

ТЕХНИКА ЯДЕРНОГО
ЭКСПЕРИМЕНТА

УДК 539.128.4.04

ИЗМЕНЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ Si(Li)-ДЕТЕКТОРОВ
ПОД ДЕЙСТВИЕМ α -ЧАСТИЦ

© 2020 г. Н. В. Базлов^{a,b}, С. В. Бахланов^a, А. В. Дербин^{a,*}, И. С. Драчнев^a,
Г. А. Изегов^{a,b}, И. М. Котина^a, В. Н. Муратова^a, Н. В. Ниязова^a, Д. А. Семенов^a,
М. В. Трушин^a, Е. В. Унжаков^a, Е. А. Чмель^a

^a Петербургский институт ядерной физики им. Б.П. Константинова
Национального исследовательского центра “Курчатовский институт”
Россия, 188300, Гатчина Ленинградской обл., Орлова роща

^b Санкт-Петербургский государственный университет
Россия, 199034, Санкт-Петербург, Университетская наб., 7/9

*e-mail: derbin_av@pnpi.nrcki.ru

Поступила в редакцию 09.07.2019 г.

После доработки 09.07.2019 г.

Принята к публикации 13.08.2019 г.

Представлены результаты испытаний спектрометра на основе Si(Li)-детектора при облучении α -частицами с целью определения изменений характеристик детектора в зависимости от полученного флюенса. В результате измерений, проводившихся в течение 60 суток с полным флюенсом $6.2 \cdot 10^9$ α -частиц, установлено, что ухудшение энергетического разрешения α -пиков в зависимости от флюенса описывается линейной функцией с наклоном $\Delta\sigma/\Delta\Phi = (8.4 \pm 0.4) \cdot 10^{-10}$ кэВ/ α . Измеренная амплитуда импульса α -частиц линейно уменьшается при увеличении флюенса с наклоном $(-4.8 \pm 0.6) \cdot 10^{-9}$ кэВ/ α . Указанные эффекты не мешают надежно разделить сигналы от α -частиц и от осколков деления вплоть до флюенса 10^{10} α -частиц в случае использования Si(Li)-детектора в составе источника нейтронов для регистрации осколков деления.

DOI: 10.31857/S0032816220010024

ВВЕДЕНИЕ

Функция отклика ядер отдачи в детекторах, предназначенных для регистрации частиц темной материи [1, 2] или нейтрино [3], может быть определена с помощью источника нейтронов с известным энергетическим спектром. Измерения с монохроматическими нейтронами, образующимися в ядерных реакциях (α, n), (d, n) или (γ, n) имеют безусловные преимущества, особенно в схеме регистрации рассеянного нейтрона, но при этом требуется ускоритель, реактор или мощные радиоактивные источники, которые нельзя разместить в подземной лаборатории.

Другим источником нейтронов является спонтанное деление ядер, в результате которого образуются нейтроны с непрерывным спектром. Такой источник в сочетании с детектором, регистрирующим осколки деления и дающим временную привязку появления нейтронов, позволяет использовать два метода калибровки детектора. Один из них основан на хорошем знании спектра нейтронов деления, второй использует время пролета от момента образования до момента рассеяния для определения энергии нейтрона.

Кремниевые полупроводниковые детекторы обладают необходимым для регистрации осколков деления и α -частиц — тонким входным окном и хорошими временным и энергетическим разрешениями. Ограничения на использование полупроводниковых детекторов определяются их конечной радиационной стойкостью. Можно ожидать, что Si(Li)-детекторы будут более радиационно-стойкими по сравнению с кремниевыми поверхностно-барьерными детекторами или детекторами с $p-n$ -переходом, поскольку наличие в кристалле лития обуславливает уменьшение концентрации рекомбинационно активных вторичных радиационных дефектов вследствие их пассивации [4]. В то же время уход донорного лития на радиационные дефекты в случае Si(Li)-детекторов приведет к появлению акцепторных уровней бора, ранее компенсированных и пассивированных литием, и раскомпенсации чувствительной области детектора [5]. Конечный результат будет зависеть от концентрации радиационных дефектов, концентрации лития в i -области и напряжения смещения, приложенного к детектору во время облучения.

