

НС 1100И

621.039

К78

Ордена Трудового Красного Знамени
Институт Физики

Крамер-Агеев Е. А., Големинов Н. Г.



ФАКУЛЬТЕТ
ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЙ
И ТЕОРЕТИЧЕСКОЙ ФИЗИКИ

РАДИОМЕТРИЯ И ДОЗИМЕТРИЯ ПРИ РАДИАЦИОННЫХ ИСПЫТАНИЯХ

Москва 1987

621-039
к-78

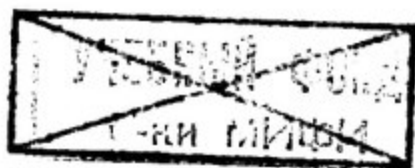
МИНИСТЕРСТВО ВЫСШЕГО И СРЕДНЕГО СПЕЦИАЛЬНОГО
ОБРАЗОВАНИЯ СССР

МОСКОВСКИЙ ОРДЕНА ТРУДОВОГО КРАСНОГО ЗНАМЕНИ
ИНЖЕНЕРНО-ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

Крамер-Агеев Е.А., Големинов Н.Г.

РАДИОМЕТРИЯ И ДОЗИМЕТРИЯ
ПРИ РАДИАЦИОННЫХ ИСПЫТАНИЯХ

Утверждено
редсоветом института
в качестве учебного пособия



Москва 1987

Крамер – Агеев Е.А., Големинов Н.Г. Радиометрия и дозиметрия при радиационных испытаниях: Учебное пособие. – М.: МИФИ, 1987. – 92 с.

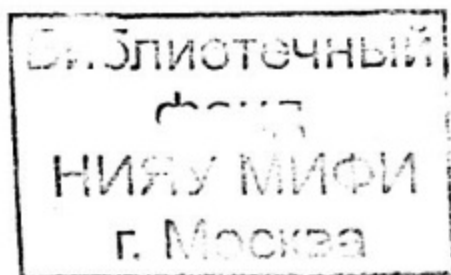
В пособии в сжатой форме рассмотрено воздействие ионизирующей радиации на полимерные материалы, металлы, керамики, стекла, полупроводники, что позволяет обосновать выбор меры радиационного воздействия (МРВ).

Приведены способы расчета концентрации смещенных атомов в кристаллических материалах в зависимости от сорта и энергии ионизирующих частиц. Описываются косвенные методы определения концентрации смещенных атомов как при нейтронном, так и фотонном облучении. Изложены методы экспериментального определения спектра частиц с помощью интегрирующих детекторов.

Системное изложение специфических методов и средств радиометрического обеспечения радиационных испытаний в отечественной учебной литературе аналогов не имеет.

Пособие рассчитано на студентов и слушателей курсов повышения квалификации, специализирующихся в области радиационной физики и радиационного материаловедения.

© Московский инженерно-физический институт, 1987 г.



ПРЕДИСЛОВИЕ

Предлагаемое учебное пособие посвящено обоснованию и описанию методов и средств дозиметрии и радиометрии ионизирующих излучений для обеспечения радиационных исследований и испытаний.

Под радиационным исследованием будем понимать всестороннее изучение воздействия ионизирующих излучений на материал или изделие. Под радиационным испытанием будем понимать выборочный контроль, проверку радиационной стойкости материала или изделия оговоренным (допустимым) уровням радиации. Радиационным испытаниям, носящим рутинный характер, обычно предшествуют радиационные исследования аналогичных материалов или изделий. Совершенно очевидно, что разработка методов определения характеристик поля излучения для сопровождения радиационных испытаний и исследований невозможна без понимания процессов, происходящих в материалах под действием излучения. Поэтому в пособии в сжатой форме приведены современные концепции воздействия ионизирующей радиации на различные материалы. Радиационная физика и радиационное материаловедение являются молодыми отраслями науки и часто одни и те же явления в них объясняются по-разному. Необходимость изучения воздействия ионизирующей радиации на материалы диктуется техническим прогрессом, экономикой, защитой окружающей среды. В соответствии с Энергетической программой СССР атомная энергетика будет развиваться опережающими темпами. Аналогичная тенденция отмечается в большинстве развитых стран мира. К 2000 году прогнозируется мощность всех атомных электростанций более 1000 ГВт. Намечается ускоренное внедрение высокотемпературных мощных реакторов с КПД около 40–50% против 30–33%, характерных для нынешнего поколения реакторов. Конструкции АЭС должны обеспечивать безопасную работоспособность в установленные проектами сроки. Под действием излучения атомных реакторов, особенно нейтронов, в корпусе реактора накапливаются радиационные дефекты, что приводит к изменению механических и иных характеристик материалов. Особое беспокойство вызывает увеличение хрупкости сталей, сдвиг границы перехода из пластического состояния в хрупкое в сторону больших температур.

