

07

Арсенид-галлиевые детекторы с барьером Шоттки для спектрометрии альфа-частиц при температурах до 120°C

© А.В. Черных¹, С.В. Черных¹, С.И. Диденко¹, Н. Буртебаев²,
Маулен Насурлла^{2,3}, Маржан Насурлла^{2,3}, Г.И. Бритвич⁴,
А.П. Чубенко⁵, Ф.М. Барышников¹, Е.В. Слепцов¹

¹ Национальный исследовательский технологический университет „МИСиС“, Москва, Россия

² Институт ядерной физики Министерства энергетики Республики Казахстан, Алматы, Казахстан

³ Казахский национальный университет им. аль-Фараби, Алматы, Казахстан

⁴ Институт физики высоких энергий им. А.А. Логунова НИЦ „Курчатовский институт“, Протвино, Московская обл., Россия

⁵ Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Москва, Россия
E-mail: chav_84@mail.ru

Поступило в Редакцию 21 ноября 2017 г.

Сообщается о результатах испытаний арсенид-галлиевых детекторов для спектрометрии α -частиц. Детекторы имели площадь входного окна 80 мм² и толщину рабочего слоя 40–50 μ m. Энергетическое разрешение FWHM, измеренное на α -линии 5.499 MeV источника ²³⁸Pu, составило 17.5 keV при ширине пика генератора 7.8 keV. При измерениях на источнике ²²⁶Ra детекторы демонстрировали линейный отклик и эффективность сбора заряда, близкую к 100%, при обратном смещении более 65 V для всех энергий α -частиц, испускаемых источником. Проведенные испытания на температурную устойчивость показали возможность использования разработанных детекторов для α -спектрометрии радионуклидов при температурах до 120°C.

DOI: 10.21883/PJTF.2018.20.46810.17130

В настоящее время бóльшая часть полупроводниковых детекторов изготавливается из кремния. Это обусловлено высокими детекторными параметрами материала и его высочайшей технологичностью, что позволяет создавать детекторы различных классов и конструкций [1]. Однако кремниевые детекторы не способны удовлетворить требованиям

части современных ускорительных и ядерно-физических экспериментов, а также некоторых других приложений. Для их замены в случае жестких условий эксплуатации целесообразна разработка ядерных детекторов на основе широкозонных материалов (GaN, SiC, алмаз, GaAs и др.) вследствие большей радиационной и температурной устойчивости последних.

Характеристики детекторов на основе GaN пока неудовлетворительны [2], несмотря на то что технология приборов различных классов на базе этого материала уже достаточно развита. Их улучшение напрямую связано с повышением качества материала: снижением плотности дислокаций, концентрации ловушек и фонового легирования. Первые обнадеживающие результаты для GaN достигнуты совсем недавно: полученное в [3] разрешение FWHM (full width at half maximum) составило 2.2% (121 keV) на линии 5.486 MeV при смещении -550 V и площади детектора 0.8 mm². Детекторы на основе алмаза и карбида кремния, напротив, имеют приемлемые характеристики и активно тестируются для использования в экспериментах. Так, например, детекторы частиц спектрометрического качества на алмазе (FWHM 0.3–0.4% для α -частиц с энергией 5.5 MeV) площадью до 16 mm² уже представлены [4,5]. Приборы на основе SiC также демонстрируют характеристики, близкие к таковым для кремниевых детекторов: в [6] получено разрешение FWHM 16.2 keV с использованием детектора площадью 11 mm², в [7] сообщается о получении FWHM 13.8 keV на линии 5.486 MeV ²⁴¹Am (площадь детектора 0.6 mm²). Отметим, что, несмотря на полученные результаты, высокая стоимость и относительно небольшие достигнутые площади детекторов на основе SiC и алмаза пока не позволяют говорить о возможности их широкого применения. В связи с этим для большинства приложений при температурах до 100°C, требующих достаточно высокой радиационной стойкости (в сравнении с кремнием), более дешевым решением может быть использование детекторов на основе GaAs.

