

06;10;12

Электрофизические свойства GaAs слоев и особенности характеристик детекторов частиц высоких энергий на их основе

© В.А. Беспалов,¹ А.В. Воронцов,² А.А. Горбачевич,¹ В.И. Егоркин,¹ Г.П. Жигальский,¹ Э.А. Ильичев,³ А.В. Кулаков,¹ Б.Г. Налбандов,¹ В.С. Пантуев,¹ В.Н. Распутный,¹ Ю.Н. Свешников,² С.С. Шмелев¹

¹ Московский государственный институт электронной техники (Технический университет),
124498 Москва, Россия

² Закрытое акционерное общество „Элма–Малахит“,
124460 Москва, Россия

³ Федеральное государственное унитарное предприятие
Научно-исследовательский институт физических проблем им. Ф.В. Лукина,
124460 Москва, Россия
e-mail: edward@qdn.miee.ru

(Поступило в Редакцию 16 апреля 2003 г. В окончательной редакции 11 августа 2003 г.)

Представлены результаты экспериментальных комплексных исследований взаимосвязи свойств исходных монокристаллических пластин и эпитаксиальных структур арсенида галлия со спектрометрическими пороговыми характеристиками детекторов ионизирующих излучений на их основе.

Введение

В настоящее время рынок твердотельных частиц высоких энергий и γ -квантов монополизирован высокоомным кремнием [1,2]. Несмотря на это, проводятся интенсивные поиски альтернативных кремнию материалов, способных к длительной и устойчивой работе в технологических зонах с повышенным температурным и радиационным фоном (например, HPGe, PbSeEu, C, GaAs [2–6]). Из спектра представленных альтернативных материалов наибольшей радиационной стойкостью обладают детекторы на основе алмазов [2]. Однако из-за малой величины зарядового числа ($Z = 6$) C-детекторы априори должны проигрывать остальным по эффективности преобразования энергии γ -квантов в электронно-дырочные пары. Напротив, детекторы на основе HPGe ($Z = 32$) и твердых растворов PbSeEu ($Z \sim 55$) крайне привлекательны благодаря большой величине зарядового числа, а значит, и коэффициента поглощения γ -квантов. Области использования чистого германия и твердых растворов на основе свинца значительно ограничиваются в силу малой ширины запрещенной зоны, а также трудностей в реализации на их основе качественных p – n -переходов (значительные токи утечки, малая электрическая прочность, низкие рабочие температуры). Таким образом, каждый из упомянутых материалов способен составить конкуренцию кремнию лишь в узких областях применений при решении ряда задач по регистрации ионизирующих излучений.

Из спектра перечисленных альтернативных материалов к наиболее технологически освоенным на сегодняшний день относят арсенид галлия. Надежды на эффективное использование детекторов на основе GaAs связывают с радиационной стойкостью этого материала. Однако детальный анализ возможности использования арсенида галлия материала датчиков γ -квантов и высокоэнергети-

ческих частиц показывает, что радиационной стойкостью далеко не ограничивается перечень их сильных сторон. Ниже представлены результаты теоретических оценок и экспериментальных исследований, убедительно показывающие, что датчик на основе арсенида галлия по преобразовательным и „шумовым“ характеристикам не только не уступает образцам на основе высокоомного кремния, но обладают существенным превосходством при детектировании ионизирующих излучений в области температур, больших 40–50°C.

Анализ

Детектирование высокоэнергетических частиц и γ -квантов твердыми детекторами основано на регистрации потерь энергии частицей (квантом) при прохождении вещества. Для регистрации частиц с энергиями, лежащими в диапазоне 10 keV...10 MeV, эффектами первого порядка становятся ионизационные процессы, приводящие к образованию в веществе электронно-дырочных пар (см., например, [7]). Это справедливо и для γ -квантов рентгеновского диапазона в силу значительности [8] коэффициента преобразования энергии γ -квантов в неравновесные электронно-дырочные пары.

Поэтому для детектирования частиц с энергиями, лежащими в указанном диапазоне, а также при детектировании мягкого рентгеновского излучения эффективно используют регистрацию тока неравновесных носителей, образующихся в веществе в процессе ионизационных потерь.

Обращаясь к сравнительному анализу указанных процессов взаимодействия высокоэнергетических частиц с твердотельным детектором, акцентируем внимание на следующих экспериментальных фактах: эффективность ионизации в арсениде галлия более чем в 1.5 раз превышает эффективность ионизации в кремнии [9,10]; для

коэффициента поглощения энергии γ -квантов рентгеновского диапазона веществом справедливо соотношение $\gamma \approx c \cdot Z^4 \lambda^3$ (λ — длина волны, Z — зарядовое число элемента матрицы, c — скорость света), а для коэффициента рассеяния $\sigma \approx 8\pi/3 \cdot q^4 Z/m^2 c^4$, (m — масса атомов элемента матрицы) [7,8]; по радиационной стойкости схемы на GaAs существенно превосходят кремниевые [11,12,13]; верхняя граница значения критической мощности GaAs интегральных схем (ИС) существенно превышает аналогичный параметр кремниевых ИС [14]; для микрочастиц коэффициент поглощения пропорционален зарядовому числу, а многочисленные эксперименты показывают, что количество пар неравновесных носителей, возникающих в твердом теле, пропорционально отношению энергии частицы к средней энергии образования пары (последние практически идентичны для кремния и арсенида галлия).

Как следует из выше изложенного, в указанном энергетическом диапазоне эффективность преобразования энергии γ -квантов в неравновесные электронно-дырочные пары на единицу толщины слоя для арсенида галлия ожидается выше, чем у Si, в меру отношения $[Z_{\text{GaAs}}/Z_{\text{Si}}]^4$, а для микрочастиц — \sim в $[Z_{\text{GaAs}}/Z_{\text{Si}}]$ раз, где $Z_{\text{Si}} \sim 14$, а $Z_{\text{GaAs}} \sim 32$. Так как подавляющее число δ -электронов имеет энергии, достаточные для генерации γ -квантов рентгеновского диапазона, и сечение этого процесса достаточно велико, то следует ожидать параллельную реализацию следующей цепочки событий: микрочастицы $\rightarrow \gamma$ -кванты \rightarrow неравновесные электронно-дырочные пары. Значит, и для микрочастиц с большой вероятностью следует ожидать, что сравнительная эффективность преобразования окажется также порядка $[Z_{\text{GaAs}}/Z_{\text{Si}}]^\beta$, где $\beta > 1$.

