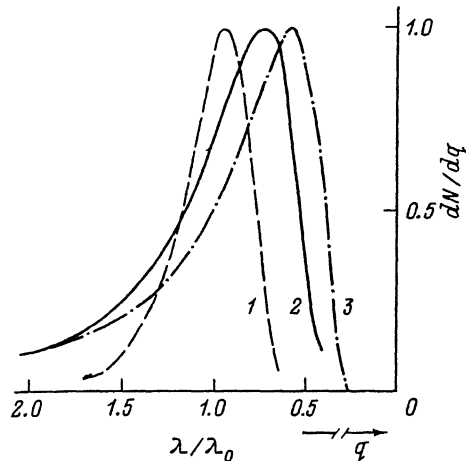


Рис. 2. Расчетная форма спектральной линии детектора, обусловленная рекомбинацией неравновесного заряда в треке. Фактор неоднородности времени жизни K : 1 — 0.2, 2 — 0.5, 3 — 0.8.

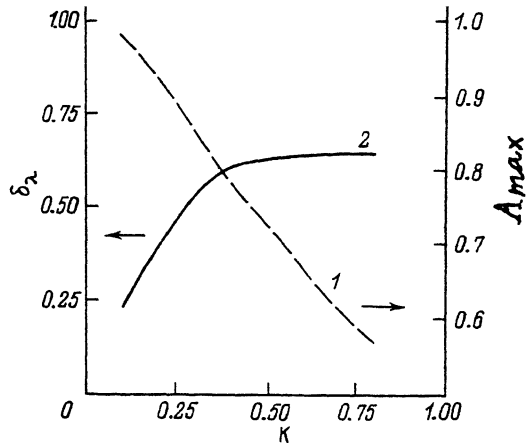


Рис. 3. Зависимость ширины спектральной линии δ_λ (2) и положения максимума A_{\max} (1) в спектрах (рис. 2) от фактора неоднородности K . δ_λ и A_{\max} приведены в единицах λ/λ_0 .

му δ_λ от неоднородности τ , то зависимость оказывается сублинейной (рис. 3). При этом насыщение наблюдается с $K \geq 0.4$, т. е. задолго до случая предельной неоднородности τ ($\Delta\tau/\tau = 200\%$), описываемого значением $K = 0.85$. Для дальнейшего важно, что масштаб флуктуаций не превышает $\delta_\lambda = 0.63\lambda_0$.

Выше были определены искажения, вносимые при спектрометрии монохроматических ионов за счет неидеальности кристалла. Величина генерируемого ионами заряда принималась строго фиксированной. На самом деле для ионизационного метода характерны флуктуации на стадии преобразования энергии частицы в заряд. Для газовых камер Фано [6] было установлено, что дисперсия числа пар N описывается видоизмененным законом Пуассона

$$\overline{(N - \bar{N})^2} = F \cdot \bar{N},$$

где коэффициент F , получивший наименование фактора Фано, < 1 . Такое смягчение флуктуаций есть следствие неявно присутствующего условия — необходимости для частицы раздать фиксированную энергию. Величина фактора F отражает конкуренцию в ионизационном каскаде событий, приводящих к ионизации и возбуждению молекул газа, а также флуктуаций затрат энергии от акта к акту внутри указанных механизмов. Соображения Фано были развиты в приложении к полупроводникам в работах [7–9].

В случае Si процесс ударной ионизации горячими носителями идет весьма эффективно, так что среднее число фононов на одну рожденную пару близко к двум. В результате потери энергии на образование фононов и их флуктуации оказываются малыми и преобладают флуктуации энергии в актах, приводящих к ионизации. Полученные расчетным путем значения F лежат для Ge и Si в интервале $F = 0.05 \div 0.10$.

Сопоставим вклады в ширину спектральной линии флуктуаций каскада ионизаций (δ_F), флуктуаций рекомбинации в реальном неоднородном материале (δ_λ) и статистики числа рекомбинировавших пар (δ_{st}), что соответствует случаю однородного материала

$$\delta_F : \delta_\lambda : \delta_{st} = 2.35 \sqrt{F\epsilon E} : 0.63\lambda_0 E : 2.35 \sqrt{\lambda_0 \epsilon E}, \quad (4)$$

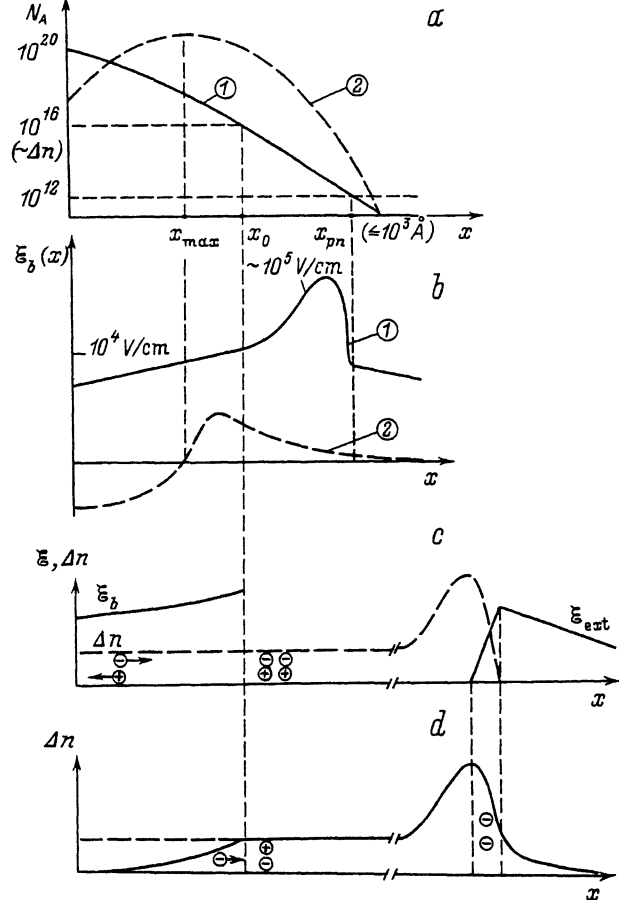


Рис. 4. Концентрация акцепторов (а), напряженность встроенного поля (b), ее трансформация при образовании трека неравновесных носителей (с) и изменение концентрации носителей в треке под действием \mathcal{E}_b (d). Способ получения структуры: 1 — ионная имплантация, 2 — диффузия. \mathcal{E}_{ext} — напряженность внешнего поля.