В [8] сообщается о разработке детекторов на основе VPE-GaAs (VPE — varo-phase epitaxy) с тонким барьером Шоттки площадью до 80 mm². Лучшее измеренное энергетическое разрешение FWHM составило 14.2 keV при площади детектора 25 mm², что значительно превышает параметры представленных ранее детекторов на основе GaAs. Настоящая работа является продолжением этого исследования и посвящена испытаниям поверхностно-барьерных детекторов на базе

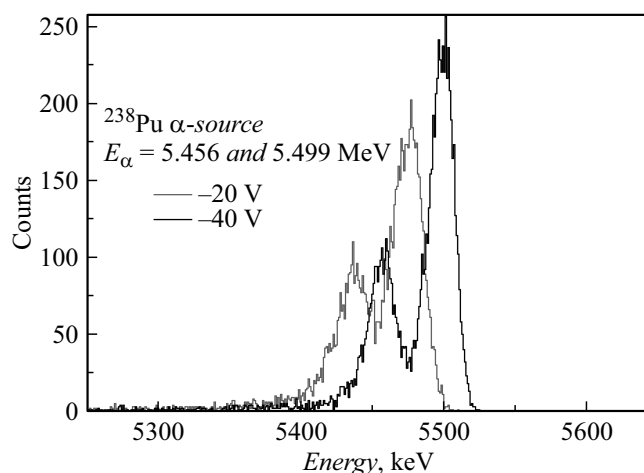


Рис. 1. Энергетический спектр α -частиц от источника ^{238}Pu при смещениях -20 и -40 V.

эпитаксиального GaAs при облучении α -частицами при температурах выше комнатной.

Экспериментальные образцы детекторов изготавливались на основе высокоомных эпитаксиальных слоев VPE-GaAs толщиной $40\text{--}50\ \mu\text{m}$. В качестве выпрямляющего контакта использовался барьер Шоттки площадью $80\ \text{mm}^2$ на основе системы металлизации Pt/TiN суммарной толщиной $0.11\ \mu\text{m}$, в качестве омического контакта к n^{++} -подложке — система Ni/AuGe/Au. Изоляция активной области осуществлялась посредством формирования меза-структуры с последующей пассивацией полиимидом. Конструкция и электрические характеристики детекторов детально представлены в [9].

Оценка спектрометрического качества детекторов проводилась аналогично [8]. На рис. 1 представлены типичные спектры α -частиц от источника ^{238}Pu , полученные при различных напряжениях смещения на детекторе. Можно видеть, что обе линии источника хорошо разрешаются уже при смещении -20 V, при этом FWHM для линии 5.499 MeV составляет 23.0 keV. С дальнейшим увеличением смещения по абсолютной величине до -40 V энергетическое разрешение улучшается до 17.5 keV при энергетическом эквиваленте шума 7.8 keV.

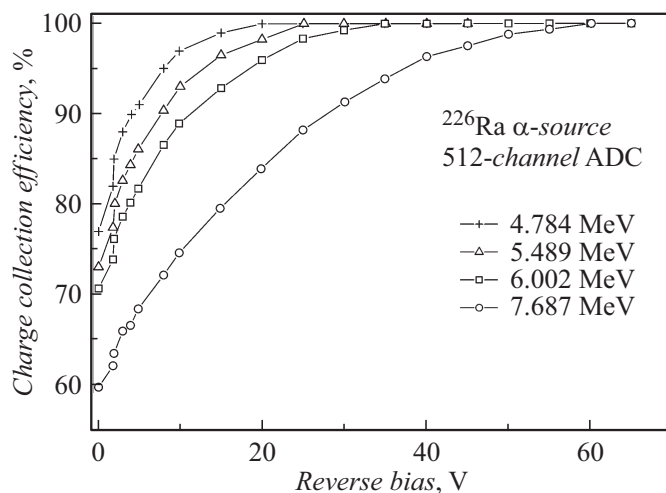


Рис. 2. Типичная зависимость эффективности сбора заряда от рабочего смещения для исследуемых детекторов на VPE-GaAs, измеренная для различных α -линий ^{226}Ra .

