

P13-2005-13

Ю. Б. Гуров, С. Л. Катулина,
В. Г. Сандуковский, Я. Юрковски*

ТЕЛЕСКОПИЧЕСКИЕ КРЕМНИЕВЫЕ ДЕТЕКТОРЫ

Направлено в журнал «Приборы и техника эксперимента»

* Институт ядерной физики Польской академии наук,
Краков, Польша

Представлен обзор разработок и исследований, выполненных в Лаборатории ядерных проблем ОИЯИ, по созданию специальных кремниевых детекторов с большой чувствительной площадью ($> 8 \text{ см}^2$) для многослойных телескопических спектрометров. Приводятся результаты исследований их характеристик. Описан способ изготовления поверхностно-барьерных детекторов-идентификаторов, работающих в режиме полного обеднения с перенапряжением в два-три раза. Показана возможность создания литий-дрейфовых детекторов с тонкими входными окнами (10–20 мкм) со стороны диффузионного слоя. Разработанные методы изготовления детекторов позволили минимизировать «мертвые» области и сохранить при этом стабильность работы и высокие спектротрические параметры в процессе длительных экспозиций на пучках заряженных частиц.

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем им. В. П. Дзелепова ОИЯИ.

Препринт Объединенного института ядерных исследований. Дубна, 2005

Перевод авторов

The results of research and development of special silicon detectors with a large active area ($> 8 \text{ cm}^2$) for multilayer telescope spectrometers (fulfilled in the Laboratory of Nuclear Problems, JINR) are reviewed. The detector parameters are listed. The production of totally depleted surface barrier detectors (identifiers) operating under bias voltage two to three times higher than depletion voltage is described. The possibility of fabrication of lithium drifted counters with a very thin entrance window on the diffusion side of the detector (about 10–20 μm) is shown. The detector fabrication technique has allowed minimizing detector dead regions without degradation of their spectroscopic characteristics and reliability during long time operation in charge particle beams.

The investigation has been performed at the Dzhelepov Laboratory of Nuclear Problems, JINR.

Preprint of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna, 2005

ВВЕДЕНИЕ

Многослойные спектрометры на основе полупроводниковых детекторов (ППД-телескопы) наиболее эффективно используются для регистрации частиц низких и промежуточных энергий. Идея создания ППД-телескопов для регистрации частиц с относительно большими пробегами естественно возникает по причине ограниченности активных толщин полупроводниковых детекторов. Однако такое решение позволяет не только расширить энергетический диапазон для спектрометрии частиц, но и добиться практически непрерывной идентификации частиц во всем интервале измеряемых энергий. К основным достоинствам ППД-телескопов можно отнести их высокое энергетическое разрешение, сравнимое с разрешением магнитных спектрометров, и широкий интервал регистрируемых энергий и типов частиц.

Развитие методики измерений с помощью многослойных спектрометров идет как по линии использования кремниевых детекторов, так и детекторов из сверхчистого германия (HPGe) или их сочетаний [1–5]. Германиевые телескопы обладают такими преимуществами перед кремниевыми, как большая толщина чувствительного детекторного вещества и более высокая тормозная способность. Однако для обеспечения работоспособности детекторов из HPGe необходимо их охлаждение до температуры жидкого азота, что для ряда конкретных физических экспериментов является решающим аргументом в пользу выбора кремния в качестве материала детекторов. Возможность работы кремниевых детекторов при комнатной температуре позволяет создавать спектрометры сложной конфигурации (имеющих два плеча и более), например, для исследования корреляционных процессов [2].

Кремниевые детекторы для многослойных спектрометров технологически и функционально разделены на две группы. В первую входят поверхностно-барьерные (Si(Au)) и имплантированные (Si(B,P)) детекторы с толщиной чувствительной области от 10 до 1500 мкм. Они предназначены для идентификации и спектрометрии заряженных частиц и ядерных фрагментов в ППД-телескопах [1, 2, 8, 9], а также для использования в качестве мониторинговых и логических счетчиков в различных установках [6, 7]. Вторая группа — литий-дрейфовые детекторы (Si(Li)) с толщиной чувствительной области от 2 до 7 мм, которые являются основными спектрометрическими элементами при регистрации длиннопробежных заряженных частиц с энергией ~ 100 МэВ [2–11]. При использовании полупроводниковых детекторов в слоистых структурах для спектрометрии частиц наряду с такими параме-

трами, как энергетическое разрешение и рабочее напряжение, необходимо точно знать полную толщину и толщину нечувствительной (мертвой) области детекторов [12, 13]. При этом энергетическое разрешение ППД-телескопов в основном зависит от абсолютных толщин нечувствительных слоев. Поэтому возникла необходимость в совершенствовании технологии изготовления телескопических кремниевых детекторов.

