

# ИССЛЕДОВАНИЕ РАДИАЦИОННОЙ СТОЙКОСТИ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ДЕТЕКТОРОВ СУПЕРКОЛЛАЙДЕРНЫХ ЭКСПЕРИМЕНТОВ CERN

Н. И. Маслов

В результате взаимодействия пучков частиц с энергией  $\sim 10$  ГэВ вблизи точки взаимодействия пучков генерируется большое число вторичных высокоэнергетических частиц [1,2]. В полупроводниковых детекторах, располагающихся вблизи точки взаимодействия, из-за воздействия излучения происходят необратимые радиационные изменения, ухудшающие характеристики детекторов. Так как количество детекторов одного регистрирующего слоя превышает тысячу, а общее число каналов достигает двух миллионов, ремонт и замена детекторов невозможна. Поэтому вопросы радиационной стойкости детекторов являются одними из основных при разработке и создании детектирующих систем суперколлайдерных экспериментов.

Воздействие излучения на полупроводниковые детекторы реализуется, в основном, посредством двух механизмов. Первый механизм объемного повреждения заключается в повреждении симметрии кристалла посредством смещения атомов из узлов решетки. Второй механизм поверхностного воздействия заключается в изменении зарядового состояния Si/SiO<sub>2</sub> поверхности (interface) посредством ионизации окисла [3,4]. Ввиду этого, для моделирования радиационных условий для внутренней трековой системы детектора ALICE необходимо обеспечение воздействия на элементы ВТС (ITS) определённой дозы ионизирующего излучения ( $\sim 1600$  Gy) и флюэнса нейтронов  $\sim 10^{11}$  н/см<sup>2</sup> [2]. С помощью нейтронов моделируется воздействие высокоэнергетических вторичных частиц на объем материала детектора [5, 6].

Вероятно, быстрое моделирование объемных повреждений кристаллической структуры кремния при разработке детекторов можно осуществлять и с помощью источников других частиц. При этом частицы должны обладать определёнными свойствами, такими как:

- высокая проникающая способность;
- высокая энергия смещаемых атомов при взаимодействии.

В данной работе рассматриваются возможности применения пучковых тестовых устройств ХФТИ для исследований радиационной стойкости микростриповых детекторов, считывающей электроники и других изделий по тяжелоионной суперколлайдерной программе ЛНС. Рассматриваются тестовые устройства, основанные на линейных ускорителях электронов.

## 1. Пучковые тестовые устройства, основанные на ЛУЭ ХФТИ

Параметры электронных ускорителей ХФТИ представлены в табл.1.

Таблица параметров пучков  
электронных ускорителей ХФТИ

<sup>1</sup> пп	Наименование параметра	Ед. изм.	ЛУЭ-10	ЛУЭ-40	КУТ	ЭПОС	ЛУЭ-300	ЛУЭ-2000
1	2	3	4	5	6	7	8	9
1	Энергия ускоренных электронов в максимуме спектра номинальная.	МэВ	8	30	10	20	250	1200
1.1	Пределы регулирования энергии ускоренных электронов.	%	±25	4-10 -50			+10 -40	+25 -50
1.2	Относительная ширина энергетического спектра (на полувысоте).	%	12	8			5	1,0
1.3	Относительная нестабильность энергии ускоренных электронов.	%	±5	±5			±5	+0,25
2	Длительность импульса тока ускоренных электронов.	Мкс	0,5÷2,0	4÷10			2,0	1,0
3	Частота следования импульсов тока пучка заряженных электронов.	e <sup>-1</sup>	6,12, 25, 50, 100, 150, 300	3,125; 6,25;12,5 ;25; 50			1÷100	1÷50
4	Ток пучка ускоренных электронов.							
4.1	В импульсе.	А	0,8÷1,2	0,1÷0,2			0,3	0,03
4.2	Средний.	МкА	50÷400	20	1000	500	60	1,5
4.3	Относительная нестабильность тока пучка ускоренных электронов.	%	±10	±10			±5	±10

На рис.1 и 2 представлены типичные схемы пучковых экспериментальных устройств для облучения детекторов высокоэнергетическими электронами и фотонами.