где ϵ — средняя энергия образования пары электрон—дырка в Si, E — энергия иона.

Видно, что при однородной рекомбинации, когда статистика определяется законом Пуассона, допустимы величины потерь $\lambda_0 \leq F$. В реальных детекторах следует ограничиваться $\lambda_0 \leq 3.65 (\epsilon E / F)^{1/2}$. При энергии $E_a = 5.5$ МэВ, $\epsilon = 3.6$ эВ, $F = 0.1$ сопоставимый с δ_F вклад в размытие монолинии будет внесен при $\lambda_0 < 10^{-3}$. Таким образом, для получения прецизионных детекторов следует предусмотреть сведение рекомбинационных потерь до уровня $\leq 10^{-3}$. В этой связи необходим более детальный анализ, затрагивающий природу потерь λ_0 .

2. Роль встроенного электрического поля $p^+ - n$ -структуры

На ранней стадии спектрометрии рекомбинационные характеристики определялись несовершенствами материала, однако в последнее время достижения в технологии выращивания Si и создания $p^+ - n$ -переходов позволили практически исключить вклад объемных свойств Si. Поэтому актуально исследование механизмов захвата, характерных для структуры детектора в целом. В этой связи

для захвата в плотном треке в первую очередь следует выделить поверхностную и оже-рекомбинацию в p^+ -области, а также оценить возможное проявление локализации электронов.

Физическая картина регистрации иона затрагивалась выше. Именно при торможении иона в Si мгновенно во времени создается ступок электронно-дырочной плазмы $\Delta n = \Delta p = 10^{16} + 10^{18} \text{ см}^{-3}$. Реально реализуемые в детекторе электрические поля $\approx 10^4 \text{ В/см}$ в первый момент времени не способны разделить электроны и дырки. Поэтому на стадии диффузионно-дрейфового рассасывания плазмы наиболее вероятно рекомбинация неравновесных пар, а при дрейфе электронов в области пространственного заряда (ОПЗ), где дырки отсутствуют, — локализация. Расчет последней с учетом эффектов сильного поля (насыщающей дрейфовой скорости и зависимости сечения захвата глубокого притягивающего центра) приводит к выражению [10]

$$\lambda_{\text{loc}} = \frac{\tau_m}{\tau_{\text{loc}}} \left[\left(1 + \frac{\mu_0 \bar{\mathcal{E}}}{v_s} \right) - \frac{\bar{\mathcal{E}}}{m} \right], \quad (5)$$

где τ_m и τ_{loc} — времена максвелловской релаксации и нахождения электрона в зоне до локализации, $\bar{\mathcal{E}}$ — среднее значение напряженности поля, v_s — значение насыщенной дрейфовой скорости, $m = 2.4 \text{ кВ/см}$. Для высокочистого Si с концентрацией глубоких уровней $10^{10} + 10^{11} \text{ см}^{-3}$ значения λ_{loc} оказываются пренебрежимо малыми.

Для анализа рекомбинации следует детализировать структуру поля в приповерхностной области детектора (рис. 4). Как известно, в p^+ -слое существует встроенное электрическое поле, обусловленное градиентом концентрации акцепторов $N_a(x)$

$$\mathcal{E}_b(x) \approx \frac{kT}{e} \frac{d \ln N_a(x)}{dx}. \quad (6)$$

Здесь k — постоянная Больцмана, e — заряд электрона, T — абсолютная температура. Например, при создании p^+ -слоя методом ионной имплантации, когда легирующая примесь распределена по закону Гаусса (рис. 4, а, кривая 2), характерным для профиля \mathcal{E}_b оказывается наличие вблизи поверхности участка тормозящего для электронов поля (рис. 4, б, кривая 2). Более благоприятный для транспорта электронов ход $\mathcal{E}_b(x)$ достигается при получении p^+ -слоя методом диффузии на малую глубину. Так, для функции $N_a(x) = N_s \operatorname{erfc}(x/2\sqrt{D_a t})$ при поверхностной концентрации $N_s = 10^{20} \text{ см}^{-3}$, $\sqrt{D_a t} = 10^2 \text{ \AA}$ глубина залегания $p^+ - n$ -перехода составит $< 10^3 \text{ \AA}$ (рис. 4, а). При этом встроенное поле слабо меняется у поверхности, имея значения $\approx 10^4 \text{ В/см}$, а далее нарастает до $\approx 10^5 \text{ В/см}$ вблизи границы $p^+ - n$ -перехода (рис. 4, б, кривая 1).

При внесении неравновесного заряда $\Delta n = \Delta p$ в приповерхностную область, где концентрация дырок $p = N_a \gg \Delta n$, перераспределения поля не происходит. Однако на больших глубинах достигается $\Delta n > p(x)$, и поле в треке экранируется (рис. 4, с). В результате действие \mathcal{E}_b выражается в оттеснении электронов, генерированных в слое $[0, x_0]$, от поверхности в глубь трека (рис. 4, д). Последнее должно сказаться на снижении роли поверхностной рекомбинации. Качественно также ясно, что упомянутый процесс имеет во времени две стадии: «быстрое» установление квазистационарного распределения концентрации $\Delta n(x, t)$ и последующее его существование до полного рассасывания плазмы (время t_{pl}).