1. Si(Au)-ДЕТЕКТОРЫ В РЕЖИМЕ ПОЛНОГО ОБЕДНЕНИЯ

Поверхностно-барьерные детекторы используются в многослойных полупроводниковых спектрометрах для идентификации заряженных частиц и измерения их энергии. Для обеспечения высокой точности измерений, выполняемых с помощью ППД-телескопов, необходимо знать геометрические параметры детекторов-идентификаторов. Такие детекторы должны эксплуатироваться в режиме полного обеднения чувствительной области, что позволяет зафиксировать геометрию детектора и минимизировать нечувствительный слой со стороны заднего электрода.

Толщина чувствительной области Si(Au)-детекторов пропорциональна величине $(\rho U)^{1/2}$, где ρ — удельное сопротивление исходного материала, а U — приложенное к детектору напряжение смещения. В режиме полного обеднения необходимо подавать напряжение, при котором область объемного заряда достигает тыльного (омического) контакта. Причем вследствие неоднородности удельного сопротивления по объему детектора это условие должно выполняться прежде всего для областей с минимальным значением ρ .

Как известно [14], основное влияние на стабильную работу Si(Au) в указанном режиме оказывают параметры омического контакта. В традиционной технологии тыльный контакт получают термическим напылением слоя алюминия толщиной 40 мкг/см^2 [15] либо двухкомпонентного слоя из германия (50 мкг/см^2) и алюминия (30 мкг/см^2) [16]. Однако в первом случае контакт достаточно быстро становится инжектирующим [16], т. е. при приложении к детектору обратного напряжения из области тыльного контакта начинается генерация неравновесных носителей заряда (для n -кремния происходит инжекция дырок). Поскольку в полностью обедненных детекторах отсутствует базовая область, в которой могла бы происходить рекомбинация инжектированных дырок, то они попадают в область электрического поля и дают вклад в «темновой» ток. Следовательно, инжекция носителей заряда из омического контакта ведет к увеличению шумов детектора при выходе обедненной области к тыльному контакту. Как показали наши исследования, наиболее заметно этот эффект проявляется на детекторах большой площади ($>1 \text{ см}^2$) и с чувствительной областью $>100 \text{ мкм}$. Недостаток второго метода — увеличение контактных шумов из-за диффузии алюминия через слой германия.

При этом, как показано в [17], скорость диффузии пропорциональна сопротивлению исходного материала, что приводит к заметному ухудшению характеристик детекторов уже при $\rho = 1$ кОм·см.

С целью повышения стабильности работы полностью обедненных Si(Au)-детекторов нами была разработана технология их изготовления, в которой омический контакт формируется термическим напылением слоя алюминия большей толщины (200 мкг/см^2), чем принято по стандартной технологии. Ниже приводятся результаты исследований телескопических Si(Au)-детекторов с такими контактами.

Для исследований в качестве исходного материала был выбран кремний *n*-типа проводимости диаметром 30 мм и удельным сопротивлением 5 кОм·см. Из пластин этого кристалла вырезались шайбы диаметром 20 мм, из которых затем изготавливались детекторы с различными по толщине алюминиевыми электродами. Детекторы имели чувствительную площадь 2 см^2 и толщину 300 мкм. Следует указать, что ограничение в толщине Al-контакта (200 мкг/см^2) обусловлено техническими возможностями напылительной установки ВУП-4, которая использовалась нами в технологическом процессе изготовления детекторов.

Одним из основных эксплуатационных параметров телескопических Si(Au)-детекторов является напряжение полного обеднения (U), которое определялось с помощью α -источника ^{238}Pu при облучении детекторов со стороны тыльного контакта. Для примера на рис. 1 показано изменение формы амплитудного распределения α -частиц ^{238}Pu (детектор облучался со стороны тыльного Al-контакта толщиной 200 мкг/см^2) от приложенного напряжения. Зависимость скорости счета α -частиц от напряжения смещения представлена на рис. 2. Суммирование импульсов выполнялось в ограниченном интервале каналов анализатора, который соответствовал диапазону энергий 5,3–5,6 МэВ. Данный энергетический диапазон, с учетом ионизационных потерь α -частиц ^{238}Pu , соответствует нечувствительному слою Si толщиной $\cong 1 \text{ мкм}$ — величине, сравнимой с толщиной слоя алюминия $\cong 200 \text{ мкг/см}^2$. Напряжение, при котором указанная зависимость выходила на плато насыщения, считалось U и для полностью обедненных Si(Au) оказалось равным 90 В. Следует отметить, что полное собирание заряда (рис. 1) достигается при напряжении $U = 120 \text{ В}$. Следовательно, для эксплуатации телескопических Si(Au)-детекторов желательно, чтобы нижняя граница диапазона рабочих напряжений этих детекторов была не ниже указанной величины.