Помимо процесса первичного преобразования микрочастица (квант)/неравновесные электронно-дырочные пары эффективность детектора в значительной степени определяется отношением времени жизни неравновесных носителей к „пролетному“ времени $\eta \sim \tau_n/t_n^* + \tau_p/t_p^*$, где $t_{p,n}^* = L^2/V\mu_{p,n}$ — время пролета носителем пространства L между контактами детектора, V — напряжение между контактами детектора, $\mu_{p,n}$ — подвижность носителей, $\tau_{n,p}$ — времена жизни электронов и дырок в зонах нелокализованных состояний. Таким образом, важно не столько время жизни неравновесных носителей (у арсенида галлия оно на 3–4 порядка меньше, нежели в чистых кремниевых материалах), сколько отношение времени жизни к „пролетному“ времени.

Степенной характер зависимости коэффициента поглощения от порядкового номера элемента ($\gamma \sim Z^\beta$, где $\beta > 1$) позволяет при разработке GaAs детекторов использовать существенно меньшие толщины активных областей, нежели в Si детекторах (для рентгеновского излучения, например, в меру отношения $[Z_{\text{GaAs}}/Z_{\text{Si}}]^4$), а значит, значительно сократить и время „пролета“ неравновесных носителей активной области детектора. Можно показать, что в GaAs детекторах в сравнении с детекторами на Si при той же эффективности

поглощения ионизирующих излучений из-за возможности уменьшения толщины активной области детектора „пролетные“ времена для носителей можно уменьшить в меру отношения $[Z_{\text{GaAs}}/Z_{\text{Si}}]^8 \cdot \mu_{\text{GaAs}}/\mu_{\text{Si}}$, более чем в 10^3 раз. Столь значительные различия в величинах зарядовых чисел позволяют надеяться на практически полную компенсацию сравнительных потерь в фотоэлектрическом усилении, вызванных различиями времени жизни носителей в зонах нелокализованных состояний сравниваемых материалов.

Помимо большого значения величины фотоэлектрического усиления η важна его стабильность во времени. Фактором нестабильности является генерация в активные области детектора радиационных дефектов и связанных с ней изменений кинетических коэффициентов ($\mu_{p,n}$ и $\tau_{n,p}$), в результате потеря заряда, а значит, и эффективности фотоэлектрического усиления детектора, т.е. деградация датчика в процессе эксплуатации. По радиационной стойкости арсенида галлия и схемы на его основе существенно превышают кремниевые аналоги [15,16], что при идентичности эффективности детектирования GaAs и Si детекторами, следующих из представленных выше оценок, делает арсенид галлия потенциально привлекательным базовым материалом для детекторов частиц высоких энергий.

Привлекательность GaAs детекторов усиливается благодаря широкозонности материала, что дает основание рассчитывать на расширение области рабочих температур и возможность использования детекторов в технологических зонах с повышенным температурным и радиационным фонами (например, в ядерных реакторах, в технологических зонах ускорителей частиц высоких энергий либо в геологии при каротажных работах).

Экспериментальные результаты

Ниже на частном примере детектирования высокоэнергетических α -частиц представлены результаты сравнительных экспериментальных исследований детекторов на основе компенсированных GaAs материалов, на „чистых“ эпитаксиальных слоях арсенида галлия и на основе высокоомного кремния. Работа детекторов основана на регистрации тока неравновесных носителей, рожденных потоком ионизирующих излучений. Исследовались вертикальные конструкции детекторов барьерного (переходы металл–полупроводник и p – n -переходы) и резистивного типов. Структуры GaAs детекторов барьерного типа выполнены на основе эпитаксиальных слоев различного уровня легирования (табл. 1), выращенных хлоридным методом газовой фазной эпитаксии на GaAs подложках n -типа, легированных до вырождения. Активные области резистивных конструкций выполнены на основе промышленных пластин полуизолирующего арсенида галлия (компенсированы дефектами типа EL2 либо глубокими энергетическими центрами, связанными с хромом и его оксидами). Резистивные детекторы изго-

Таблица 1. Электрофизические параметры детекторных структур

Типы детекторных структур	Электрофизические параметры слоев структуры					
	N_n, sm^3	d, μ	$\mu, \text{sm}^2/\text{V} \cdot \text{c}$	Параметры ГУ		
				E_t	S_t	$f \cdot N_t$
I тип: $M-n^- \text{GaAs}-n^+ \text{GaAs}$	$3 \cdot 10^{13}$	29	4400	$0.23D$	$2 \cdot 10^{-17}$	10^{13}
II тип: $M-p^+ \text{GaAs}-n^- \text{GaAs}$	10^{13}	29	4400	$0.23D$	$2 \cdot 10^{-17}$	10^{13}
III тип: $M-n^- \text{GaAs}-n^+ \text{GaAs}-$	$3 \cdot 10^{14}$	29	3900	$0.6D$	$5 \cdot 10^{-13}$	$5 \cdot 10^{13}$
IV тип: $M-i \text{GaAs}-M(\text{Cr}-\text{CrO})$	$7 \cdot 10^6$	≈ 150	4300	$0.48D$	$2 \cdot 10^{-14}$	$7 \cdot 10^{14}$
V тип: $M-i \text{GaAs}-M(\text{EL}2)$	10^7	~ 150	5000	0.78		10^{15}

Примечание. $N_n (\text{sm}^{-3})$ — концентрация электронов в чистом слое; $d (\mu)$ — толщина чистого слоя; $\mu (\text{sm}^2/\text{V} \cdot \text{c})$ — подвижность электронов в чистом слое; $E_t (\text{eV})$, $S_t (\text{sm}^2)$, $f \cdot N_t (\text{sm}^{-3})$ — соответственно исходные значения энергии, сечения захвата, функции заполнения и концентрации ловушек в чистом слое; D — глубокий энергетический центр донорного типа.