Аналитическое рассмотрение [11] диффузионно-дрейфового переноса и рекомбинации электронов на отрезке $[0, x_0]$ основано на уравнении

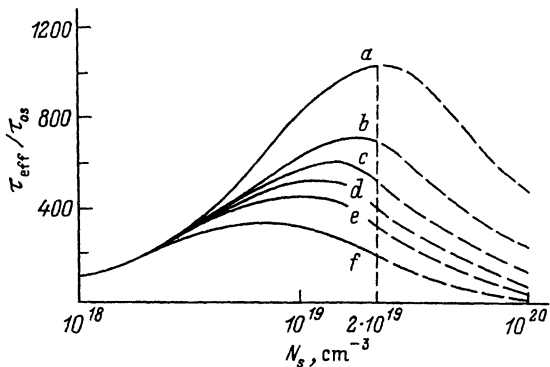


Рис. 5. Отношение эффективных времен жизни неравновесных носителей в случае встроенного электрического поля (τ_{eff}) и в поверхностно-барьерной структуре (τ_{0s}) как функция поверхностной концентрации акцепторов N_s . Масштаб распределения акцепторов L , Å: a — 200, b — 400, c — 600, d — 800, e — 1000, f — 2000.

$$\frac{\partial (\Delta n)}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial x} \left[\mu_e(x) \Delta n \mathcal{E}_b(x) \right] + \frac{\partial}{\partial x} \left[D_e(x) \frac{\partial \Delta n}{\partial x} \right] - \frac{\Delta n}{\tau(x)}, \quad (7)$$

где подвижность μ_e и коэффициент диффузии D_e определяются невозмущенными значениями концентрации дырок $p(x)$, $\tau(x) = 1/\gamma p^2(x)$ — время жизни электронов в актах оже-рекомбинации с участием двух дырок.

Начальное условие и условие на поверхности при скорости рекомбинации S записываются в виде

$$\Delta n|_{t=0} = \Delta n_0 = \text{const}, \quad \left(\mu_e \mathcal{E}_b \Delta n + D_e \frac{\partial \Delta n}{\partial x} \right) |_{x=0} = S \Delta n|_{x=0}. \quad (8)$$

На второй границе $x = x_0$ принимается, что в течение t_{pl} неизменно сохраняется плазма $\Delta n = \Delta p = \Delta n_0$. Однако при $t = t_{\text{pl}}$ $\Delta n(x_0)$ падает скачком до нуля и «источник» для диффузии электронов к поверхности выключается.

Расчет в указанных приближениях позволяет установить, что полные потери заряда представляются суммой двух компонент. Одна из них (λ_d) не зависит от напряжения внешнего смещения, вторая — отражает проявление поверхностной рекомбинации (τ_s) и объемной оже-рекомбинации (τV) в течение времени t_{pl} . Поскольку t_{pl} хорошо описывается эмпирическим выражением $t_{\text{pl}} = k_0/\mathcal{E}_c$ [$k_0 = 1.86 \cdot 10^{-5}$ В·с/см для 300 К, \mathcal{E}_c — поле при координате $(2/3)l$ — центре тяжести трека по заряду], эта компонента управляется внешним полем

$$\lambda = \lambda_d + \frac{t_{\text{pl}}}{\tau_{\text{eff}}} = \lambda_d + \frac{k_0}{\mathcal{E}_c} \left(\frac{1}{\tau_v} + \frac{1}{\tau_s} \right). \quad (9)$$

Обе компоненты зависят от параметров легирования и плотности генерируемого заряда Δn_0 . На рис. 5 приведено поведение отношения $\tau_{\text{eff}}/\tau_{0s}$ (где $\tau_{0s} = l/S$) в зависимости от уровня поверхностной концентрации N_s и масштаба легирования $L = 2\sqrt{D_a t}$. Значения остальных параметров составили: $D_e = 1$ см²/с; $\gamma = 2 \cdot 10^{-30}$ см⁶/с, $S = 10^3$ см/с, $\Delta n_0 = 10^{16}$ см⁻³. Видно, что эффективность подавления поверхностной рекомбинации как функция N_s имеет максимум, величина которого зависит от L . Поскольку не учитывалось вырождение функции распределения носителей, анализ корректен до $N_s \approx 2 \cdot 10^{19}$ см⁻³, что отражено штриховыми линиями. Максимальный выигрыш в проявлении встроенного поля для α -частиц

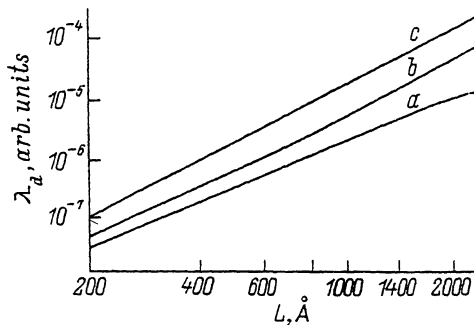


Рис. 6. Зависимость относительных потерь заряда в мертвом слое p^+ - n -детектора от масштаба распределения акцепторов. $N_s \cdot 10^{-19}$, см^{-3} : $a - 0.1$, $b - 1$, $c - 2$.

($\Delta n_0 \cong 10^{16} \text{ см}^{-3}$) достигает 3 порядков. Действие поля ослабляется как $1/\Delta n_0$, однако даже при плотности треков $\Delta n_0 = 10^{18} \text{ см}^{-3}$ (осколки деления ядер) достигается $\tau_{\text{eff}}/\tau_{0s} = 10$.

Несмотря на действие \mathcal{E}_b , существует компонента λ_ϕ , соответствующая быстрой стадии установления равновесия в слое $[0, x_0]$. Здесь проявляются оба рассматриваемые механизма рекомбинации (оже- и поверхностная). Масштаб величин λ_ϕ , а также ход $\lambda_d = f(L)$ при параметре N_s показаны на рис. 6. В принятых в ядерной физике терминах λ_d отражает наличие «мертвого слоя» полупроводника, образующего «входное окно» детектора.

3. Систематика механизмов потерь заряда в структурах детекторов

Приведенный выше анализ переноса электронов в приповерхностной области позволяет установить природу потерь энергии и заряда в полупроводниковых детекторах ионов. Систематика каналов потерь представлена в табл. 1, где как частный случай охвачены также поверхностно-барьерные структуры, предшествующие современным p^+ - n -детекторам [13]. Кроме того, учтены очевидные факторы — потери энергии в пленке металлического контакта (d_m) и заряда при рекомбинации на дефектах p^+ -слоя. Последние могут быть связаны с неполным отжигом в случае имплантации акцепторов или с высоким уровнем легирования в варианте диффузии.