Основным критерием оценки спектрометрических свойств полупроводниковых детекторов служит зависимость энергетического разрешения (ΔE) от приложенного обратного напряжения. Соответствующие характеристики для исследуемых образцов (ΔE определялось с помощью α -источника ^{238}Pu) представлены на рис. 3. Видно, что резкое ухудшение ΔE для детекторов с омическим контактом Ge+Al начинается сразу после выхода объемного

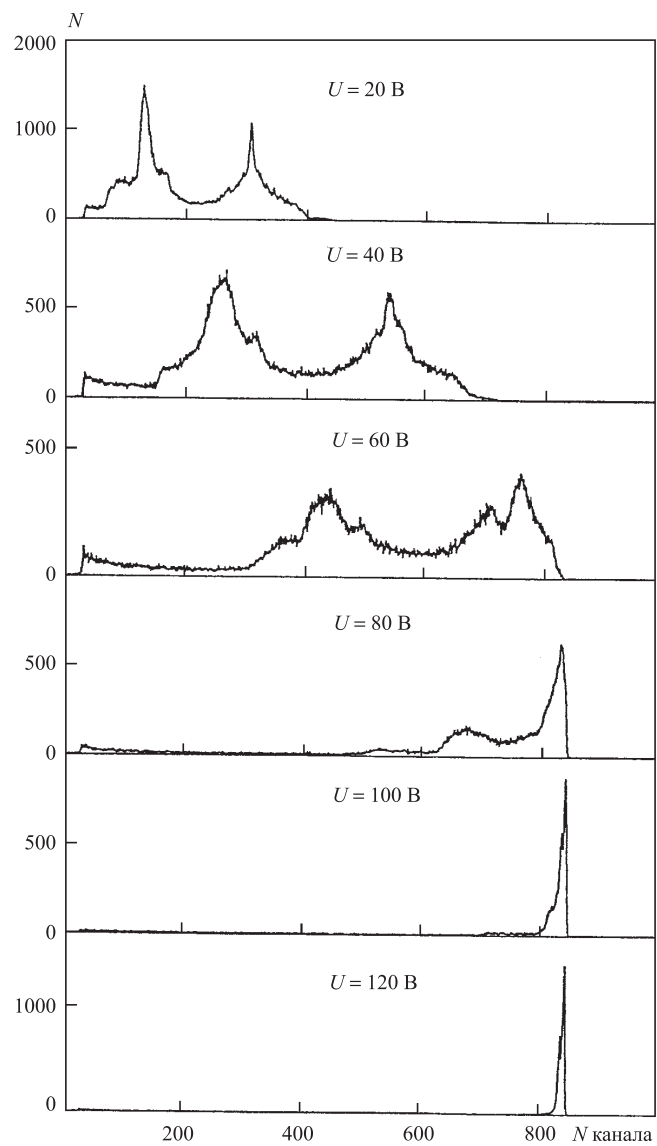


Рис. 1. Изменение формы аппаратного спектра, полученного при облучении α -частицами ^{238}Pu Si(Au)-детектора со стороны тыльного Al-контакта (200 мкг/см^2), в зависимости от приложенного напряжения

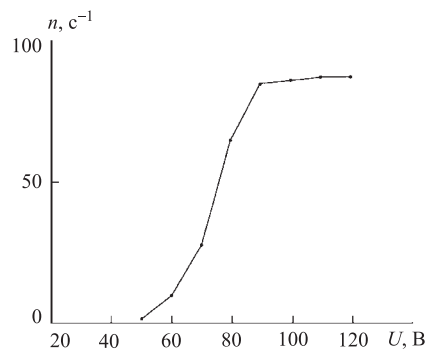


Рис. 2. Зависимость скорости счета α -частиц от напряжения смещения при облучении Si(Au)-детекторов со стороны омического контакта (Al = 200 мкг/см²)

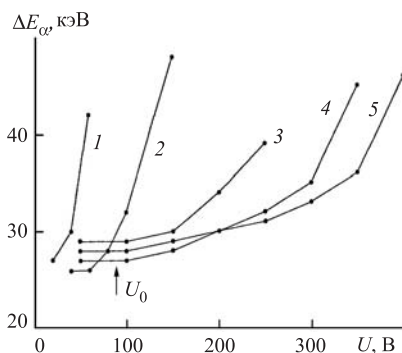


Рис. 3. Зависимость энергетического разрешения от напряжения смещения для Si(Au)-детекторов с различными контактами: 1 — Ge+Al; 2 — Al (40 мкг/см²); 3 — Al (100 мкг/см²); 4 — Al (150 мкг/см²); 5 — Al (200 мкг/см²)