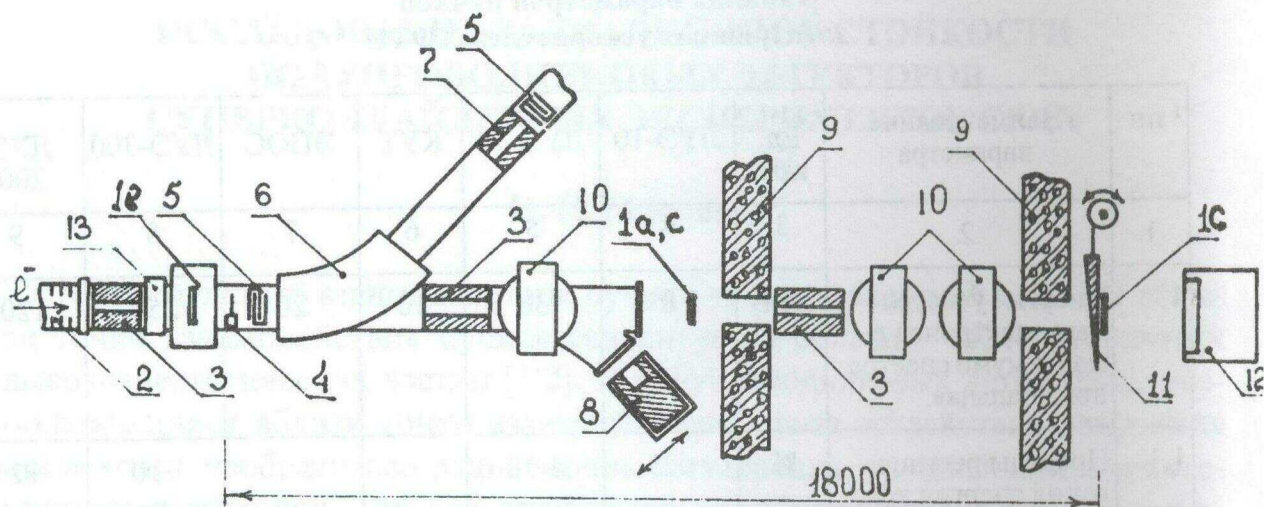


Рис. 1. Схема облучения ускоренными электронами и тормозным гамма-излучением на ускорителе ЛУЭ-2000.

1a - образец, облучаемый электронами; 1b - кристаллическая мишень в гониометрическом устройстве; 1c - образец, облучаемый гамма-квантами; 2 - ускорительная секция; 3 - коллиматор; 4 - аморфный электронно-фотонный конвертер; 5 - монитор вторичной эмиссии; 6 - отключающий магнит; 7 - коллиматор - монохроматор; 8 - цилиндр Фарадея; 9 - биологическая зона; 10 - очищающие магниты; 11 - гамма-электронный конвертер; 12 - квантометр; 13 - магнитно-индукционный монитор.