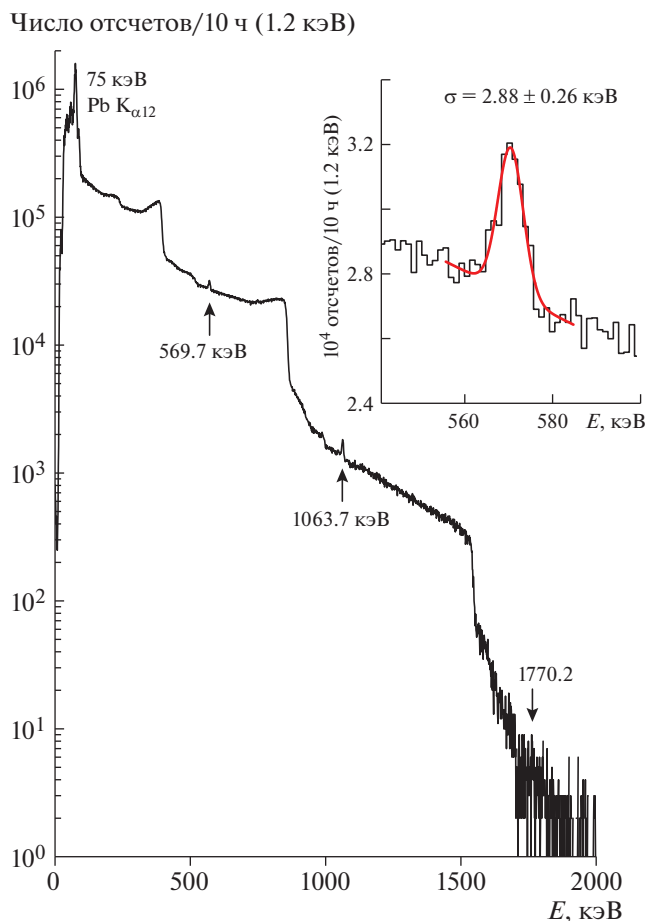


Рис. 1. Энергетический спектр внешнего источника ^{207}Bi , измеренный Si(Li)-детектором. На вставке показана подгонка γ -пика с энергией 569.7 кэВ гауссовой функцией.

Данная работа посвящена изучению изменения параметров Si(Li)-детекторов под действием облучения α -частицами, которые неизбежно сопровождают процесс спонтанного деления ядер. Полученные результаты будут использованы при создании калибровочного нейтронного источника на основе изотопа ^{252}Cf для эксперимента по поиску частиц темной материи DarkSide [6]. Применение источника возможно в экспериментах по регистрации нейтрино при когерентном рассеянии на ядрах [7] и в реакции обратного β -распада [8].

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА

Испытываемый Si(Li)-детектор был изготовлен из монокристаллического кремния p -типа проводимости с удельным сопротивлением 4 кОм \cdot см и временем жизни носителей 800 мкс, который был выращен методом бестигельной зонной плавки. Детектор с чувствительной областью $\varnothing 20$ и тол-

щиной 2.5 мм изготавливался по стандартной технологии, хорошо отработанной в ПИЯФ. Характеристики таких детекторов описаны в работах [9, 10].

Детектор был смонтирован в вакуумном криостате и охлаждался до температуры жидкого азота. Охлаждение детектора было выполнено с целью иметь максимально высокое энергетическое разрешение и контролировать его минимальные изменения. В головном каскаде зарядочувствительного преобразователя использовался полевой транзистор КП307Ж, сопротивление и емкость обратной связи (о.с.) составили $R_{o.c.} = 10$ МОм и $C_{o.c.} = 2$ пФ соответственно. Небольшая величина $R_{o.c.}$ обусловлена желанием измерить изменение обратного тока детектора вплоть до значений 10^{-7} А.

Спектрометрический канал Si(Li)-детектора состоял из усилителя БУИ-3К с временем формирования 2 мкс и 12-разрядного аналого-цифрового преобразователя (а.ц.п.) 161.31 (производство ПИЯФ) на 4000 каналов в стандарте КАМАК. Напряжение смещения на детекторе было установлено 300 В. Цена канала а.ц.п. составила 1.7 кэВ.

Спектр Si(Li)-детектора, измеренный с внешним γ -источником ^{207}Bi в течение 10 ч, представлен на рис. 1, где хорошо видны края комптоновского рассеяния, а также рентгеновские и γ -пики с энергиями 75, 570 и 1063 кэВ. Энергетическое разрешение σ детектора, определенное перед началом измерений по γ -линии с энергией 570 кэВ источника ^{207}Bi , составило 2.9 кэВ (вставка на рис. 1). Основной вклад в разрешение при выбранном времени формирования составляет $\sigma_R = 2.8$ кэВ, что определяется сопротивлением обратной связи.