заряда на заднюю сторону детектора ($U = 40$ В), а для детекторов с алюминиевым контактом толщиной 40 мкг/см² при напряжении $U=100$ В, т.е. при напряжении незначительно большем напряжения полного обеднения. Как отмечалось выше, такое ухудшение разрешения объясняется инжекцией дырок со стороны омического контакта в чувствительную область, что является причиной отсутствия участка насыщения на этих двух представленных зависимостях. В то же время детекторы с омическими контактами толщиной больше 40 мкг/см² имеют протяженные диапазоны рабочих напряжений, а следовательно, могут эксплуатироваться без заметного изменения ΔE при напряжениях, в 2–4 раза превышающих U . Полученный результат дает осно-

вание говорить о надежной работе полностью обедненных Si(Au)-детекторов с контактами из Al толщиной 200 мкг/см².

Из рис. 4 и табл. 1 следует также, что с увеличением толщины алюминиевого слоя улучшается «омичность» самого контакта. На рис. 4 для крем-

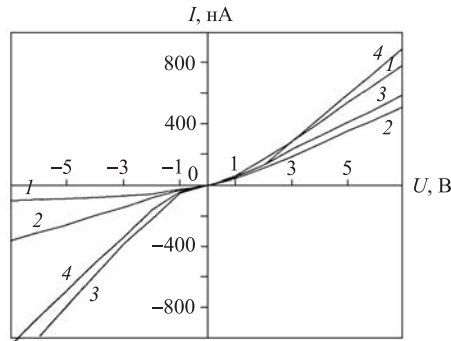


Рис. 4. Вольт-амперные характеристики различных омических контактов: 1 — Ge+Al; 2 — Al (40 мкг/см²); 3 — Al (100 мкг/см²); 4 — Al (200 мкг/см²)

ниевых структур, имеющих только омические контакты, приведены прямые и обратные вольт-амперные характеристики (ВАХ), а в табл. 1 даны значения отношения ϕ^+/ϕ^- , где ϕ^+ и ϕ^- — углы наклона линейных участков измеренных ВАХ к осям (+U) и (-U).

Таблица 1

№ ВАХ	1	2	3	4
ϕ^+/ϕ^-	13,2	1,2	0,71	0,97

На практике омические контакты представляют собой большее или меньшее приближение к идеальному. В свою очередь, известно [18, 19], что идеальный омический контакт должен быть невыпрямляющим и неинжектирующим, т. е. его вольт-амперная характеристика должна иметь линейный и симметричный вид. Другими словами, его особенность состоит в том, что он не имеет потенциального барьера (следовательно, нет асимметрии) и имеет очень высокую скорость поверхностной рекомбинации носителей заряда (следовательно, линейность). Перечисленным требованиям (см. рис. 4 и табл. 1) в наибольшей степени соответствует алюминиевый контакт толщиной 200 мкг/см². Это, по-видимому, связано с тем, что при такой толщине напыления металлическая пленка близка по своим свойствам к алюминию монокристаллической структуры [20].

Следует также отметить соотношение между минимальными значениями ΔE , полученными при облучении α -частицами со стороны золотого (ΔE_{Au}) и алюминиевого (ΔE_{Al}) электродов. Для детектора с контактом из Al толщиной 200 мкг/см² величины ΔE_{Au} и ΔE_{Al} равны, соответственно, 28 и 34 кэВ, а энергетический сдвиг ($E_{Au} - E_{Al}$) в положении α -линий составил 110 кэВ. Выполненные расчеты, с учетом этих величин, показывают, что ухудшение энергетического разрешения при облучении со стороны Al ($(\Delta E_{Al}^2 - \Delta E_{Au}^2) = 19$ кэВ) полностью определяется вкладом от флуктуаций ионизационных потерь α -частиц в указанном слое металла ($\cong 20\%$).

На основании полученных результатов при изготовлении светосильных поверхностно-барьерных детекторов (8 см²) с протяженной чувствительной областью (100–700 мкм), предназначенных для комплектации многослойных спектрометров, в качестве омического контакта напылялся алюминий толщиной 200 мкг/см², что позволило работать с этими детекторами при напряжениях, в два-три раза превышающих напряжение полного обеднения. Очевидно, что возможность работы с такими перенапряжениями заметно улучшает сбор заряда и форму импульса.

Кроме того, для уменьшения контактных шумов электрический вывод к заднему электроду детекторов клеился с помощью серебряной проводящей пасты на шлифованную поверхность вне чувствительной площади детектора. Как показано на рис. 5, это также привело к уменьшению обратного тока и улучшению энергетического разрешения.