Таблица 1

Каналы потерь энергии и заряда в Si-детекторах ионов

Структура детектора	Механизм потерь		
	торможение ионов	рекомбинация неравновесных носителей заряда в полупроводнике	
		не зависящая от напряжения смещения	зависящая от напряжения смещения
Поверхностно-барьерная Au— n -Si	В металлической пленке входного окна (d_m)	—	Поверхностная на границе Au—Si (S) объемная в треке (τ)
Планиарная Al— p^+ - n -Si	В металлической пленке входного окна (d_m)	Поверхностная на границе Al—Si; оже-рекомбинация в p^+ -слое; на дефектах p^+ -слоя	Поверхностная на границе Al—Si; оже-рекомбинация в p^+ -слое; на дефектах p^+ -слоя объемная в треке (τ)
		(d_s)	(S_{eff})

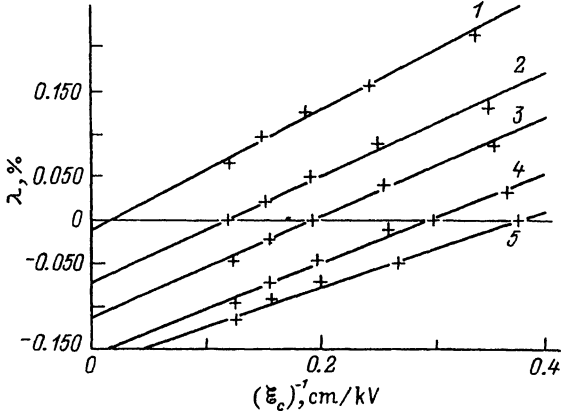


Рис. 7. Зависимость дефицита амплитуды от обратной величины напряженности поля в центре трека при различных углах падения α -частиц, θ , град: 1 — 39, 2 — 45, 3 — 52, 4 — 63, 5 — 90. За нуль отсчета выбрано значение при минимальном используемом напряжении в случае нормального падения.

При дальнейшем анализе дефекта амплитуды сигнала будем исходить из установленной формы в виде двух слагаемых — зависящего и не зависящего от внешнего смещения

$$\lambda = \frac{E_\alpha - E}{E_\alpha} = \lambda_d + \lambda_{\text{rec}}(\mathcal{E}) = \frac{1}{E_\alpha \sin \theta} \left[\left(\frac{dE_\alpha}{dx} \right)_m d_m + \left(\frac{dE_\alpha}{dx} \right)_s d_s \right] + \frac{k_0}{\mathcal{E}_c} \left[\frac{S_{\text{eff}}}{l \sin^2 \theta} + \frac{1}{\tau(\theta)} \right]. \quad (10)$$

Здесь E — амплитуда сигнала в единицах энергии, $(dE_\alpha/dx)_{m(s)}$ — удельные потери энергии в металлической пленке (полупроводнике), θ — угол между направлением падения частицы и поверхностью детектора, S_{eff} — эффективная скорость рекомбинации в p^+ -слое.

Множитель $1/\sin^2 \theta$ учитывает два геометрических фактора, влияющих на рекомбинацию в p^+ -слое при отклонении от нормального падения ($\theta = 90^\circ$). Во-первых, возрастает контактирующая с поверхностью площадь сечения трека; во-вторых, уменьшается расстояние от центра трека до поверхности, что приводит к дополнительной диффузии электронов с цилиндрической поверхности трека в течение t_{pl} . Зависимость $\tau(\theta)$ учитывает возможную неоднородность τ в объеме Si и в общем случае имеет произвольный характер. В дальнейшем примем $\tau(\theta) = \text{const}$.

Формально выражение (10) содержит четыре неизвестных (S_{eff} , τ , d_m , d_s) и два варьируемых параметра (θ , \mathcal{E}_c). Это оказывается достаточным для определения всей совокупности характеристик детекторов путем последовательности операций.

Анализ второго слагаемого $\lambda_{\text{rec}}(\mathcal{E})$ показывает, что, построив зависимость измеряемого в эксперименте дефицита $\lambda = f(\mathcal{E}_c^{-1})$ при фиксированных θ , по ее наклону можно вычислить значения τ_{eff}

$$\frac{1}{\tau_{\text{eff}}} = \frac{S_{\text{eff}}}{l \sin^2 \theta} + \frac{1}{\tau}. \quad (11)$$

Далее построением в координатах $(\tau_{\text{eff}})^{-1} = f(\sin^{-2} \theta)$ находим величины S_{eff} (либо S для поверхностно-барьерных детекторов) и τ .

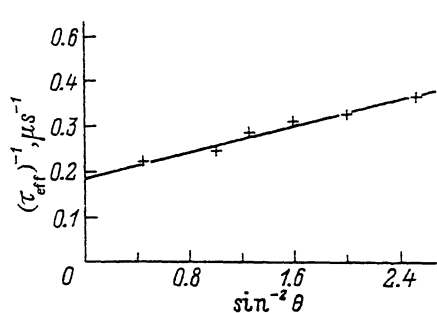


Рис. 8. Эффективное время жизни, определенное из наклона зависимости (рис. 7), как функция угла падения α -частиц на детектор. Угол наклона определяется величиной S_{eff} , отсекаемый по ординате отрезок — временем жизни пар электрон-дырка в плазме.

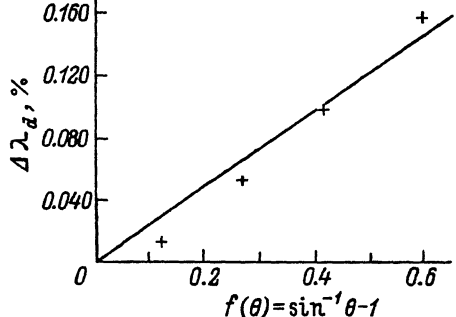


Рис. 9. Зависимость дефицита амплитуды, определяемого мертвым слоем детектора, от угла падения частиц. Величина мертвого слоя определяется из наклона зависимости.