Эталонный спектрометрический источник α -частиц, содержащий изотопы ^{233}U , ^{238}Pu и ^{239}Pu с практически одинаковой активностью, устанавливался на расстоянии 27.5 мм от поверхности Si(Li)-детектора. Источник представлял собой подложку из нержавеющей стали, на которую тонким слоем был нанесен активный материал таким образом, что ширина α -линий на полувысоте пика не превышает 20 кэВ. Для калибровки использовались более интенсивные α -линии с энергиями 4824 и 5499 кэВ дублетной структуры α -пиков ядер ^{233}U и ^{238}Pu соответственно. Поверхность Si(Li)-детектора была закрыта танталовым коллиматором $\varnothing 19$ мм, выделенная площадь 2.8 см² обеспечивала скорость счета α -частиц 1200 импульсов/с.

ПОЛУЧЕННЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

Измерения проводились непрерывно в течение 60 суток сериями длительностью 1 ч. Всего на жесткий диск компьютера было записано 1420 се-

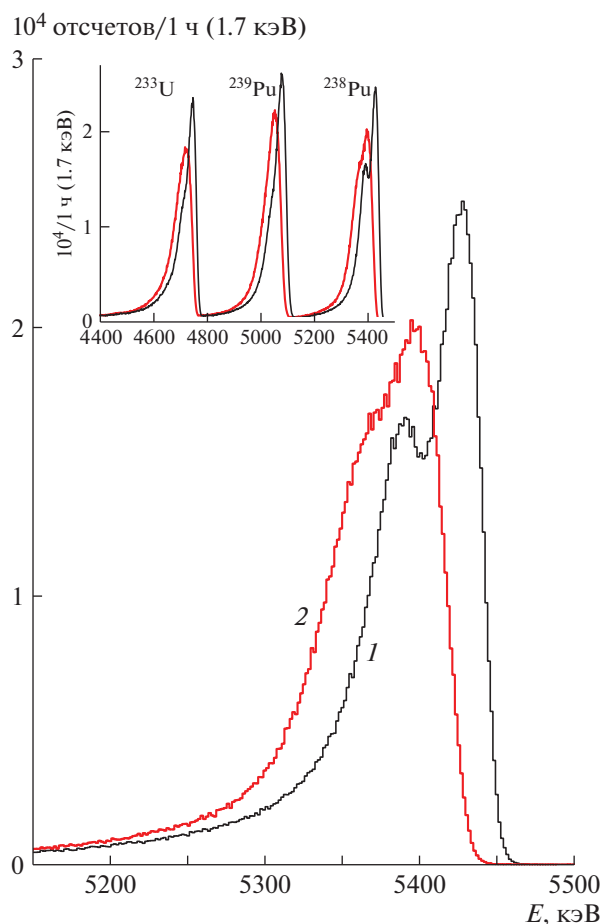


Рис. 2. Спектры α -частиц ядра ^{238}Pu , полученные для начальной (1) и конечной (2) часовых серий измерений. На вставке показан спектр α -частиц в интервале 4.4–5.6 МэВ.

рий. Накопление данных останавливалось лишь на время заливки в криостат жидкого азота. Помимо спектров на диск записывался файл, содержащий информацию о положении, ширине и площади трех выделенных α -пиков (рис. 2), что позволяло оперативно контролировать стабильность спектрометрического тракта.

Спектры α -частиц, измеренные Si(Li)-детектором для первой и последней (1420-й) серий, представлены на рис. 2. Энергетическая градуировка была выполнена с учетом нечувствительного поверхностного слоя детектора толщиной 0.5 мкм. Вследствие сложной структуры α -пиков и наличия “хвоста” со стороны низких энергий, положение и ширина α -пиков определялись по правой стороне пика. Измеренный пик аппроксимировался гауссовой функцией в интервале $(E_0 - 5 \text{ кэВ}, E_0 + 80 \text{ кэВ})$, где E_0 – математическое ожидание для гауссиана. Энергетическое разрешение, определенное по α -пику ^{238}Pu с энергией 5499 кэВ, состави-