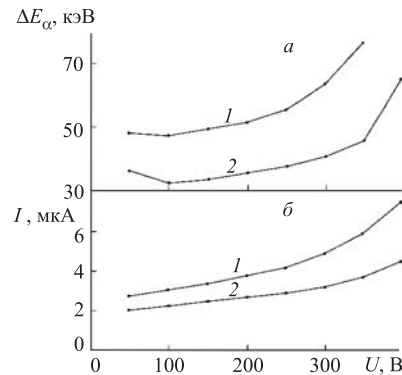


Рис. 5. Зависимость энергетического разрешения (а) и обратного тока (б) от напряжения смещения ($U = 140$ В) для Si(Au)-детекторов с чувствительной площадью 8 см²: 1 — электрический вывод к омическому контакту выполнен на травленную поверхность; 2 — на шлифованную поверхность

Телескопические Si(Au)-детекторы большой площади с тыльными контактами из Al толщиной 200 мкг/см² проработали в пучках частиц ускорите-

лей ПИЯФ (Гатчина), ИЯИ (Троицк) и LAMPF (Лос-Аламос) без заметного изменения своих параметров около 1000 ч четыре года с момента их изготовления.

2. Si(Li)-ДЕТЕКТОРЫ С ТОНКИМИ МЕРТВЫМИ СЛОЯМИ

Спектрометрические характеристики ППД-телескопа на основе Si(Li)-детекторов в значительной степени определяются толщинами их нечувствительных, так называемых «мертвых», слоев (W). Для примера на рис.6 представлена рассчитанная нами зависимость энергетического разрешения (σ)

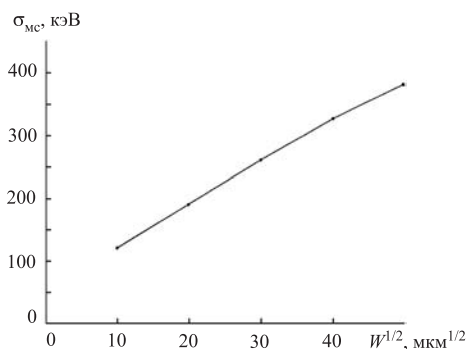


Рис. 6. Расчетная зависимость вклада в энергетическое разрешение телескопа из кремниевых детекторов от величины $W^{1/2}$, где W — сумма толщин «мертвых» слоев детекторов, проходимых частицей до полной остановки

телескопа из кремниевых детекторов (толщина отдельного детектора равна 3 мм, «мертвого» слоя — 0,1–1,2 мм) от величины $W^{1/2}$ при регистрации однозарядных заряженных частиц (p, d, t) с энергией 50–100 МэВ. Здесь W — это сумма толщин «мертвых» слоев, через которые проходит частица до остановки в чувствительном объеме. Так как при изготовлении Si(Li)-детекторов по стандартной технологии с помощью высокотемпературной диффузии Li [21] глубина залегания $n-p$ -перехода составляет 300–500 мкм, то, как видно из рис.6, энергетическое разрешение такого полупроводникового спектрометра в значительной степени определяется суммарной толщиной нечувствительных слоев, пройденных частицей. Поэтому для реализации высоких спектрометрических характеристик таких приборов возникла необходимость разработать Si(Li)-детекторы с тонкими (10–50 мкм) «мертвыми» слоями. Кроме того, с целью уменьшения контактных шумов и улучшения энергетического разрешения желательно было сохранить высокую поверхностную концентрацию лития в n -слое.

В настоящее время известны различные способы изготовления тонких диффузионных слоев. Так, в работе [22] для получения слоя толщиной 20 мкм диффузия Li проводилась при температуре 180 °С, однако при этом концентрация примеси на поверхности резко снижалась. Это вело к увеличению контактных шумов, ухудшению качества $n-p$ -перехода и, следовательно, к ухудшению энергетического разрешения ППД. В работе [23] использовался лазерный нагрев поверхности. Такой способ позволяет получать «мертвый» слой порядка 0,1 мкм, но с помощью лазерного луча технически сложно было равномерно прогреть площадь больше 1 см². Небольшую глубину залегания $n-p$ -перехода или омического контакта можно создать ионной имплантацией легирующей примеси при небольших энергиях внедрения. Недостатком имплантации является необходимость отжига радиационных дефектов при температурах выше 400 °С. При таких температурах доминирующим процессом становится диффузия Li, что приводит к «разгонке» лития по всему образцу. В результате этого резко уменьшается его концентрация в диффузионном слое и ухудшаются диодные характеристики [24].