Для определения суммарной толщины входного окна $d_m + d$, необходимо построить зависимость $\lambda_d = \lambda(\theta, \mathcal{E}_c) - \lambda_{\text{rec}}(\theta, \mathcal{E}_c)$ от $(\sin^{-1} \theta - 1)$ при произвольном \mathcal{E}_c . На рис. 7—9 приведены указанные зависимости для детектора, полученного методом ионной имплантации ионов V^+ с энергией 15 кэВ [14]. Обращает на себя внимание малая величина потерь $\lambda \approx 10^{-3}$ и точность измерений на уровне 10^{-4} . Последнее достигается за счет прецизионного дифференциального метода измерения заряда с использованием дополнительного реперного детектора [15]. Тем самым исключается влияние нестабильностей аппаратуры и изменения емкости на входе усилителя, которое неизбежно при исследовании λ как функции \mathcal{E} .

4. Практические результаты по спектрометрии α -частиц

На практике появление $p^+ - n$ -переходов со встроенным полем привело к существенному повышению точности спектрометрии по сравнению с традиционными поверхностно-барьерными структурами. Так, в работе [16] приме-

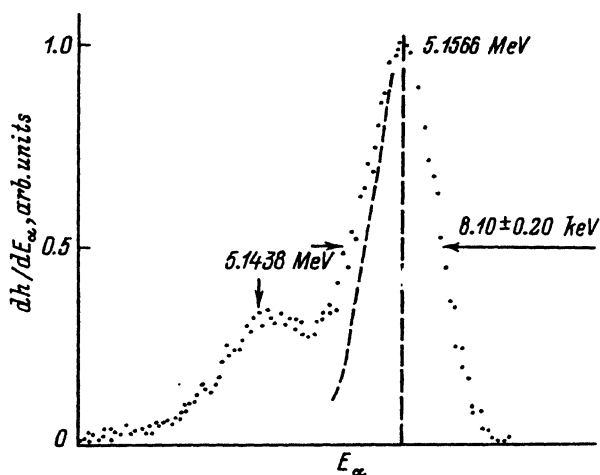
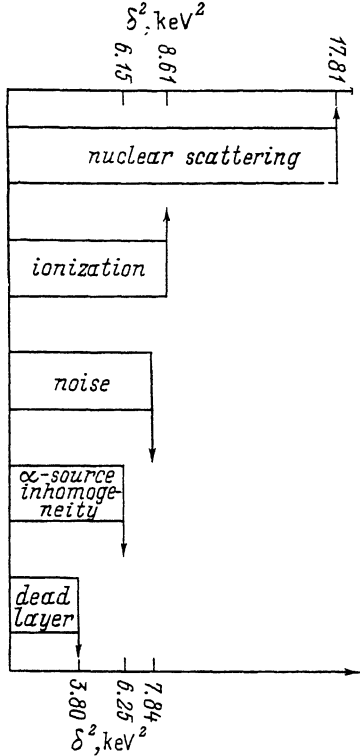


Рис. 10. Экспериментальный спектр ^{239}Pu , иллюстрирующий разрешение тонкой структуры спектра α -частиц. Пунктиром показан — левый край линии, симметризованный по правому краю.



нение метода локальной диффузии позволило достичь ширины линии $\delta_\alpha = 8.1 \div 8.4$ кэВ для α -частиц естественного распада с $E_\alpha = 5.0 \div 6.0$ МэВ (рис. 10). Этот уровень разрешения уже сопоставим с теоретическим пределом ионизационного метода. Такой вывод следует из сравнения экспериментального значения δ_α и суммарного вклада флуктуаций, проявляющихся в эксперименте.

Выше отмечалось наличие флуктуаций ионизации с $\delta_F = 2.35 (\epsilon F)_\alpha F^{1/2}$. Детальное вычисление по «остыванию» горячих носителей с учетом структуры энергетических зон Si приводят к значению фактора Фано $E_{\text{Si}} = 0.07$ [8, 17]. Эксперименты дают $F_{\text{min}} = 0.084 \pm 0.005$ [18] или $\delta_F = 2.93$ кэВ ($E_\alpha = 5.15$ МэВ). При этом распределение флуктуаций в силу малости F существенно симметризовано по сравнению со статистикой Пуассона, и его можно считать гауссовым.

Рассматривая взаимодействие ионов с Si, необходимо учитывать также, что часть энергии теряется в случайных актах упругого ядерного рассеяния, т. е. непроизводительно для

ионизации. Эта доля энергии мала (≈ 10 кэВ), но подвержена существенным флуктуациям. Анализ [19] показал, что распределение в целом асимметрично за счет «хвоста», формируемого редкими актами с передачей атомам Si больших порций энергии, однако вблизи максимума определяется актами, где передача энергии мало отличается от наиболее вероятной величины. Поэтому эта часть распределения может рассматриваться как функция Гаусса с шириной линии $\delta_{\text{nuc}} = 0.47z^{1/2}A^{4/3}$, где z и A — заряд и масса иона. Для α -частиц имеем $\delta_{\text{nuc}} = 4.22$ кэВ. Уточнение δ_{nuc} путем учета вторичных взаимодействий ядер отдачи Si с решеткой (в том числе дающих вклад в ионизацию) дало совпадение с оценкой 4.22 кэВ [20]. Таким образом, суммарные флуктуации преобразования энергии частицы в неравновесный заряд в предположении гауссовых распределений составляют $\delta_{\text{nuc}}^2 + \delta_F^2 = 26.40$ кэВ².

Следующим источником флуктуаций является группа в значительной степени управляемых факторов. Во-первых, к ним относится вклад шумов δ_N (детектора и электроники) и немонохроматичности источника δ_s . В эксперименте [16] их значения были 2.80 и 2.5 кэВ соответственно. Во-вторых, структура детектора обладает мертвым слоем и возможны потери на рекомбинацию. Измерение дефицита амплитуды по методике [15] и анализ структуры детектора по описанному выше алгоритму показали, что $d_d \leq 200$ Å и $\lambda \approx 0$. Флуктуации в мертвом слое толщиной 200 Å невелики — 1.95 кэВ. В итоге суммарный вклад флуктуаций второй группы факторов составил 17.90 кэВ², а общее расчетное значение — 44.30 кэВ².