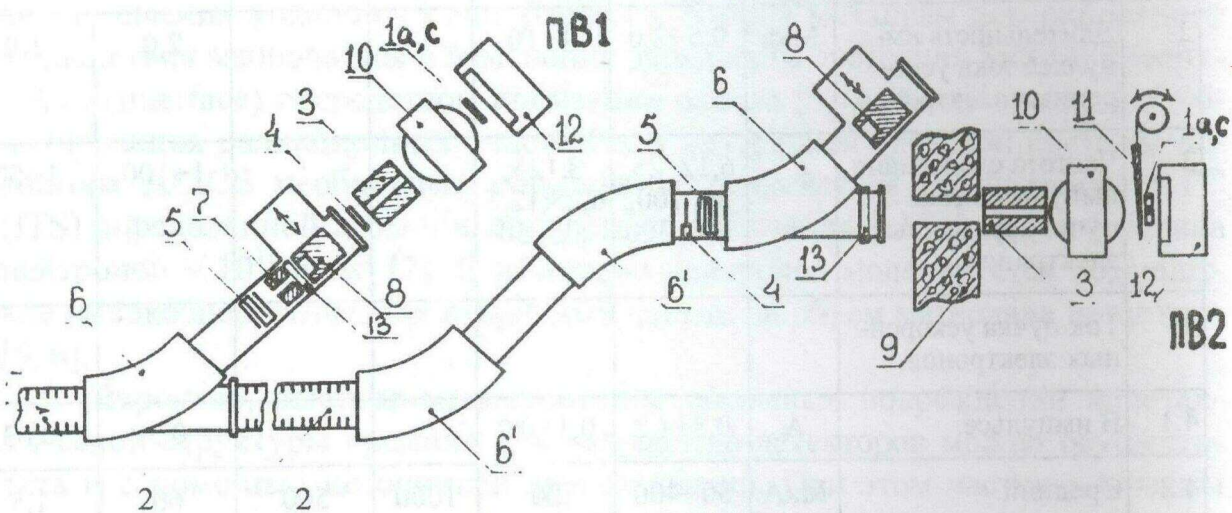


Рис. 2. Схема облучения электронами и тормозным гамма-излучением на ускорителе ЛУЭ-300.

ПВ1 - пучковый выход для частиц с энергиями 3- 30 МэВ;  
 ПВ2 - пучковый выход для частиц с энергиями 60 - 300 МэВ;  
 6' - отключающие магниты параллельного переноса пучка электронов;  
 остальные обозначения аналогичны, как на рис. 1.

## 2. Методика облучения

При проведении облучения полупроводниковых образцов изделий используются как пучки ускоренных электронов, так и пучки тормозного гамма-излучения. В зависимости от материала и размера образца изделия выбирается энергия частиц в интервале 5 - 1200 МэВ, достаточная для получения необходимой равномерности поглощенной дозы по объему образца.

### 2.1. Облучение электронами.

Схема облучения и диагностики пучков электронов показана на рис. 1, 2. Ток пучка электронов измеряется цилиндром Фарадея и монитором вторичной эмиссии. Неизменность тока пучка во время облучения контролируется с помощью пролётного датчика. Точность измерения тока электронного пучка не хуже 5%. Энергия электронов измеряется магнитным спектрометром, с погрешностью не более 5%. Плотность потока электронов  $\rho$  в месте расположения облучаемых образцов изделий определяется по току электронов и радиальному распределению плотности потока электронов.

Радиальное распределение плотности потока электронного пучка измеряется стеклянными и пленочными дозиметрами. Распределение во всех случаях, как правило, имеет форму, близкую к распределению Гаусса.

Поглощённая доза в тонком слое облучаемого образца изделий при облучении электронами определяется с использованием хорошо известных значений ионизационных потерь энергии электронов и измеренных интегральных плотностей потоков электронов  $F$ .

Поглощённая энергия в тонком слое и распределение поглощённой энергии по объёму образца изделия измеряются также с помощью цветочувствительных плёночных дозиметров ЦПД. Цветочувствительные дозиметры позволяют проводить измерения с погрешностью не более 20% при неизменных внешних условиях и температуре, не превышающей 60°C. Измерение оптической плотности дозиметров проводится с помощью спектрофотометров СФ-16 и микрофотометра ИФО-451.

Поглощённая доза в облучаемых объектах является одним из основных параметров, характеризующих взаимодействия ионизирующих излучений с веществом.

При облучении высокоэнергетическими частицами измерения только поглощённой дозы недостаточно. В случае высокоэнергетического облучения высокоэнергетическими частицами радиационные эффекты в значительной степени определяются радиационными дефектами структуры, возникающими вследствие смещения атомов вещества частицами воздействующего излучения [5 - 8].

Концентрация смещенных атомов оценивается по измерению вре-

мени жизни неравновесных носителей заряда в полупроводниковых образцах малых размеров.

Время жизни неравновесных носителей заряда является наиболее чувствительной к излучению электрофизической характеристикой полупроводникового материала. Например, при облучении электронами с энергией 10 МэВ изменение времени жизни ННЗ в кремнии можно измерить при интегральной плотности потока  $\sim 10^{11} \text{ e}^-/\text{см}^2$ , что соответствует поглощённой энергии  $\sim 30$  грэй.

Время жизни ННЗ связано с интегральной плотностью потока ускоренных электронов с соотношением

$$\frac{1}{\tau} - \frac{1}{\tau_0} = K_{\tau} E \quad (1.2)$$

где  $\tau_0, \tau$  - время жизни ННЗ в полупроводнике до и после облучения,  $K_{\tau}$  - коэффициент радиационного повреждения полупроводника по времени жизни ННЗ.