На рис. 2 представлено характерное поведение зависимости эффективности сбора заряда (CCE — charge collection efficiency) разработанных детекторов от приложенного смещения для α -частиц от источника ^{226}Ra . Видно, что CCE от самых длиннопробежных α -частиц выходит на максимум при значительно больших обратных смещениях (не менее 70 V). Это можно объяснить тем, что с увеличением пробега α -частиц, согласно теореме Рамо–Шокли [10], возрастает вклад дырочной составляющей в наведенный сигнал (и соответственно CCE) и снижается вклад электронной, поскольку область максимальных ионизационных потерь на кривой Брэгга смещается в сторону положительного электрода. Отметим, что расчет пробегов в Geant 4 для α -частиц с энергиями 4.784, 5.489, 6.002 и 7.687 MeV в GaAs дает значения 18, 21.5, 24 и 34 μm . Такое различие пробегов α -частиц источника в сочетании со значительными рекомбинационными потерями заряда в плазменном треке при низких смещениях может иметь сильное влияние на вид зависимости CCE от энергии для исследуемых детекторов.

Измерения температурных характеристик проводились в вакууме при остаточном давлении 100 Па. Источник питания, мультиметр и предусилитель были вынесены за пределы вакуумной камеры и соединялись соответственно с нагревателем (резистивного типа), термопарой и детектором посредством вакуумных разъемов. Для поддержания постоянной температуры детектора установка была оснащена системой автоматического регулирования тока. При каждой температуре контролировался обратный ток при напряжении смещения -100 В. При комнатной температуре он определялся утечкой и составил 1.5 нА, при температуре более 100°C преобладающей становилась генерационная составляющая, и при 130°C обратный ток составлял $3\ \mu\text{A}$.

Результаты измерений энергетических спектров α -частиц от источника ^{226}Ra для различных температур и приложенных смещений представлены на рис. 3. Измеренное при комнатной температуре для всех линий энергетическое разрешение (FWHM) практически не различалось и составило в среднем 50.8 keV (напряжение смещения -60 В). Отметим, что в данном случае разрешение определялось флуктуацией потерь энергии α -частиц в защитном покрытии источника $\text{FWHM}_{\text{source}} \approx 36$ keV и шумами электроники $\text{FWHM}_{\text{gen}} \approx 27$ keV. При увеличении температуры до 60°C спектральные характеристики детектора оставались практически неизменными. С дальнейшим увеличением температуры до 80°C (рис. 3) энергетическое разрешение для низкоэнергетических пиков незначительно ухудшилось (51.8 keV) за счет увеличения шумов ($\text{FWHM}_{\text{gen}} = 34.4$ keV), однако для линии 7.687 MeV изменение было более заметным (67.7 keV). При 100°C для пика 7.687 MeV наблюдался значительный дефицит амплитуды (около 250 keV) и серьезно ухудшилось энергетическое разрешение — до 266 keV. Для других линий энергетическое разрешение также снизилось, при этом его значение согласовывалось с энергиями пиков (4.784 MeV — 61.4 keV, 5.489 MeV — 66.5 keV, 6.002 MeV — 75.0 keV при шуме 48.7 keV). Подобное поведение спектра с температурой следует связывать с особенностями сбора заряда в детекторах с тонким рабочим слоем, как было показано выше, и с уменьшением параметров переноса $\mu\tau$ из-за снижения дрейфовой подвижности носителей заряда μ вследствие фононного рассеяния, а также снижения времени жизни τ , обусловленного увеличением концентрации ионизированных центров рекомбинации (прежде всего центров EL2). Увеличение обратного смещения до 90 В позволило нивелировать