Таблица 2. Рабочие характеристики детекторов

Типы структуры детектора	Электрофизические параметры детекторов					
	СПМ, V^2/Hz		Оптимальный режим работы			
	20 Hz	1330 Hz	U, V	$I_1 \text{ nA}$	R, keV	S, keV
I	$4.6 \cdot 10^{-12}$	$8.36 \cdot 10^{-16}$	-22	< 15	35	18.7
II	$3.33 \cdot 10^{-11}$	$2.38 \cdot 10^{-15}$	-30	45	15.1	8.3
III	$6.27 \cdot 10^{-11}$	$1.6 \cdot 10^{-14}$	-30	6...7	141	9.1
IV	—	—	-50	90	287	—
V	$> 10^{-8}$	$3.56 \cdot 10^{-9}$	-70	140	40	—

Примечание. U — напряжение обеднения, I_1 — ток утечки ячейки детектора, R — разрешение детектора, S — энергетический эквивалент шумов. Источник α - частиц: I — $E = 5.147 \text{ MeV}$ и $E = 5.499 \text{ MeV}$; II — $E = 5.499 \text{ MeV}$ и $E = 5.456 \text{ MeV}$.

товлены по „мембранной“ технологии: кристалл толщиной $\sim 500 \mu$ с линейным размером $6 \times 8 \text{ mm}$, в центральной части его с линейным размером $\sim 5 \text{ mm}$ утоньшался с тыльной стороны подложки (до $\sim 100 \mu$), после чего выполнялся контакт „омического“ типа (Au-Ge-Ni); к лицевой стороне пластины также в средней ее части выполнялся контакт из Au-V с линейными размерами $\sim 4 \text{ mm}$.

Электрофизические характеристики материалов исследованных детекторов представлены в табл. 1. Кинетические коэффициенты, определяющие времена жизни неравновесных носителей, пролетные времена и темновые токи устанавливались в процессе холловских измерений (в геометрии Ван-дер-Пау) и релаксационных измерений (с использованием бесконтактного неразрушающего метода релаксационной оптоэлектронной спектроскопии глубоких уровней — РОСГУ [17,18]). С помощью C-V-метрии определялись зависимости глубин обеднения активных областей приборов от напряжения обратного смещения. Изучение полевых и температурных зависимостей тока детекторных ячеек позволило установить, что для всех типов структур ток ограничивается объемом регистрирующего слоя. Экспериментально определены характерные энергии активации, определены „темновые“ токи ячеек в диапазоне температур $15 \dots 150^\circ \text{C}$. Это дает возможность прогнозировать поведение ячеек и при более высоких, нежели 150°C , температурах. Результаты электрофизических измерений перечисленными выше методами использовались при выборе оптимальных режимов питания (они представлены в табл. 2) и при анализе особенностей работы детектора в спектрометрическом режиме. Для оптимальной (с точки зрения спектрометрических характеристик) величины напряжения обратного смещения барьеров детекторных ячеек средние значения „темновых“ токов приборов с площадью активной области $\sim 0.12 \text{ sm}^2$ приведены в табл. 2. Для детекторов из полуизолиру-

тиские коэффициенты, определяющие времена жизни неравновесных носителей, пролетные времена и темновые токи устанавливались в процессе холловских измерений (в геометрии Ван-дер-Пау) и релаксационных измерений (с использованием бесконтактного неразрушающего метода релаксационной оптоэлектронной спектроскопии глубоких уровней — РОСГУ [17,18]). С помощью C-V-метрии определялись зависимости глубин обеднения активных областей приборов от напряжения обратного смещения. Изучение полевых и температурных зависимостей тока детекторных ячеек позволило установить, что для всех типов структур ток ограничивается объемом регистрирующего слоя. Экспериментально определены характерные энергии активации, определены „темновые“ токи ячеек в диапазоне температур $15 \dots 150^\circ \text{C}$. Это дает возможность прогнозировать поведение ячеек и при более высоких, нежели 150°C , температурах. Результаты электрофизических измерений перечисленными выше методами использовались при выборе оптимальных режимов питания (они представлены в табл. 2) и при анализе особенностей работы детектора в спектрометрическом режиме. Для оптимальной (с точки зрения спектрометрических характеристик) величины напряжения обратного смещения барьеров детекторных ячеек средние значения „темновых“ токов приборов с площадью активной области $\sim 0.12 \text{ sm}^2$ приведены в табл. 2. Для детекторов из полуизолиру-

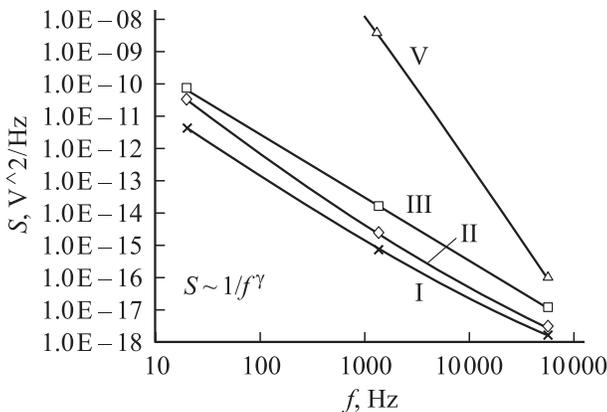


Рис. 1. Зависимости СПМ $1/f^\gamma$ шума от частоты при обратном смещении для разных типов структур. $\gamma = 1.86$ (I), 2.04 (II), 1.94 (III), 4.63 (V).