Изменение обратного времени жизни ННЗ удовлетворяет линейной зависимости [1,2] в большом интервале интегральных плотностей  $F$  (рис.3).

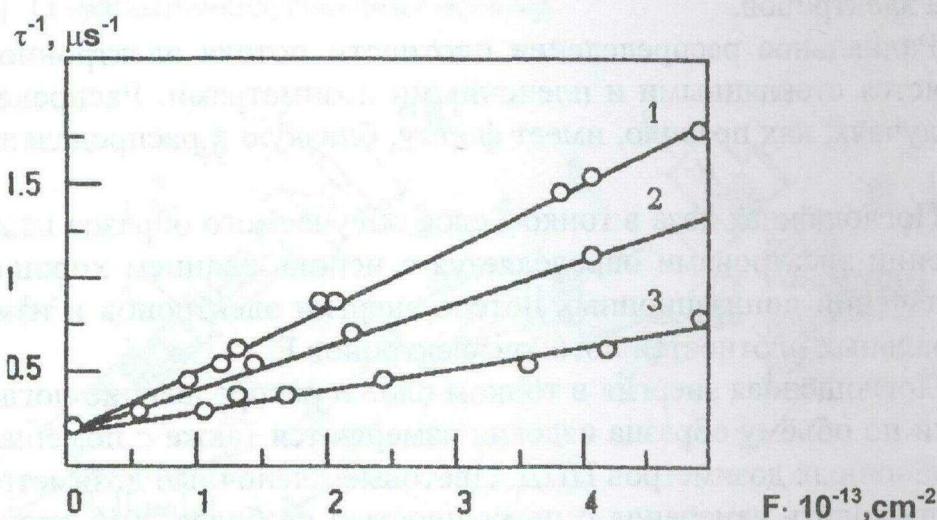


Рис. 3. Зависимость обратного времени жизни неравновесных носителей заряда в полупроводнике от интегральной плотности потока ускоренных электронов. Энергии ускоренных электронов: 1 - 5 МэВ; 2 - 30 МэВ; 3 - 120 МэВ.

## 2.2. Облучение гамма-квантами

Для получения тормозных гамма-квантов исходный пучок электронов конвертируется на танталовой аморфной мишени либо на кремниевой кристаллической мишени. С помощью кристаллической мишени можно получить спектр гамма-излучения, обогащенный в области гигантского резонанса фотоядерных реакций [9-10]. Кремниевая кристаллическая мишень располагается в гониометрическом устройстве с точностью отсчёта углов  $\sim 10^{-5}$  рад.

Плотность потока энергии тормозного излучения измеряется тол-

стенной ионизационной камерой или квантометром Вильсона. Распределение плотности потока, поглощённая доза тормозного излучения измеряются малогабаритной твердотельной камерой и плёночными дозиметрами.

Спектральные характеристики гамма-излучения измеряются методом пороговых ядерных детекторов либо методом "Гром" с применением комптоновского рассеяния гамма-квантов [11]. Энергетический спектр рассеянных гамма-квантов измеряется сцинтиляционными либо полупроводниковыми детекторами. Регистрация и анализ спектров производится электроникой в стандарте "КАМАК" и ЭВМ. Методика "Гром" позволяет измерять истинные спектры гамма-излучения практически при всех толщинах конвертеров и интенсивностях гамма-излучения.

Широкий диапазон энергий электронов (табл.1) позволяет создавать пучки гамма-квантов с различным характером воздействия на полупроводниковые материалы. Гамма-кванты с  $E_{\gamma}^{max}$  ( $E_{\gamma}^{max}$  максимальная энергия в спектре тормозного излучения) ниже порога фотоядерных реакций в основном создают одиночные смещения. Воздействие в этом случае аналогично воздействию гамма-источников  $^{60}\text{Co}$ .

Основным источником смещённых атомов при облучении высокоэнергетическими гамма-квантами являются ядра отдачи, образующиеся при фотоядерных реакциях [7, 8]. На рис. 4 показаны зависимости плотности вероятности образования смещения от энергии первично выбитого атома (ядра отдачи). Видно, что при облучении гамма-квантами  $E_{\gamma}^{max}$  выше порога фотоядерных реакций дефекты образуются, в основном, высокоэнергетическими ядрами отдачи.