Поэтому нами был разработан способ проведения диффузии Li в условиях импульсного теплового излучения с целью формирования тонких нечувствительных литиевых слоев. Для создания Si(Li)-детекторов большой площади (более 8 см²) с «мертвыми» слоями ~ 10 мкм такой подход, возможно, является единственным, позволяющим получать однородные слои.

Для снижения глубины диффузии и получения распределения концентрации примеси с резким спадом осуществляется поверхностный разогрев образца с одной стороны при одновременном его охлаждении с другой стороны. Это позволяет сохранить электрофизические параметры исходного материала, так как основная масса кристалла не нагревается до высоких температур. Используемый нами метод проведения диффузии реализуется с помощью установки, схема которой представлена на рис. 7. Образцы по-

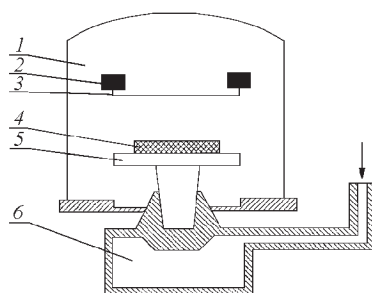


Рис. 7. Схема установки для проведения диффузии лития с помощью тепловых импульсов: 1 — вакуумный объем; 2 — электрические вводы; 3 — излучатель; 4 — образец; 5 — охлаждаемая подложка; 6 — объем для заливки жидкого азота

мещались в установку после напыления на их поверхность лития в вакууме. Нагреватель в виде молибденовой или танталовой фольги (размер 10×10 см) используется как тепловой излучатель. Температура танталового нагревателя может достигать 2000°C , что дает возможность прогревать тепловым излучением поверхность образца до температуры $T=700^\circ\text{C}$. Охлаждая подложку, на которой размещается детектор, подбирая длительность и скважность импульсов излучения, можно прогреть только приповерхностный слой кристалла. Это ведет к тому, что температура по глубине кристалла резко падает, т. е. создается температурный градиент и, соответственно, градиент коэффициента диффузии. Температуру поверхности образца можно также регулировать изменением температуры излучателя или изменением расстояния излучатель–подложка. На рис. 8 показана зависимость максимальной температуры по-

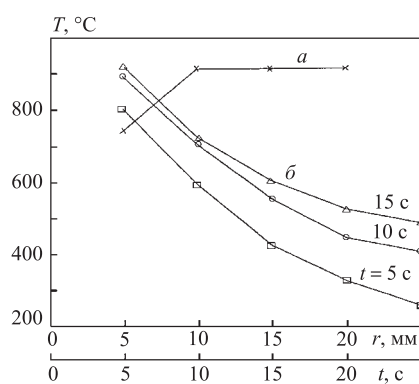


Рис. 8. Зависимости максимальной температуры подложки от длительности (t) одиночных импульсов теплового излучения при расстоянии излучатель–подложка $r = 5$ мм (кривая a) и от расстояния между излучателем и подложкой (r) при различной длительности одиночных импульсов (кривые b)

верхности подложки (измеренной термопарой) от длительности одиночных импульсов теплового излучения. Показана также зависимость этой величины от расстояния излучатель–подложка (r) при различных длительностях (t) импульсов. Температура танталового излучателя, измеренная с помощью пирометрического преобразователя, в данных измерениях была $T \cong 1500^\circ\text{C}$.

Таким образом (изменяя температурный градиент в приповерхностном слое образца) можно получить требуемый профиль распределения Li. На рис. 9 дан один из примеров распределения концентрации Li в Si (кривая 1) после проведения диффузии предлагаемым способом. Профиль распределения получен измерением поверхностной проводимости методом последовательного шлифа. Для сравнения на том же рисунке показано расчетное распределение концентрации по глубине образца при равномерном нагреве.

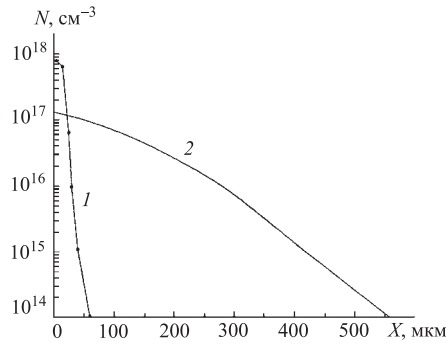


Рис. 9. Распределение концентрации Li в Si после диффузии: 1 — нагрев тремя импульсами (длительность 15 с, скважность 5 мин, расстояние излучатель–подложка 5 мм); 2 — нагрев при $T=360$ °С в течение 20 мин (расчет)

Видно, что глубина залегания $n-p$ -перехода, полученного диффузией Li при наличии температурного градиента, на порядок меньше, чем при изготовлении по традиционной технологии. Кроме того, возрастает поверхностная концентрация примеси, что обусловлено более высокой температурой поверхности кристалла в нашем методе [25].