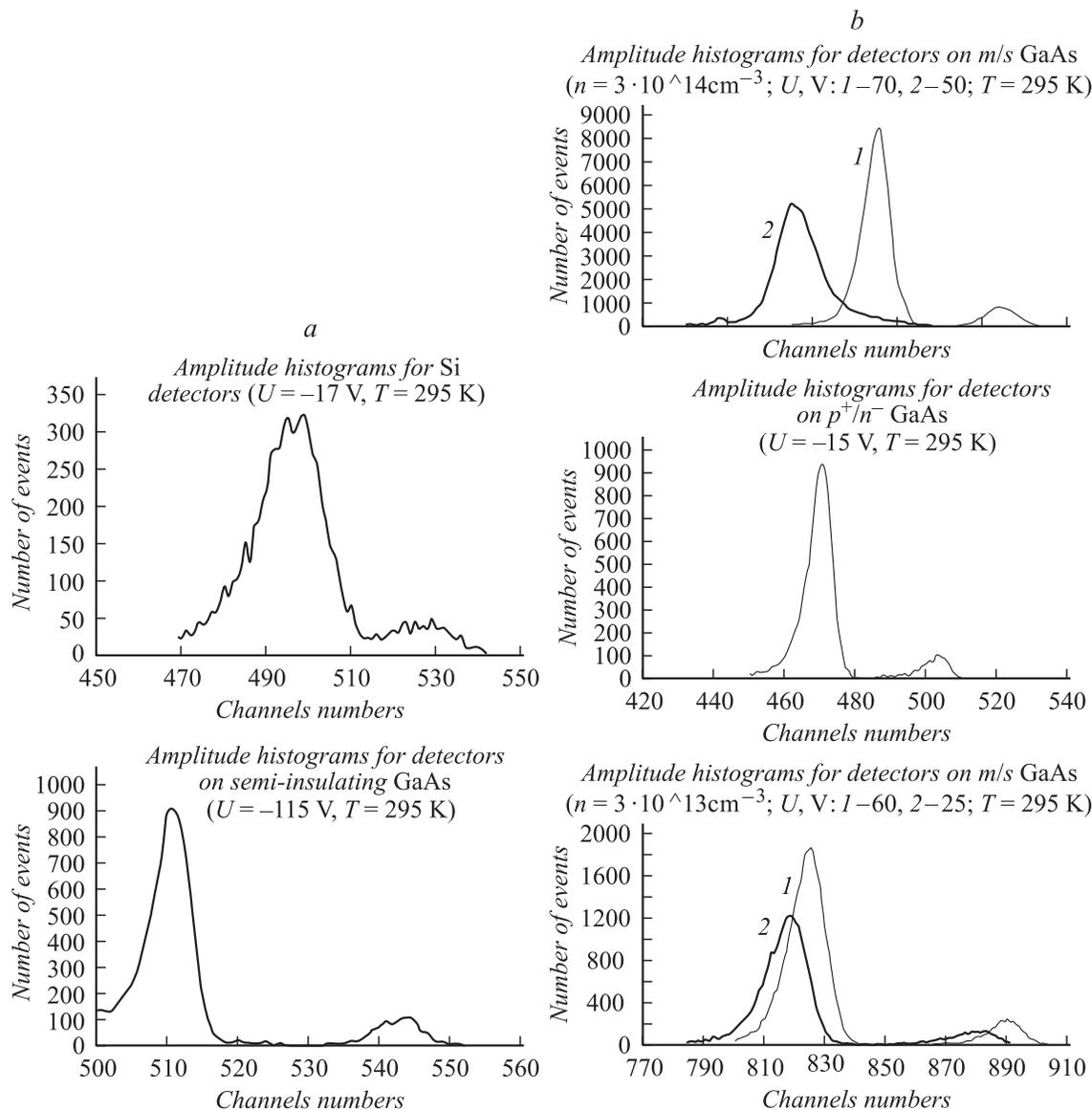


Рис. 2. Амплитудные гистограммы импульсов для детекторных ячеек на высокоомном Si и полупрозрачном арсениде галлия, *b* — амплитудные гистограммы импульсов для ячеек на эпитаксиальных структурах арсенида галлия.

ющего арсенида галлия (компенсированные материалы) они составляют ~ 90 пА, для детекторов из чистого арсенида галлия с барьерными контактами металл-полупроводник — ~ 10 пА, для образцов из слаболегированного арсенида галлия ($3 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$) с барьерными контактами металл-полупроводник ~ 6.5 пА и ~ 45 пА для образцов из „чистого“ GaAs слоя с *p-n*-переходным обедняющим контактом. Таким образом, наилучшие результаты получены для образцов из слаболегированного арсенида галлия (тип 3), что связано, по-видимому, с существенно большей энергетической глубиной ловушек (0.6 eV по сравнению с 0.23 eV для „чистых“ слоев).

Результаты измерений спектральной плотности мощности (СПМ) избыточных шумов представлены в табл. 2 и на рис. 1. СПМ растет с ростом фоновой концентрации легирующей примеси, а для компенсированных

собственными дефектами образцов (тип *Y*) превышает шумы в детекторах на „чистых“ слоях на несколько порядков.

Результаты исследований детекторов в спектрометрическом режиме представлены в виде амплитудных гистограмм импульсов. Все образцы испытаны при рабочих напряжениях, соответствующих полному обеднению объема детектирующего слоя по основным носителям. При испытаниях использовались два типа источников α -частиц, каждый из которых имеет по две линии излучения. Характерные энергии α -частиц источника первого типа — 5.147 и 5.499 MeV, второго — 5.456 и 5.499 MeV. Ток неравновесных электронно-дырочных пар, генерируемых поглощаемыми в активной области детектора α -частицами, интегрировался зарядочувствительным предусилителем. Техническая обработка сигнала