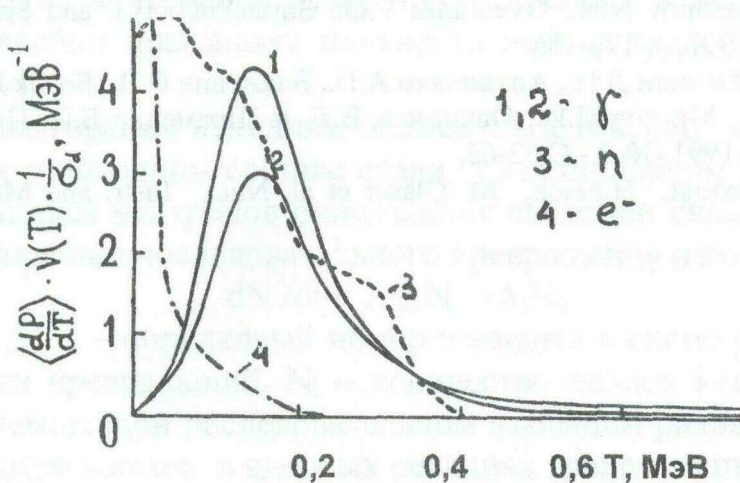


Рис. 4. Зависимость плотности вероятности образования смещённого атома (пара Френкеля) первично-выбитым атомом от его энергии T.

На рис. 4 также приведены плотности вероятностей образования

смещений в случае облучения нейтронами теплового и быстрого реакторов. Зависимости для быстрых нейтронов и  $\gamma$ -квантов аналогичны. И при облучении нейтронами, и при облучении гамма-квантами смещения создаются в основном высокоэнергетическими ядрами отдачи. Этот факт говорит о том, что с помощью высокоэнергетического гамма-излучения возможна имитация процессов [12], которые обычно имитируются в ЛНС детекторах с помощью нейтронов.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Graham R. Stevenson and Alberto Fasso. IEEE Trans. on Nucl Science, Vol. 39, № 6, December 1992, p. 1712-1719.
2. Technical Proposal for A Large Ion Collider Experiment at the CERN LHC. CERN/LHCC/95-71, 15 December 1995.
3. H. W. Kraner, Nucl. Instr. and Meth. 225, 1984, p. 615-618.
4. J. Kemmer and G. Lutz. Nucl. Instr. and Meth. A273, 1988, p. 588.
5. A. Holmes-Siedle, M. Robbins, S. Watts et al., Nucl. Instr. and Meth. A339, 1994, p. 511-523.
6. F. Lemeilleur, M. Glaser, E.H. M. Heijne, Proton and Gamma Irradiation of Silicon Detectors. CERN/ECP/93-8 Rev. 1993.
7. Маслов Н.И., Пугачев Г.Д., Хейфец М.И., Ганн В.В., Емец Н.Л., Ямницкий В.А. Физика и техника полупроводников.-1984.-Т. 18. '4.-С. 585-588.
8. Н.И. Маслов, Г.Д. Пугачев, М.И. Хейфец. Физика и техника полупроводников.-1982.-Т. 16.-№3. -С.513-515.
9. Antipenko A.P., Bochek G.L., Blazhevich S.V., Gann V.V., Dyul'dya S.V., Kulibaba V.I., Maslov N.I., Nasonov N.N., Truten' V.I., Shramenko B.I., Shul'ga N.F. Proceedings of the International Conference on Radiation Material Science, 1990. p. 25-33.
10. Antipenko A.P., Blazhevich S.V., Bochek G.L. Fomin S.P., Kulibaba V.I., Maslov N.I., Nasonov N.N., Ovehinnik V.D., Shramenko B.I. and Shul'ga N.F. Physics Letters. A158, 1991, p. 176-180.
11. Адейшвили Д.И., Антипенко А.П., Блажевич С.В., Бочек Г.Л., Каплий А.А., Кулибаба В.И., Маслов Н.И., Овчинник В.Д. и Шраменко Б.И. Приборы и техника эксперимента.-1991.-№ 2.- С.62-65.
12. Fretwurst, H. Feick, M. Glaser et al. Nucl. Instr. and Meth. A342, 1994, p. 119-125.