В эксперименте ширина линии была 8.10 кэВ (65.60 кэВ²), причем наблюдалась характерная асимметрия спектра, что качественно соответствует распределению флуктуаций упругого ядерного рассеяния и в мертвом слое детектора. Поэтому более корректно сравнение правых краев спектральной линии. Действи-

тельно, удвоение ширины правого края дает значение 47.33 кэВ^2 , совпадающее в пределах ошибки с расчетным. Можно заключить (рис. 11), что для детекторов с эффективно работающим встроенным полем обеспечиваются значения толщины мертвого слоя $\leq 200 \text{ \AA}$ и потери заряда, связанные с рекомбинацией неравновесных носителей, не превышают 10^{-4} . Эти величины слабо проявляются в предельных значениях точности спектрометрии, которая лимитируется фундаментальными флуктуациями преобразования энергии иона в неравновесный заряд.

5. Технологические аспекты реализации спектрометрических детекторов с встроенным полем

Проблемы реализации прецизионных Si-детекторов ионов были успешно решены благодаря использованию планарной технологии, впервые модифицированной для детекторов в 1980 г. [21]. Применительно к детекторам эта технология предусматривает изготовление $p^+ - n - n^+$ -реже $n^+ - p - p^+$ -структуры на основе высокоомного Si, полученного методом зонной плавки, в которой пассивация периферии $p^+ - n$ -перехода осуществляется термически выращенным SiO_2 . Усовершенствование структуры детектора по сравнению с использовавшимися ранее поверхностно-барьерными детекторами затрагивает два из перечисленных в разделе 4 управляемых фактора, вносящих вклад в ширину спектральной линии и состоит:

— в уменьшении шума детектора δ_N за счет реализации малых обратных токов;

— в уменьшении толщины мертвого слоя в структурах со сверхмелкими $p^+ - n$ -переходами ($x_{p-n} \leq 1000 \text{ \AA}$).

Из расчетных зависимостей величины потерь заряда λ_d , не зависящих от внешнего напряжения (рис. 6), следует, что в оптимальном случае воздействия встроенного поля при $N_d \approx 2 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ λ_d может быть уменьшена до 10^{-6} , что эквивалентно геометрической толщине мертвого слоя Si в несколько \AA . В реальных детекторах эта величина оказывается существенно большей и определяется рядом физических и технологических факторов, связанных с созданием p^+ -слоя.

Ионная имплантация была первым методом, который использовался для изготовления сильно легированных p^+ -слоев с толщиной $\approx 1000 \text{ \AA}$ [21]. Как отмечалось в разделе 2, при внедрении ионов акцепторная примесь распределена по закону Гаусса. В области $x < x_{\text{max}}$ формируется участок тормозящего неравновесные электроны встроенного поля, что может препятствовать подавлению рекомбинации вблизи поверхности. Поэтому при проведении отжига после имплантации, обеспечивающего активацию примеси и уменьшение концентрации радиационных дефектов, желательно модифицировать профиль внедренных ионов таким образом, чтобы сгладить область спада концентрации, сохранив при этом масштаб легирования $L \approx 100 \text{ \AA}$ при $x > x_{\text{max}}$.

Для проведения отжига обычно используется термическая обработка структур при температуре $T_{\text{ан}} = 600 + 900 \text{ }^\circ\text{C}$ в инертной атмосфере [21, 22]. При этом некоторая трансформация распределения ионов происходит за счет их диффузии в глубь детектора, что может «сгладить» участок тормозящего поля. Применение в рамках данного метода усовершенствованной технологии [23] позволило управлять толщиной мертвого слоя детектора и реализовать значения $d_d \approx 300 \text{ \AA}$ при $T_{\text{ан}} \geq 900 \text{ }^\circ\text{C}$. Вторым вариантом является световой импульсный отжиг (варьируются мощность и длительность импульса) [23], практически не оказывающий влияния на профиль акцепторов.

Альтернативным методом получения сверхмелких $p^+ - n$ -переходов является диффузия. В обычном варианте достаточно сложно реализовать малую глубину залегания примеси. Поэтому применительно к этой задаче был разработан метод локальной диффузии [24]. В основе метода лежит процесс диффузии бора при

Параметры Si-детекторов, определяющие процессы рекомбинации

Тип	τ_v , мкс	S_{eff} , см/с	τ_{eff} , мкс	d_d , Å	Примечание
Диффузионные:					Параметры легирования p^+ -слоя
1	$\lambda = f(\xi)$		>100	200+300	$N_s < 10^{20}$ см ⁻³
2	10+15	200+500	10	500+600	$N_s \gg 10^{20}$ см ⁻³
3	20	100	15	1000+1500	$x_{p-d} = 0.2+0.3$ мкм $L \geq 0.1$ мкм
Имплантированные:					Вариация $T_{ан}$
4	10+30	100+200	8+20	1300+2200	600+1100 °C
5	25	50	20	200+500	800+1000 °C

его осаждении из газовой фазы на нагретую пластину кремния с предварительно сформированными диффузионными окнами.

Детальное исследование данного метода выявило значительное влияние толщины пассивирующего окисла и параметров процессов диффузии на электрофизические характеристики p^+ - n -структур. Эти эффекты связаны с доминированием одного из двух механизмов диффузии — междоузельного либо вакансионного, что определяется распределением собственных структурных дефектов. Диффузия примеси происходит в приповерхностном слое с предварительно сформированным распределением междоузлий и вакансий, тормозящих диффузию. Такой процесс, называемый фрактальной диффузией, позволяет реализовать тонкие (вплоть до размерно-квантованных) слои с концентрацией акцепторов до 10^{22} см⁻³ [25]. В то же время данный метод, основанный на управлении структурными дефектами, позволяет реализовать p - n -переходы с идеальными вольт-амперными характеристиками, где ток определяется диффузией неосновных носителей.

Характеристики p^+ - n -детекторов, определяющие процессы рекомбинации, были измерены с применением прецизионной методики измерения дефекта амплитуды [15] и вычислены согласно описанному выше алгоритму. Площадь детекторов составляла 10+25 мм². В табл. 2 приведены значения τ_v , S_{eff} и τ_{eff} , а также толщины мертвого слоя d_d для двух групп детекторов, полученных с применением диффузии (1—3) и ионной имплантации (4, 5).