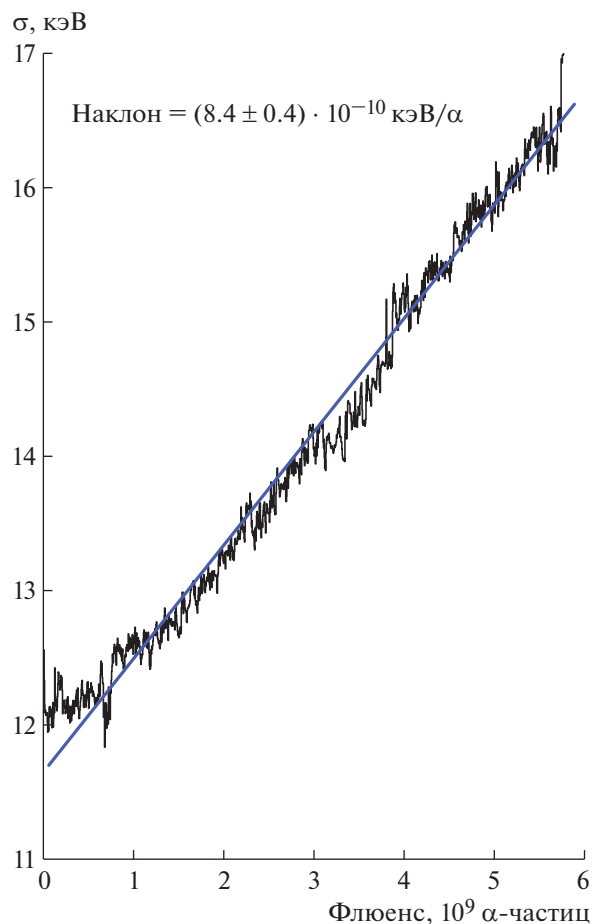


Рис. 3. Зависимость энергетического разрешения Si(Li)-детектора от полученного флюенса α -частиц.

ло $\sigma_B = 12.0 \text{ кэВ}$ и $\sigma_F = 16.6 \text{ кэВ}$ в начале и в конце измерений соответственно.

Общее число зарегистрированных α -частиц (флюенс Φ) Si(Li)-детектором за время измерений составило $6.2 \cdot 10^9$. Изменение энергетического разрешения по мере накопления флюенса показано на рис. 3. Полученная зависимость хорошо аппроксимируется линейной функцией с наклоном $\Delta\sigma/\Delta\Phi = (8.4 \pm 0.4) \cdot 10^{-10} \text{ кэВ}/\alpha$. Ошибка определена как стандартное отклонение наклонов трех анализируемых α -пиков. Таким образом, при флюенсе $\Phi = 10^{10}$ α -частиц энергетическое разрешение σ увеличится на 8.4 кэВ или на 70% для данного детектора, используемого при азотной температуре.

Ухудшение энергетического разрешения полупроводникового детектора при регистрации внешних α -частиц связано с двумя основными причинами. Это увеличение обратного тока детектора, зависящее от общего флюенса на детекторе, и увеличение толщины поверхностного не-

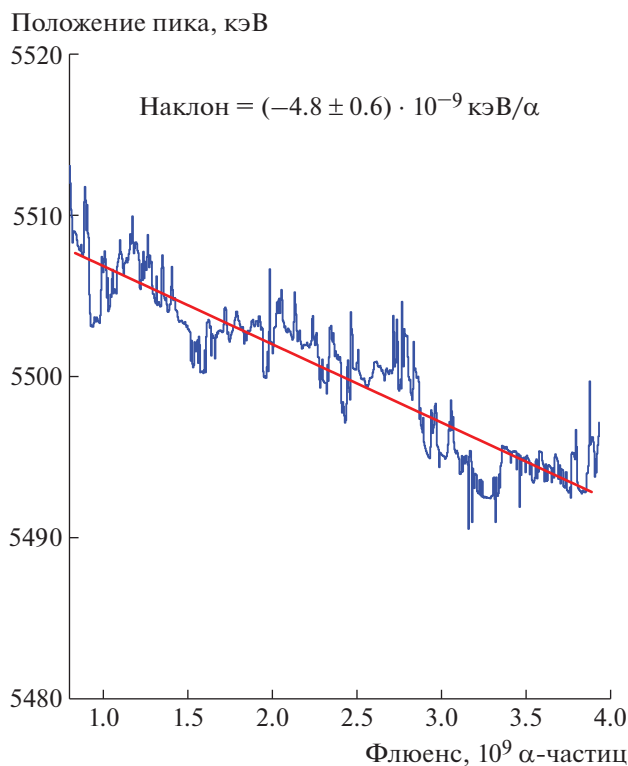


Рис. 4. Изменение положения пика с энергией 5499 кэВ в зависимости от полученного флюенса.

чувствительного слоя детектора, которое зависит от поверхностной плотности потока.