Подтверждением резкой границы между чувствительной областью и «мертвым» слоем по сравнению с диффузией при равномерном нагреве может служить зависимость толщины нечувствительной области детекторов от величины обратного напряжения, представленная на рис. 10. Видно, что кривая 1

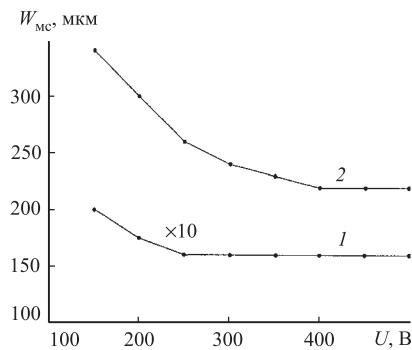


Рис. 10. Зависимость толщины нечувствительной области Si(Li)-детектора от приложенного напряжения: 1 — детектор с резким $p-n$ -переходом (W измерена с помощью α -частиц); 2 — детектор с обычным диффузионным переходом (W измерена с помощью электронов)

гораздо резче выходит на насыщение для детектора, полученного диффузией с помощью импульсов теплового излучения, чем кривая 2 для детектора, имеющего обычный диффузионный переход.

Для того чтобы понять, как влияет предложенный способ диффузии лития на качество Si(Li)-детекторов, у двух образцов, изготовленных по стандартной технологии, был полностью сошлифован «мертвый» литиевый слой. После обезжиривания и травления на подготовленную поверхность в вакууме напылялся Li. Затем образец переносился в установку (рис. 7), где проводилась диффузия указанным выше методом. После напыления контактов детекторы ставились на выравнивающий дрейф до полного насыщения вольт-фарадной характеристики. В табл. 2 представлены значения энергетического разрешения этих детекторов, измеренные при комнатной температуре с помощью

Таблица 2

$S, \text{ см}^2$	$\Delta, \text{ кэВ}$	
	Исходный образец	Полученный образец
1	27	14
8	65	30

источника электронов внутренней конверсии ^{207}Bi (S — площадь чувствительной области детектора).

Из таблицы следует, что, как и ожидалось, увеличение концентрации лития на поверхности контакта привело к значительному улучшению энергетического разрешения. При этом значения ΔE детекторов, полученных таким образом, соответствуют лучшим образцам Si(Li)-детекторов, изготовленным с помощью диффузии Li при равномерном нагреве [26].

Оценки толщин мертвых слоев, полученные из α -спектров для детекторов с резкими $n - p$ -переходами, показали (рис. 11), что W не превышают 20–

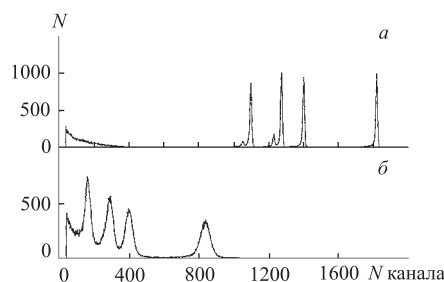


Рис. 11. Спектры частиц ^{226}Ra , полученные при облучении Si(Li)-детектора со стороны переднего (а) и заднего (б) контактов. Толщина «мертвого» литиевого слоя 20 мкм. Напряжение смещения детектора 500 В

40 мкм, а их неоднородность не более 1 мкм. Важно также, что детекторы не изменили своих характеристик, проработав в экспериментах больше пяти лет.

Отметим, что проведение диффузии Li предлагаемым способом на планарных детекторах из HPGe позволило улучшить временные характеристики таких детекторов. Этот эффект может быть объяснен более совершенной формой электрического поля в чувствительной области HPGe-детектора за счет резкого спада в распределении лития и отсутствием диффузионной компоненты сигнала из толстого литиевого слоя.

Важным фактом является то, что тонкие нечувствительные слои полупроводниковых Si(Li)-детекторов можно получать только на образцах кремния с уже компенсированной литием областью. Это, как показывают исследования, связано с невозможностью осуществлять дрейф Li и, соответственно, компенсацию на всю глубину образца из тонкого диффузионного литиевого слоя.

Таким образом в процессе работы над совершенствованием характеристик многослойных ППД-телескопов в ЛЯП ОИЯИ были разработаны методы изготовления кремниевых детекторов, которые позволили минимизировать их «мертвые» области и одновременно сохранить стабильность и надежность работы в течение длительных экспозиций на пучках частиц. Кроме того, отличительной особенностью разработанных детекторов является их большая чувствительная площадь (8–34 см²), что особенно существенно для проведения экспериментов на ускорителях. При этом следует отметить, что изготовлены не единичные образцы, а партия (~100 шт.) детекторов с устойчивыми характеристиками.