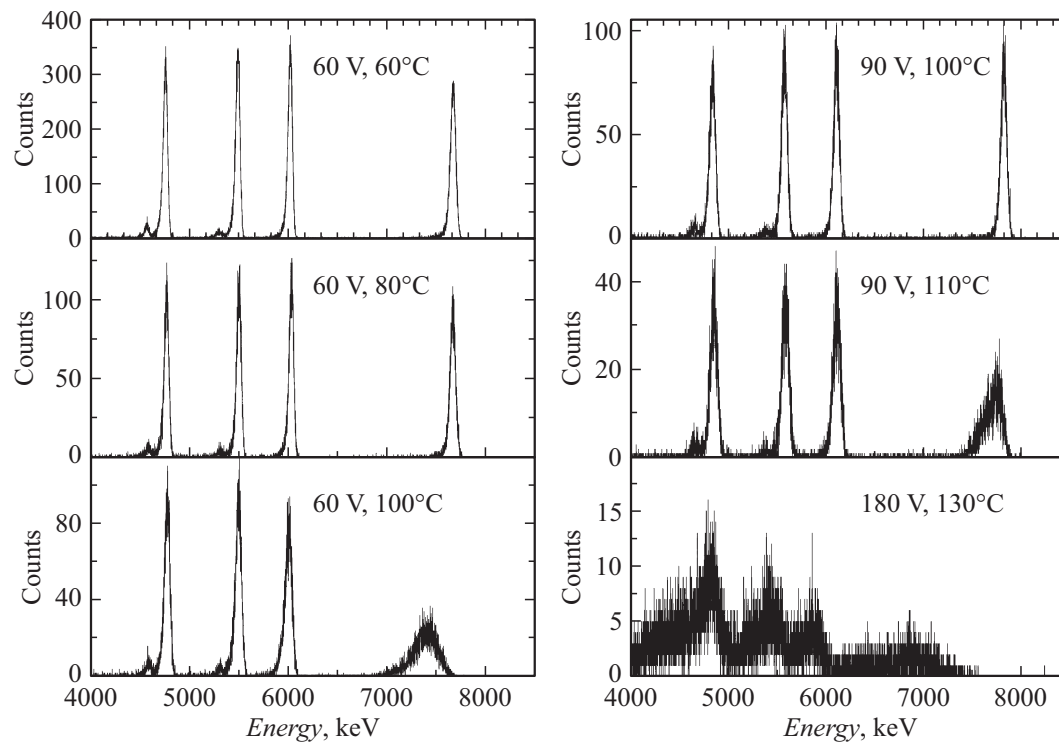


Рис. 3. Энергетический спектр α -частиц от источника ^{226}Ra , измеренный с помощью детектора на VPE-GaAs при различных температурах и напряжениях смещения.

влияние температуры (рис. 3), и, как следствие, характеристики детектора были близки к таковым при комнатной температуре. Однако по причине более высоких шумов детектора ($\text{FWHM}_{gen} = 55.5 \text{ keV}$), связанных с ростом генерационного тока, энергетическое разрешение детектора было несколько хуже — 69.2 keV (независимо от энергии пика). Как показал дальнейший эксперимент, детектор полностью сохранял спектрометрические качества до температуры порядка 120°C (для всех линий FWHM находилось на уровне 135 keV), однако при этом было необходимо увеличивать рабочее смещение до $180\text{--}190 \text{ V}$. Увеличение температуры более 130°C приводило к катастрофическому ухудшению характеристик: детектор не „различал“ отдельные линии источника. Отметим, что при 130°C , несмотря на сильное снижение CSE , детектор все еще сохранял работоспособность (рис. 3).