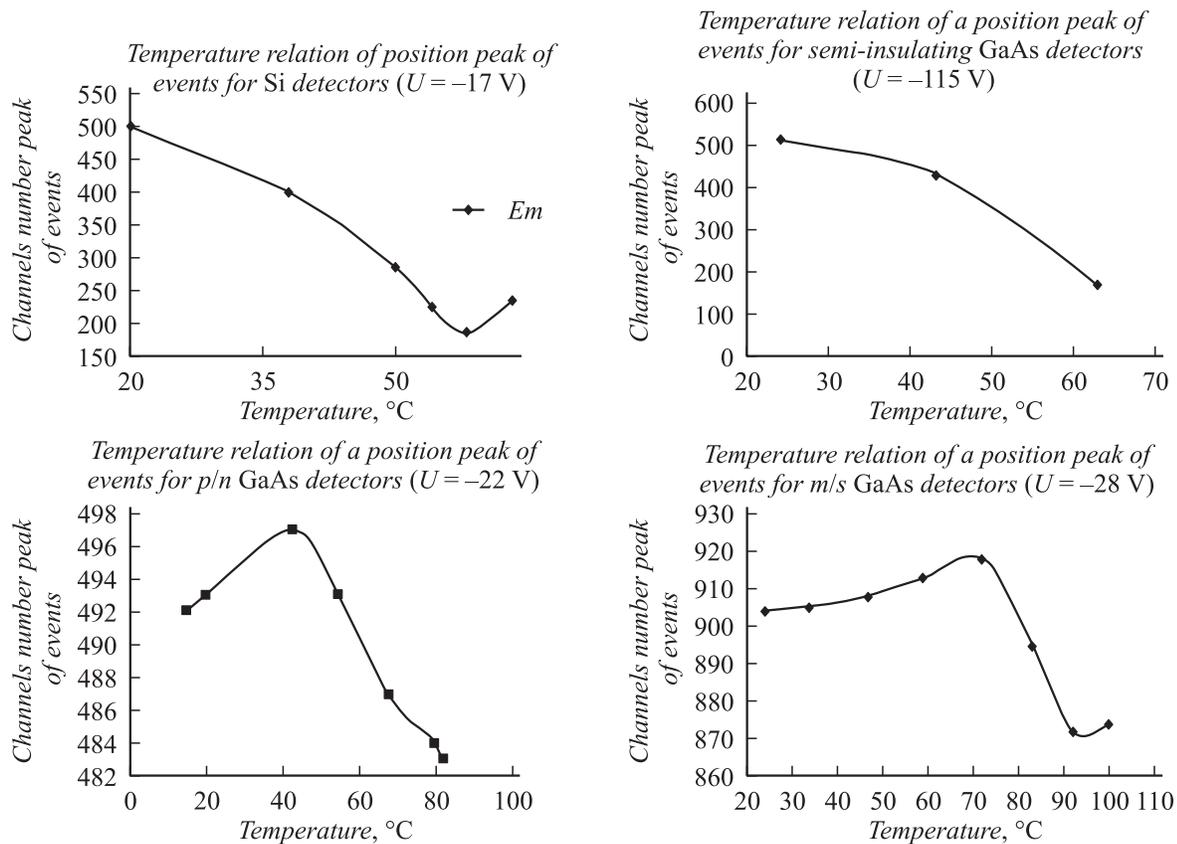


Рис. 3. Сравнительные температурные зависимости положения пика событий для детекторов на различных материалах.

ла выполнялась таким образом, что амплитудное значение импульса от аналого-цифрового преобразователя (АЦП) было пропорционально поглощенному за эталонный промежуток времени заряду. Это с учетом пропорциональности концентрации рождающихся электронно-дырочных пар энергии α -частиц позволяет получить неградуированный спектр поглощения — амплитудные гистограммы импульсов: по оси ординат отложено число событий рождения электронно-дырочных пар, по оси абсцисс — номера энергетических каналов. Энергетическая ширина каждого из каналов одинакова и без труда определяется присутствующей в каждом эксперименте энергетической меткой — эталонным расстоянием между двумя спектральными линиями использованного источника α -частиц.

Типичные результаты сравнительных исследований GaAs детекторов в спектрометрическом режиме при оптимальных напряжениях и различных температурах представлены на гистограммах рис. 2 и соответствующих функциональных зависимостях рис. 3, 4. Пороговые и спектрометрические характеристики приведены в табл. 2. Наилучшие результаты получены для мишеней из „чистого“ слоя арсенида галлия ($N \sim 3 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$) с обедняющим p - n -переходом (тип 2) в оптимальном режиме обеднения (~ 30 В). Достигнуто энергетическое разрешение ~ 15.1 keV при собственном шу-

ме ~ 8.3 keV; токи утечки p - n -переходного детектора составляют ~ 44 nA. Наименьший уровень токов утечки достигнут на структурах типа 3, однако энергетическое разрешение детекторов на таких структурах неудовлетворительно (~ 140 keV). Для оптимизированных детекторов на основе высокоомного кремния эффективность детектирования практически не отличается от эффективности арсенидгаллиевых образцов. Проведенные сравнительные спектрометрические измерения с использованием источника второго типа позволили для высокоомного кремния получить несколько лучшие спектрометрические параметры: в частности, энергетическое разрешение составило ~ 10 keV, эквивалентные энергетические шумы ~ 2 keV.

Таким образом, экспериментальные исследования подтвердили результаты предварительного сравнительного анализа эффективности детекторов на GaAs и Si, а именно показано, что фотоэлектрическое усиление GaAs детекторов сравнимо с аналогичными параметрами образцов оптимизированных промышленных детекторов из высокоомного кремния. Однако по эквивалентным энергетическим шумам ($S \sim 2$ keV) и по энергетическому разрешению (~ 10 keV) приборные характеристики Si детекторов при комнатных температурах все же предпочтительны, что связано, по-видимому, с генерационно-рекомбинационной составляющей полного шума, су-