Близкие значения минимальной толщины мертвого слоя ≈ 200 Å для детекторов 1 и 5 свидетельствуют, что эффективное подавление рекомбинации вблизи поверхности может быть достигнуто при использовании любого метода легирования. При этом концентрация акцепторов N_s близка к 10^{20} см⁻³, а температура отжига лежит в диапазоне 800+1000 °C. Однако для детекторов полученных имплантацией, во-первых, характерен значительный разброс d_d и τ при вариации параметров отжига и, во-вторых, максимальные значения τ оказываются ниже, чем аналогичные величины в диффузионных детекторах, где они превышают 100 мкс. На наш взгляд, это связано с дополнительным каналом рекомбинации носителей в треке на остаточных радиационных дефектах [14].

В заключение на рис. 12 приведены обобщенные данные по сопоставлению расчетных и экспериментальных флуктуаций, определяемых толщиной мертвого слоя (δ_d). Расчетная величина $\delta_{d, calc}$ вычислялась по формуле $\delta_{d, calc} = 0.194 (d_d)^{1/2}$ (δ — в кэВ, d — в Å) [26] в соответствии с измеренными значениями d_d . Экспериментальные значения определялись путем вычитания по квадратичному закону из суммарной ширины спектральной линии δ_a фундаментальных флуктуаций, монохроматичности источника, а также индивидуальных величин шума детекторов. Данные по детекторам, полученным ионной имплантацией,

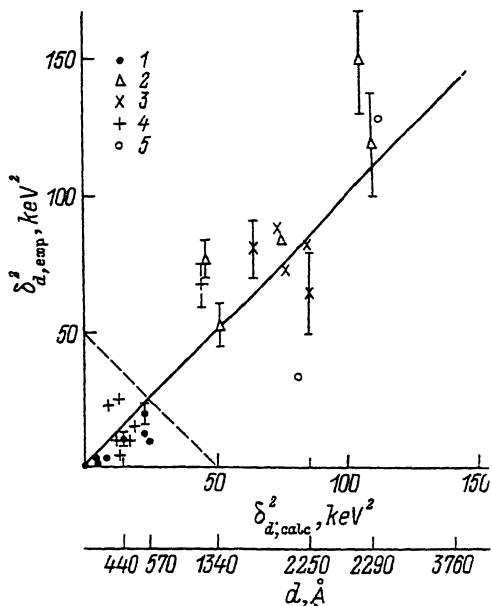


Рис. 12. Корреляция экспериментальных ($\delta_{d, \text{exp}}^2$) и расчетных ($\delta_{d, \text{calc}}^2$) значений квадрата флуктуаций, обусловленных мертвым слоем детектора d . p^+ - n -переходы: 1 — диффузионные, 2—5 — полученные имплантацией. Отжиг: 2 — импульсный световой, 3 — термический ($600 + 1000$ °C), 4 — термический ($600—900$ °C), 5 — имплантация при низких энергиях ионов.

охватывают различные варианты отжига. Видно, что наблюдается корреляция экспериментальных и расчетных значений δ_d . Это свидетельствует о том, что ширина спектральной линии существенно зависит от флуктуаций в мертвом слое детектора. Таким образом, предельная точность спектрометрии достигается за счет минимизации потерь заряда, связанных с рекомбинацией неравновесных носителей вблизи поверхности.

6. Приложение прецизионных детекторов к анализу смесей трансурановых элементов

С практической точки зрения важно, что детекторы с встроенным полем реализуют уровень разрешения, превышающий стандартный в ≈ 2 раза. Это дает соответствующий выигрыш в точности в приложениях, где измеряемые величины пропорциональны разрешению детектора (например, методика резерфордского обратного рассеяния). С другой стороны, для α -спектрометрии это привносит новое качество — разрешение сверхтонкой структуры спектров α -распада. Здесь следствия реализации $\delta \leq 10$ кэВ неочевидны, и представляет интерес апробировать такие детекторы в актуальной для атомной техники задаче — определении состава ядерного топлива. Его компоненты (изотопы ^{239}Pu и ^{240}Pu), претерпевая α -распад, дают группы с минимальным расстоянием между линиями ≈ 10 кэВ.

Эксперименты, результаты которых описаны в [27], выполнялись на детекторах площадью 30 мм^2 (диаметр 6 мм), изготовленных из n -Si с удельным сопротивлением $3 \text{ кОм}\cdot\text{см}$, что при обратном напряжении 50 В позволило создавать ОПЗ толщиной 200 мкм. Это значительно превышало пробег α -частиц и имело целью снижение емкости (шумов) детектора. Процесс создания p^+ -слоя путем газофазной диффузии В обеспечивал $N_s = 10^{19} + 10^{20} \text{ см}^{-3}$ и глубину залегания p^+ - n -перехода не более 1000 Å.

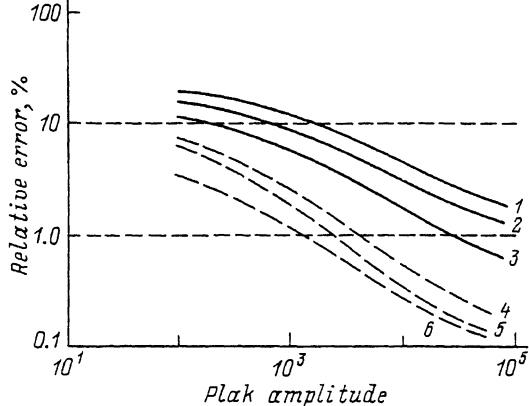


Рис. 13. Относительная ошибка в определении массового отношения $^{240}\text{Pu}/^{239}\text{Pu}$ для модельных α -спектров как функция их статистики при разрешении 9 (штриховые линии) и 20 (сплошные) кэВ. Задаваемое отношение $^{240}\text{Pu}/^{239}\text{Pu}$: 1, 6 — 1/2, 2, 4 — 2/1, 3, 5 — 1/1. Цена канала модельного спектра 0.3 кэВ.