Известно, что воздействие α -частиц на кристаллический кремний приводит к образованию первичных точечных радиационных дефектов: вакансий и связанных с ними междоузельных атомов кремния [11]. Оба точечных дефекта могут мигрировать по кристаллической решетке даже при температуре жидкого азота и создавать комплексные дефекты с атомами примеси, присутствующими в решетке, и взаимодействуя между собой [12]. В случае Si(Li)-детекторов захват мигрирующими вакансиями атомов лития исключает последние из процесса компенсации и пассивации исходных акцепторов. Следствием этого является нарушение степени компенсации, которое приводит к уменьшению i -области и, тем самым, к увеличению толщины нечувствительного слоя.

Изменение толщины нечувствительного слоя проявляется в изменении как положения, так и ширины α -пика. Зависимость уширения α -пика от толщины нечувствительного слоя определяется конкретной геометрией измерений, а именно, распределением числа α -частиц в зависимости от пройденного пути в нечувствительном слое, и может быть рассчитано по методу Монте-Карло, в частности, с использованием пакета GEANT4.

Измеренная зависимость положения α -пика с энергией 5.5 МэВ от флюенса α -частиц представлена на рис. 4. Определенное смещение положения пика линейно меняется в зависимости от флюенса. Вычисленный наклон равен $(-4.8 \pm 0.6) \cdot 10^{-9}$ кэВ/ α . При $\Phi = 10^{10}$ α -частиц дополнительные средние потери энергии α -частицы будут составлять 50 кэВ или $<1\%$ для 5.5 МэВ α -частиц ^{238}Pu .

Зависимость энергетического разрешения детектора σ с зарядочувствительным предусилителем от обратного тока I определяется флуктуациями заряда, связанными с током, и временем формирования усилителя τ : $\sigma_I \sim (\tau I)^{0.5}$. Коэффициент пропорциональности определяется конкретным формирующим фильтром, в нашем случае мы использовали соотношение σ_I , кэВ = $2.8 \cdot 10^{-2}$ (τ [мкс] I [пА]) $^{0.5}$ [13].

Оценим верхний предел на дополнительный обратный ток детектора, вызванный флюенсом $6.2 \cdot 10^9$ α -частиц. Энергетическое разрешение в конце измерений σ_F связано с разрешением в начале измерений σ_B и уширением σ_I , вызванным дополнительным током, следующим образом: $\sigma_F^2 = \sigma_B^2 + \sigma_I^2$. Используя соотношение $\sigma_I = 2.8 \cdot 10^{-3} (\tau I)^{0.5}$, находим максимальное значение дополнительного тока $I = 8.3 \cdot 10^{-8}$ А. Можно определить конкретный наклон, показывающий увеличение тока детектора и связанный с полученным флюенсом: $\Delta I/\Delta \Phi = 1.4 \cdot 10^{-17}$ А/ α . В результате измерений в работе [14] для детектора с p - n -переходом (из кремния n -типа) при температуре $T = 300$ К было получено значение наклона $\Delta I/\Delta \Phi$, в 3 раза большее определенного нами для Si(Li)-детектора.

Насколько нам известно, Si(Li)-детекторы не использовались для регистрации актов деления, поскольку при малых пробегах осколков и α -частиц достаточно небольшого чувствительного объема поверхностно-барьерных детекторов или детекторов с p - n -переходом. Применение кремния p -типа и компенсации дефектов кристалла литием, на наш взгляд, может приводить к повышению радиационной стойкости. Это означает, что при создании источника нейтронов, осколки деления и α -частицы которого будут регистрироваться, видимо, предпочтительнее использовать Si(Li)-детектор. По крайней мере, это установлено для α -частиц. Дальнейшие измерения мы планируем провести с источником ^{252}Cf и выделить вклад в изменение характеристик Si(Li)-детектора, связанный с осколками деления.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Спектрометр на основе Si(Li)-детектора использовался для прецизионного измерения спектра α -частиц, возникающих при распадах ядер

^{233}U , ^{238}Pu и ^{239}Pu , с целью определения изменения характеристик детектора в зависимости от полученного флюенса. В результате измерений, проводившихся в течение 60 суток с полным флюенсом $6.2 \cdot 10^9$ α -частиц, установлено, что изменение энергетического разрешения α -пиков в зависимости от флюенса описывается линейной функцией с наклоном $\Delta\sigma/\Delta\Phi = (8.4 \pm 0.4) \cdot 10^{-10}$ кэВ/ α . Если полученные изменения в энергетическом разрешении связать с увеличением обратного тока детектора, то это соответствует наклону $\Delta I/\Delta\Phi = 1.4 \cdot 10^{-17}$ А/ α . Измеренное положение α -пика в зависимости от флюенса линейно меняется с наклоном $(-4.8 \pm 0.6) \cdot 10^{-9}$ кэВ/ α . Установлено, что изменение энергетического разрешения Si(Li)-детектора позволяет надежно разделить сигналы от α -частиц и от осколков деления вплоть до флюенса 10^{10} α -частиц.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда (проект № 17-12-01009) и Российского фонда фундаментальных исследований (проекты № 16-29-13014, № 17-02-00305 и № 19-02-0009).