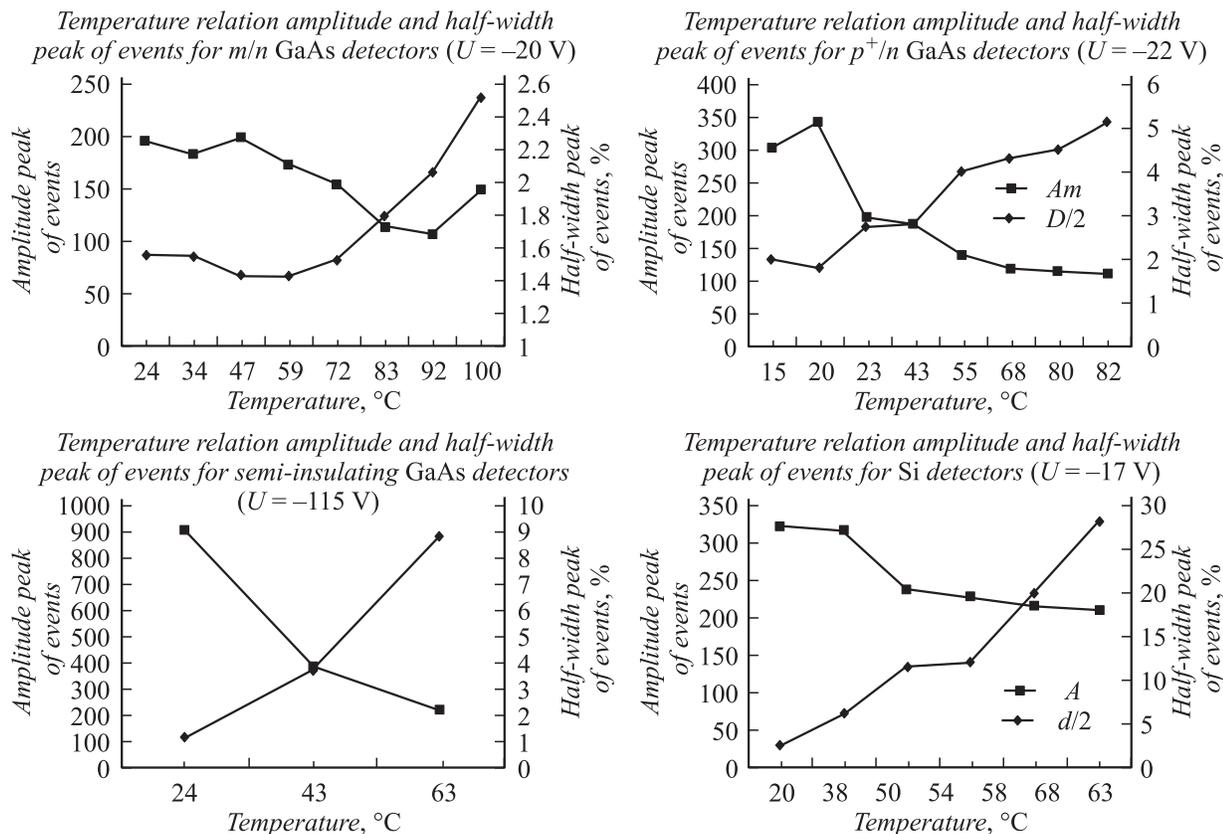


Рис. 4. Сравнительные температурные зависимости полуширины и амплитуды пика событий для детекторов из различных материалов.

щественно более загрязненного фоновыми примесями активного слоя детектора из арсенида галлия (табл. 1).

Температурный диапазон устойчивой работы детекторов на GaAs и Si определяется протекающими в них генерационно-рекомбинационными процессами и, как следствие, утечками барьерных контактов и объема детектирующего слоя. В реальных условиях актуально располагать детекторы и в областях с повышенными температурами; кроме того, при больших энергиях частиц (например, в ускорителях заряженных частиц на энергии > 1 GeV) либо в концентрированных пучках неизбежны проблемы с отводом тепла и последующим перегревом кристаллов детекторов. Это побудило нас провести в настоящей работе сравнительные исследования характеристик различных типов детекторов при работе в условиях повышенных температур (до 100°C). Результаты, полученные с использованием обсуждаемых детекторов, представлены в виде зависимостей от напряжения и температуры амплитудных гистограмм импульсов (рис. 5), положений пиков событий (рис. 6), амплитуды и полуширины пиков (рис. 3, 4). Как следует из представленных зависимостей, с повышением температуры наблюдается значительное снижение эффективности кремниевых детекторов и детекторов на основе полуизолирующего GaAs. В частности, при температурах $\sim 50^\circ\text{C}$ потеря заряда в кремниевых детекторах

и в детекторах на основе полуизолирующего арсенида галлия составляет $\sim 300\%$, в то время как относительные потери заряда в детекторах на основе „чистого“ GaAs (типы 1 и 2) при нагревании вплоть до 100°C не превышали 4%. Что касается энергетического разрешения, то уже при температурах $\sim 40^\circ\text{C}$ кремний теряет приоритет перед детекторами на основе арсенида галлия, а температуры, большие 50°C , являются для кремниевых детекторов просто катастрофическими. В частности, калибровочный пик (на гистограммах для кремния на рис. 5 он помечен индексом *K*), занимающий при комнатной температуре два энергетических канала, при 50°C занимает уже 50 каналов. Полученные результаты позволяют отдать однозначный приоритет GaAs детекторам с „чистыми“ эпитаксиальными слоями (*Ч*) при рабочих температурах, превышающих $40 \dots 50^\circ\text{C}$.

Результаты сравнительных исследований влияния радиации на GaAs материалы с различным уровнем легирования и архитектурой, полученные с использованием тестовых структур, транзисторов и схем, представлены в табл. 3. Исследования показали, что наиболее значительно влияние потоков высокоэнергетических электронов (ВЭЭ) ($E = 4$ MeV, доза $\sim 10^7$ rad) и электромагнитного излучения (Co_{60} , $E = 1.25$ MeV, доза $\sim 3 \cdot 10^7$ rad) на параметры GaAs приборов, полученных на „чистых“ либо однородно легированных слоях. Наиболее стойкими