Работа выполнена при поддержке гранта полномочного представителя Республики Польша в Объединенном институте ядерных исследований.

ЛИТЕРАТУРА

1. Амелин А. И., Бер М. Н., Горнов М. Г. и др. // ПТЭ. 1993. № 1. С. 69.
2. Gornov M. G., Gurov Yu. B., Morokhov P. V. et al. // Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A. 2000. V. 446. P. 461.
3. Горнов М. Г., Гребенев В. Н., Гуров Ю. Б. и др. // ПТЭ. 1999. № 4. С. 65.
4. Briancon Ch., Brudanin V. B., Egorov V. G. et al. // Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A. 1996. V. 372. P. 222.
5. Бруданин В. Б., Рухадзе Н. И., Бриансон Ш. и др. // Известия РАН. Сер. физ. 2003. Т. 67, № 5. С. 618.
6. Бинько Г. Ф., Гребенев В. Н., Гуров Ю. Б. и др. // ПТЭ. 1990. № 4. С. 58.

7. *Гайсак И. И., Горнов М. Г., Гуров Ю. Б. и др.* // ПТЭ. 1988. № 1. С. 22.
8. *Augustyniak W., Borcea C., Lewitowicz M. et al.* // Z. Phys. A — Atomic Nuclei. 1989. V. 332. P. 209.
9. *Del Rosso A., Augsburger M., Boreiko V.F. et al.* // Hyperfine Interactions. 1999. V. 118. P. 177.
10. *Ter-Akopian G.M., Rodin A.M., Fomichev A.S. et al.* // Phys. Lett. B. 1998. V. 426. P. 251.
11. *Golovkov M.S., Oganessian Yu.Ts., Bogdanov D.D. et al.* // Phys. Lett. B. 2003. V. 566. P. 70.
12. *Горнов М. Г., Гуров Ю. Б., Лапушкин С. В. и др.* // ПТЭ. 1981. № 2. С. 42.
13. *Горнов М. Г., Гуров Ю. Б., Морохов П. В. и др.* // ПТЭ. 1983. № 6. С. 42.
14. *Tove P.A.* // Nucl. Instr. and Meth. 1976. V. 133. P. 445.
15. *Федосеева О. Н., Гаценко Л. С., Захарчук О. В. и др.* Кремниевые детекторы ионизирующих излучений. М.: Атомиздат, 1975. С. 49.
16. *England J.B.A., Hammer V.W.* // Nucl. Instr. and Meth. 1971. V. 96. P. 81.
17. *England J.B.A.* // Nucl. Instr. and Meth. A. 1984. V. 226. P. 564.
18. *Зи С. М.* Физика полупроводниковых приборов. М.: Энергия, 1973. С. 344.
19. *Родерик Э. Х.* Контакты металл–полупроводник. М.: Радио и связь, 1982. С. 189.
20. *Hartman T.S.* // Vac. Sci. Technology. 1965. V. 2. P. 239.
21. *Азимов С. А., Муминов Р. А., Шамирзаев С. Х., Яфасов А. Я.* Кремний-литиевые детекторы ядерного излучения. Ташкент: ФАН, 1981. С. 61.
22. *Walton J.T., Sommer H.A., Greiner D.E. et al.* // IEEE Trans. Nucl. Sci. 1978. V. NS-25, No 1. P. 391.
23. *Pearton S.J., Williams A.A.* // Nucl. Instr. and Meth. 1981. V. 188. P. 261.
24. *Гибсон У. М., Мартин Ф. У., Спенсор Р. и др.* Электрические и физические измерения на кремнии, легированном ионным методом в условиях каналирования и без него. Внедрение лития. // Сб. ст. «Легирование полупроводников ионным внедрением» / Под ред. Вавилова С. С. и Гусева В. А. М.: Мир, 1971. С. 377.
25. *Болтакс Б. И.* Диффузия в полупроводниках. М.: Физматлит, 1961. С. 426.
26. *Modular Pulse-Processing Electronics and Semiconductor Radiation Detectors.* EG&G ORTEC Catalog. 97/98. Printed in U.S.A. P. 1.27.

Получено 1 марта 2005 г.

Редактор *М. И. Зарубина*

Подписано в печать 19.05.2005.

Формат 60 × 90/16. Бумага офсетная. Печать офсетная.

Усл. печ. л. 0,87. Уч.-изд. л. 1,10. Тираж 305 экз. Заказ № 54896.

Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований
141980, г. Дубна, Московская обл., ул. Жолио-Кюри, 6.

E-mail: publish@pds.jinr.ru

www.jinr.ru/publish/