В дальнейшем поведение спектральных характеристик разработанных детекторов в зависимости от температуры будет детально изучено и обсуждено. Однако уже сейчас можно утверждать, что их температурный диапазон работы ограничивается 120°C , что в первую очередь обусловлено наличием в материале глубокого центра EL2 . Оценочные измерения методом нестационарной емкостной спектроскопии глубоких уровней дали значение концентрации этого центра на уровне $(1\text{--}5) \cdot 10^{13} \text{ cm}^{-3}$. Можно утверждать, что полученный результат значительно превосходит характеристики кремниевых детекторов, а также детекторов на основе SI LEC-GaAs , которые теряют свои спектрометрические качества уже при температуре 50°C [11]. Необходимо также добавить, что, возможно, это предел для GaAs , поскольку эпитаксиальные слои, выращиваемые с помощью газофазной эпитаксии, являются более „чистыми“ по сравнению с объемными полупроводниковыми материалами, в которых концентрация центров EL2 находится на уровне 10^{15} cm^{-3} .

Таким образом, проведенные температурные испытания показали возможность использования детекторов на основе GaAs в спектрометрическом режиме до температур 120°C . Полученный результат позволяет надеяться на то, что изготовленные приборы могут быть успешно использованы для спектрометрии радионуклидов в условиях производства атомной промышленности, например для контроля остаточной радиоактивности сборок с отработавшим ядерным топливом.

Авторы благодарят Ю.Н. Глыбина (СНИИП-Плюс, Москва) за проведенные испытания детекторов при оценке их энергетического разрешения и обсуждение результатов.

Работа выполнена при финансовой поддержке Министерства образования и науки РФ в рамках государственного задания вузу № 3.2794.2017/4.6.

Список литературы

- [1] *Hartmann F.* Evolution of silicon sensor technology in particle physics. Springer Int. Publ., 2017. V. 275. N 2. 372 p.
- [2] *Wang J., Mulligan P., Brillson L., Cao L.R.* // *Appl. Phys. Rev.* 2015. V. 2. N 3. P. 031102.
- [3] *Xu Q., Mulligan P., Wang J., Chuirazzi W., Cao L.* // *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A.* 2017. V. 849. P. 11–15.
- [4] *Pomorski M., Berdermann E., Caragheorgheopol A., Ciobanu M., Kiš M., Martemiyarov A., Nebel C., Moritz P.* // *Phys. Status Solidi A.* 2006. V. 203. N 12. P. 3152–3160.
- [5] *Dueñas J.A., de la Torre Pérez J., Sánchez A.M., Martel I.* // *Appl. Rad. Isotop.* 2014. V. 90. P. 177–180.
- [6] *Chaudhuri S.K., Zavalla K.J., Mandal K.C.* // *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A.* 2013. V. 728. P. 97–101.
- [7] *Zat'ko B., Dubeckýa F., Šagátováb A., Sedlačováb K., Ryčc L.* // *J. Instrum.* 2015. V. 10. P. C04009.
- [8] *Chernykh S.V., Chernykh A.V., Didenko S.I., Baryshnikov F.M., Burtebayev N., Britvich G.I., Chubenko A.P., Guly V.G., Glybin Yu.N., Zholdybayev T.K., Burtebayeva J.T., Nassurlla M.* // *Nucl. Instrum. Meth. Phys. Res. A.* 2017. V. 845. P. 52–55.
- [9] *Chernykh A.V., Chernykh S.V., Baryshnikov F.M., Didenko S.I., Burtebayev N., Britvich G.I., Kostin M.Yu., Chubenko A.P., Nassurlla Marzhan, Nassurlla Maulen* // *J. Instrum.* 2016. V. 11. N 12. P. C12005.
- [10] *Ramo S.* // *Proc. of the IRE.* 1939. V. 27. N 9. P. 584–585.
- [11] *Беспалов В.А., Воронцов А.В., Горбацевич А.А., Егоркин В.И., Жигальский Г.П., Ильичев Э.А., Кулаков А.В., Налбандов Б.Г., Пантуев В.С., Распутный В.Н., Свешников Ю.Н., Шмелев С.С.* // *ЖТФ.* 2004. Т. 74. В. 3. С. 28–36.