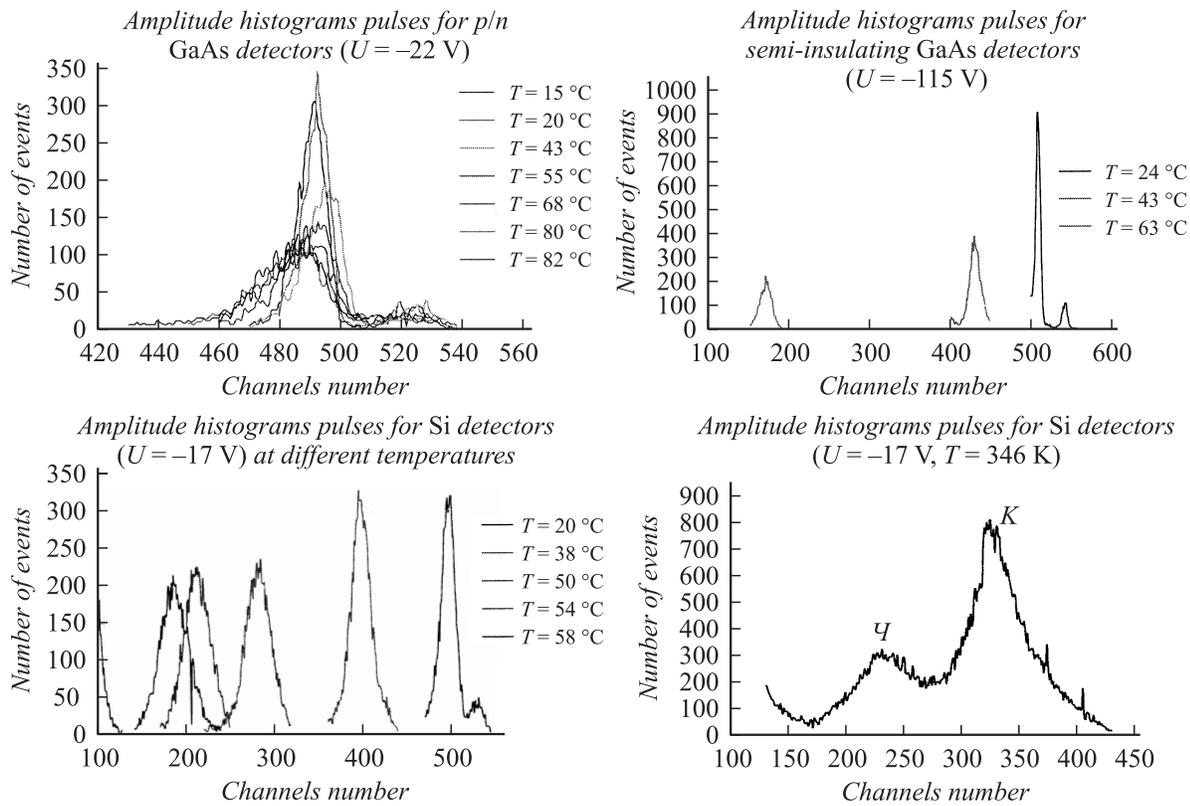


Рис. 5. Амплитудные гистограммы импульсов при различных температурах для образцов детекторных ячеек из различных материалов.

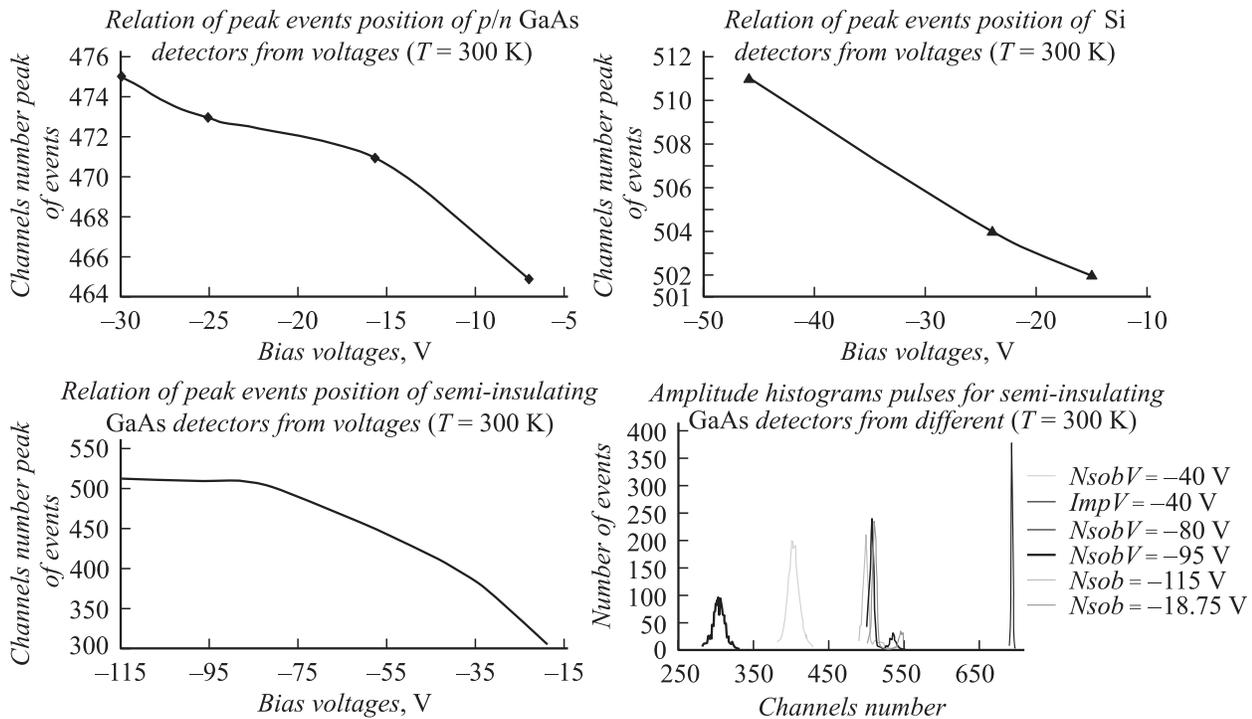


Рис. 6. Сравнительные зависимости положения пика событий от напряжения для образцов из различных материалов.

Таблица 3. Влияние радиационных воздействий на электрофизику структур и тестовых приборов

Типы структур	ВЭЭ, 4 MeV, 10^7 rad			Co ₆₀ , 1.25 MeV, $3 \cdot 10^7$ rad				
	$\Delta I/I$	$\Delta V/V$	$\Delta S/S$	$\Delta I/I$	$\Delta V/V$	$\Delta S/S$	$\Delta k/k$	$\Delta \tau/\tau$
Однородное легирование	-0.7	-0.4	-0.6	+0.25	+0.15	-0.10	-	-0.3
$\delta-10^{-12}/3$	-0.4	-0.25	-0.10	-	-	-	-	-
$\delta-3 \cdot 10^{-12}/1$	-0.3	-0.18	-0.07	+0.18	+0.10	~ 0.02	< 0.02	< 0.02
n^- GaAs эпит. слой	До: 0.6 eV, $\sim 8 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ После: 0.35 eV, $2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$			До: 0.6 eV, $\sim 8 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$ После: 0.20 eV, 10^{14} см^{-3} , $\delta\tau/\tau \sim 0.3$				
Подложка полуизолированная	До: 0.82 eV, $7 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-3}$ После: 0.87 eV, 0.38 eV			Изменений в спектрах E_{ta} и E_{td} не выявлено				

Примечание. I и ΔI — ток стока и его изменение; V и ΔV — пороговое напряжение и его изменения; S и ΔS — крутизна ПТ и ее изменения; k и Δk — коэффициент усиления и его изменения; τ и $\Delta \tau$ — время релаксации фотопотенциала и его изменения; $\delta 10^{12}/3$ — δ -структура с тремя δ -слоями, легированными до 10^{12} см^{-2} с расстояниями между ними в 150 Å.