При измерении спектров α -распада использовалась стандартная блок-схема: специализированный предусилитель, усилитель, экспандер, амплитудный анализатор. Полоса пропускания формировалась RC-фильтрами, и оптимальными для уровня шума ($\delta_N = 2.5 \div 2.6$ кэВ) оказались значения постоянной формирования $1 \div 2$ мкс. Тонкая структура спектров, имеющая в области 5.0—5.17 МэВ пять линий, разрешалась визуально, поскольку ширина линии δ_α составляла 8.33 кэВ (на линии 5.124 МэВ). Для последующей математической обработки необходимо задать полную форму спектральной линии. Как отмечалось ранее (рис. 10), последняя близка к гауссовой, но имеет затянутый левый край. Соответственно для математического описания использовалась суперпозиция гауссиана и трех экспонент, аппроксимирующих форму левого края спектральной линии. На базе модельных спектров был проведен численный эксперимент для оценки погрешности отношения $^{239}\text{Pu}/^{240}\text{Pu}$ от статистики спектров. При этом рандомизация спектров проводилась по нормальному закону.

На рис. 13 приведены зависимости для случая разрешения $\delta_\alpha = 9$ кэВ в сравнении со стандартным уровнем $\delta_\alpha = 20$ кэВ. Видно, что при равных и приемлемых практически погрешностях в $1 \div 2\%$ детекторы с $\delta_\alpha < 10$ кэВ могут дать выигрыш в статистике на $1 \div 2$ порядка. Это является прямым следствием четкой локализации пиков в наблюдаемых спектрах, в то время как при $\delta_\alpha \approx 20$ кэВ реальная картина тонкой структуры не проявляется.

Результат на модельных спектрах подтвердился при анализе содержания изотопов плутония в выгоревшем топливе атомной электростанции. Получено для точности определения состава значение $< 1\%$, что не уступает результатам более трудоемкого анализа методом масс-спектропии. Так, массовое отношение $^{240}\text{Pu}/^{239}\text{Pu}$ составило 0.347 ± 0.003 и 0.348 ± 0.003 для масс-спектрометра и кремниевого детектора соответственно. Таким образом, детекторы высокого разрешения позволяют проводить экспрессный анализ состава трансураниевых смесей на уровне методик, принятых эталонами точности.

7. Заключение

Развитие принципов полупроводниковой спектрометрии базировалось на ряде разделов физики полупроводников. Это — поведение горячих носителей (ионизация и генерация фононов), перенос плотных пакетов носителей в сильных электрических полях, механизмы рекомбинации.

Практические успехи оказались возможными благодаря прогрессу материало-
ведения. Появление кремния с малым и контролируемым содержанием примесей,
адаптированного к процессам планарной технологии, обусловило создание p^+ -
 n -структур с необходимыми свойствами для прецизионной спектроскопии ионов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

- [1] С. М. Рывкин. ДАН, 106, 250 (1956).
- [2] С. М. Рывкин. ЖТФ, 26, 2439 (1956).
- [3] С. М. Рывкин. ЖТФ, 26, 2667 (1956).
- [4] А. В. Айрапетянц, С. М. Рывкин. ЖТФ, 27, 95 (1957).
- [5] Е. М. Вербицкая, В. К. Еремин, А. М. Маляренко, Н. Б. Строкан, В. Л. Суханов. ФТП, 21, 1883 (1987).
- [6] U. Fano. Phys. Rev., 72, 26 (1947).
- [7] G. D. Alkhozov, A. P. Komar, A. A. Vorobjev. Nucl. Instr. Meth., 48, 1 (1967).
- [8] W. E. Drummond, J. L. Moll. J. Appl. Phys., 42, 5556 (1971).
- [9] H. R. Zulliger. J. Appl. Phys., 42, 5570 (1971).
- [10] Е. М. Вербицкая, В. К. Еремин, А. М. Маляренко, Л. С. Медведев, Н. Б. Строкан, В. Л. Суханов. ФТП, 21, 1394 (1987).
- [11] В. К. Еремин, Л. С. Медведев, Н. Б. Строкан. ФТП, 22, 1239 (1988).
- [12] A. A. Quaranta, A. Taroni, G. Zanarini. IEEE Trans. Nucl. Sci., NC-15, 373 (1968).
- [13] Е. М. Вербицкая, В. К. Еремин, А. М. Иванов, Н. Б. Строкан, У. Ш. Туребеков, Б. Шмидт. ИТЭ, вып. 6, 64 (1990).
- [14] E. Verbitskaya, V. Eremin, N. Strokan, J. Kemmer, B. Schmidt. Nucl. Instr. Meth. (to be published).
- [15] E. Verbitskaya, V. Eremin, N. Strokan, J. von Borani, B. Schmidt. Nucl. Instr. Meth., A281, 167 (1989).
- [16] Е. М. Вербицкая, В. К. Еремин, А. М. Маляренко, Н. Б. Строкан, В. Л. Суханов. Письма ЖТФ, 12, 1254 (1986).
- [17] Ю. В. Пятков. Дис. к. ф. м. н. М. (1977).
- [18] J. E. Eberhardt. Nucl. Instr. Meth., 80, 291 (1970).
- [19] J. Lindhard, V. Nielsen. Phys. Lett., 2, 209 (1962).
- [20] E. L. Haines, A. B. Whitehead. Rev. Sci. Instr., 37, 190 (1966).
- [21] J. Kemmer. Nucl. Instr. Meth., 169, 499 (1980).
- [22] T. Maisch, R. Gunzlar, M. Weizer, S. Kalbitzer, W. Welsler, J. Kemmer. Nucl. Instr. Meth., A288, 19 (1990).
- [23] J. von Borani, G. Mende, B. Schmidt. Nucl. Instr. Meth., 212, 489 (1983).
- [24] Е. И. Иванов, Л. Б. Лопатина, В. Л. Суханов, В. В. Тучкевич, Н. М. Шмидт. ФТП, 16, 207 (1982).
- [25] N. T. Bagraev, L. E. Klyachkin, A. M. Malyarenko, V. L. Sukhanov. Sol. St. Electron., 34, 1149 (1991).
- [26] W. K. Chu, J. W. Mayer. Catania Working Data, Catania (1974).
- [27] В. К. Еремин, Л. С. Медведев, Ю. Ф. Родионов, Н. Б. Строкан, Ю. А. Яшин. Препринт ИАЭ 4914/14 (1989).

Редактор Л. В. Шаронова