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Рябов В.А., Царев В.А., Цховребов А.М.* // Успехи физ. наук. 2008. Т. 178. № 11. С. 1129. <https://doi.org/10.3367/UFNr.0178.200811a.1129>
2. <https://conferences.pa.ucla.edu/dark-matter-2018/>
3. *Akimov D., Albert J.B., An P., Awe C., Barbeau P.S., Becker B., Belov V., Brown A., Bolozdynya A., Cabrera-Palmer B., Cervantes M., Collar J.I., Cooper R.J., Cooper R.L., Cuesta C. et al.* // Science. 2017. V. 357. Issue 6356. P. 1123. <https://doi.org/10.1126/science.aao0990>
4. *Вавилов В.С.* // Успехи физ. наук. 1964. Т. 84. № 11. С. 431. <https://doi.org/10.3367/UFNr.0084.196411c.0431>
5. *Затолока С.И., Иванов В.Б., Лядов Г.Д., Хрунов В.С.* Препринт № НИАР-П-267. https://inis.iaea.org/collection/NCLCollectionStore/_Public/09/358/9358458.pdf
6. *Aalseth C.E., Acerbi F., Agnes P., Albuquerque I.F.M., Alexander T., Alici A., Alton A.K., Antonioli P., Arcelli S., Ardito R., Arnquist I.J., Asner D.M., Ave M., Back H.O., Barrado Olmedo A.I. et al.* // Eur. Phys. J. Plus. 2018. V. 133. P. 131. <https://doi.org/10.1140/epjp/i2018-11973-4>
7. *Akimov D., Albert J.B., An P., Awe C., Barbeau P.S., Becker B., Belov V., Brown A., Bolozdynya A., Cabrera-Palmer B., Cervantes M., Collar J.I., Cooper R.J., Cooper R.L., Cuesta C. et al.* arXiv:1804.09459. <https://doi.org/10.5281/zenodo.1228631>
8. *An F., An G., An Q., Antonelli V., Baussan E., Beacom J., Bezrukov L., Blyth S., Brugnera R., Buizza Avanzini M., Busto J., Cabrera A., Hao Cai, Xiao Cai, Cammi A. et al.* // J. Phys. G. 2016. V. 43. P. 030401. <https://doi.org/10.1088/0954-3899/43/3/030401>
9. *Базлов Н.В., Бахланов С.В., Дербин А.В., Драчнев И.С., Еремин В.К., Котина И.М., Муратова В.Н., Пилипенко Н.В., Семенов Д.А., Унжаков Е.В., Чмель Е.А.* // ПТЭ. 2018. № 3. С. 5. <https://doi.org/10.7868/S0032816218030199>
10. *Alexeev I.E., Bakhlanov S.V., Bazlov N.V., Chmel E.A., Derbin A.V., Drachnev I.S., Kotina I.M., Muratova V.N., Pili-penko N.V., Semyonov D.A., Unzhakov E.V., Yere-min V.K.* // Nucl. Instrum. and Methods in Phys. Res. A. 2018. V. 890. P. 64. <https://doi.org/10.1016/j.nima.2018.02.031>
11. *Емцев В.В., Машовец Т.В.* Примеси и точечные дефекты в полупроводниках М.: Радио и связь, 1981.
12. *Абдуллин Х.А., Мукашев В.Н.* // Физика и технология полупроводников. 1994. Т. 28. Вып. 10. С. 1831.
13. *Акимов Ю.К., Игнатьев О.В., Калинин А.И., Кушнирук В.Ф.* Полупроводниковые детекторы в экспериментальной физике. М.: Энергоатомиздат, 1989.
14. *Вербицкая Е.М., Еремин В.К., Иванов А.М., Строкан Н.Б., Дюмин А.Н., Лебедев В.М.* // Письма ЖТФ. 1992. Т. 18. Вып. 24. С. 69.