к радиационным воздействиям (к деградации) оказываются полуизолирующие арсенидгаллиевые материалы; однако использование в качестве активной среды полуизолирующего материала, как следует из представленных выше результатов, приводит к высокому уровню шумов (рис. 1) и к необходимости принудительного охлаждения детекторов.

Выводы

Таким образом, результаты комплексных экспериментальных исследований и предварительного анализа позволяют считать нелегированный GaAs перспективным материалом для детекторов γ -квантов и микрочастиц с энергиями, лежащими в диапазоне 10 keV...10 MeV. Практически не уступая в чувствительности и в спектральном разрешении детекторам на основе высокоомного Si, GaAs детекторы позволяют значительно (двух-трех десятков вольт для детекторов α -частиц) уменьшить рабочие напряжения и существенно повысить радиационную и термическую стойкость датчиков.

Представленный анализ касался ионизирующих излучений в диапазоне энергий 10 keV...10 MeV. При больших энергиях частиц пучка (либо γ -квантов) влияние эффектов, связанных с температурными перегревами и радиационными нарушениями, только возрастает, а зависимость коэффициента поглощения от зарядового числа усиливается. Действительно, для потоков частиц с энергией, большей 10 GeV, наиболее оптимальными являются детектирующие модули, выполненные в виде многослойных периодических структур из чередующихся детекторных слоев и слоев „замедлителей“ (например, из вольфрама). Генерируемые в слоях „замедлителей“ γ -кванты либо δ - и фотоэлектроны бомбардируют непосредственно прилегающую к „замедлителю“ детекторную пластину. По результатам оценок удельных потерь энергии высокоэнергетическими частицами в твердотельном детекторе, связанных с радиационным

торможением либо из-за ионизации, выполненных на основе функциональных зависимостей для соответствующих компонент потерь (для тормозного излучения по Бете и Гайтлеру [19], для ионизационных потерь по Бору [20]), предположение о доминирующем влиянии составляющей ионизирующих воздействий в виде γ -квантов не лишено смысла. Значит, следует ожидать нелинейный характер проявлений зависимости коэффициента поглощения от зарядового числа атомов вещества детектора. Прилегающую к пластине вольфрамового „замедлителя“ детекторную пластину из GaAs будут бомбардировать с двух сторон электронно-фотонные линии, содержащие помимо δ -электронов „фотоэлектроны“, „мягкие“ рентгеновские кванты и жесткие γ -кванты, выходящие из слоев „замедлителей“ с глубин, меньших, чем значения радиационных длин для соответствующих γ -квантов. Таким образом, предпочтительность использования детекторных слоев с высоким значением зарядового числа (например, арсенида галлия) для столь высокоэнергетических потоков ионизирующих излучений становится еще более очевидной, чем при изученных выше более низких энергиях.

Список литературы

- [1] Акимов Ю.К., Игнатьев О.В., Калинин А.И., Куширук В.Ф. Полупроводниковые детекторы в экспериментальной физике. М.: Энергоатомиздат, 1989. 344 с.
- [2] EG and G Ortec Catalog. 1995. Instruments and Systems for Nucler Spectroscopy. Modular Pulse-Processing Electronics and Semiconductor Radiation Detectors. P. 408–409.
- [3] Arbari S., Braunschweig W., Chu Z. et al. // Proc. 3rd Intern. Sci. Tech. Conf. „Actual Problems of Electronic Instr. Engin.“ Nosib, 1996. Vol. 1. P. 1.
- [4] Брудный В.Н., Потанов А.И., Толбанов О.П. // Электронная пром-сть. 2002. № 2/3. С. 29–31.
- [5] Айзенштат Г.И., Гермогенов В.П., Гуцин С.М. и др. // Тез. Восьмой Российской конф. „Арсенид галлия и полупроводниковые соединения группы III–V“. 2002. С. 278–280.

- [6] Ильичев Э.А., Егоркин В.И., Кулаков А.В., Пантуев В.С., Шмелев С.С., Беспалов В.А., Горбачевич А.А. // Там же. С. 266–268.
- [7] Bethe H.A. // Ann. d. Phys. 1930. Vol. 5. С. 325.
- [8] Берестецкий В.Б., Лифшиц Е.М., Питаевский Л.П. Релятивистская квантовая теория. 1968. Ч. 1. 477 с.
- [9] Аствацeturьян Е.Р., Голотюк О.Н., Попов Ю.А. и др. Проектирование электронных схем с учетом радиационных воздействий. М., 1984.
- [10] Вавилов В.С. Действие излучения на полупроводники. М., 1963.
- [11] Newell D.M., Ho P.T., Mencik R.L., Pelos J.R. // IEEE Trans. 1981. Vol. NS-28. N 12. P. 4403–4406.
- [12] Kadowaki Y., Mitsni V., Takebe T. et all. // GaAs IC Symp. Tech. Dig. 1982. P. 83–86.
- [13] Derley H.H., Houston T.W., Hite L.R. // IEEE Trans. 1983. Vol. NS-30. N 12. P. 4277–4281.
- [14] Zully R., Notthoff J.K. // IEEE Trans. 1982. Vol. NS-29. N 5. P. 656–1661.
- [15] Notthoff J.K. // IEEE Trans. 1985. Vol. NS-32. N 11. P. 1–4064.
- [16] Sheld W.N., Sampson J.L., La Pierre D.C. // IEEE Trans. 1983. Vol. NS-30. N 12. P. 83–4186.
- [17] Ильичев Э.А., Лукьянченко А.И. Способ измерения параметров полупроводниковых материалов. Патент № 2079853. Приоритет от 17.09.93. Оpubл. 1997.
- [18] Ильичев Э.А. // ЖТФ. 1998. Т. 68. № 5. С. 41–143.
- [19] Heitler W. The Quantum Theory of Radiation. Oxford; New York, 1954.
- [20] Бор Н. Прохождение атомных частиц сквозь вещество. М.: ИЛ, 1950.