При освоении космического пространства все большее значение будет придаваться беспилотным спутникам и кораб-

лям с ядерными энергетическими установками. Аппаратура, включая бортовые ЭВМ, в этом случае подвергается гамма-нейтронному облучению реактора и действию факторов космического пространства. Срок службы и вероятность сбоев аппаратуры должны быть известны. По оценкам такая ядерная энергетическая установка создает флюенс нейтронов порядка 10^{13} см^{-2} за год полета. В случае захода в радиационные пояса Земли на аппаратуру воздействуют протоны, электроны и тормозное излучение, возникающее при взаимодействии электронов с элементами спутника. Современная радиоэлектронная аппаратура создается на базе полупроводниковых приборов, которые весьма чувствительны к воздействию излучения.

Современная тенденция к миниатюризации приборов приводит к существенному увеличению допустимых флюенсов нейтронов, но в то же время уменьшается число допустимых актов взаимодействия, вплоть до десятков и единиц. В этом случае учет флуктуации числа взаимодействий и энергопередачи в них решается методами микродозиметрии.

С какой же точностью необходимо измерять параметры поля излучения при радиационных исследованиях и испытаниях? Совещание экспертов МАГАТЭ рекомендовало при радиационных испытаниях измерять поглощенную дозу в графите как базовом материале со средней квадратической погрешностью 5%. На 1-м симпозиуме Евroatома отмечалась необходимость того, чтобы погрешность определения поглощенных доз не превышала 5% при доверительной вероятности 0,95. По мнению ряда ведущих советских ученых технически, физически и экономически обосновано требование проводить измерения доз и флюенсов с погрешностью 8 - 15% при доверительной вероятности 0,95, а спектров частиц - до 30% [1].

В заключении хотелось бы отметить, что в области радиационной физики много нерешенных проблем, необъясненных явлений, противоречивых суждений. Она ждет притока свежих сил творческой молодежи.

Г Л А В А 1

ВОЗДЕЙСТВИЕ ИОНИЗИРУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ НА ОРГАНИЧЕСКИЕ МАТЕРИАЛЫ И ТРЕБОВАНИЯ К ВНУТРИРЕАКТОРНОЙ ДОЗИМЕТРИИ

При взаимодействии фотонного излучения с органическими веществами в диапазоне энергий фотонов от 100 кэВ до 10 МэВ преобладает комптоновское рассеяние. Образовавшийся свободный электрон обладает высокой энергией, которую он расходует на ионизацию и возбуждение атомов среды. Быстрые нейтроны в основном взаимодействуют с протонами, которые диссипируют полученную энергию так же на ионизацию и возбуждение атомов среды. Тепловые нейтроны вступают в ядерные реакции захвата на водороде и азоте. При образовании дейтерия дефект массы реализуется в виде фотона с энергией 2,2 МэВ. Испуская фотон столь высокой энергии, ядро дейтерия испытывает отдачу. Его энергия невелика (1,3 кэВ) для заметной ионизации, но оно может выбить атомы из молекул органических веществ.

Возбуждение, ионизация, выбивание атомов приводят к разрыву связей и образованию свободных радикалов или атомов. Образовавшиеся радикалы обладают высокой химической активностью.

Количественной мерой радиационно-химических изменений в веществах является выход реакции (G): число образовавшихся или распавшихся молекул при поглощении определенного количества энергии излучения. Традиционно выход реакции связывается с поглощением 100 эВ энергии излучения. В 1 г вещества при дозе 1 Гр будет образовано около $100G$ пикограмм-молей нового продукта.

При облучении органических газов наиболее интенсивно идет образование водорода. Радиационно-химический выход водорода при облучении метана равен 6,5, этана - 5, пропана - 4,3. В присутствии кислорода образуются сложные соединения, такие как ацетон ($G = 0,22$) и формальдегид ($G = 0,2$). При облучении ненасыщенных органических газов, например этилена или ацетилен, широко применяемых в дозиметрической аппаратуре, наряду с разложением интенсивно идет процесс полимеризации. Радиационно-химический выход образования полиэтилена равен 29, а купрена из ацетилен - 75. В присутствии благородных газов выход полимеров резко возрастает (до 1000) и намного превышает скорость радиационной диссоциации.

Не менее многообразно протекают радиационные превращения в полимерах.

Многочисленные исследования радиационных изменений позволили установить некоторые общие закономерности:

ароматические соединения обладают большей радиационной стойкостью;

соединения кислотного характера менее стабильны, чем основные;

окружающая среда оказывает существенное влияние на процессы, происходящие в период и после облучения;

технология облучения вещества и примеси могут изменить на порядок дозу излучения, вызывающую те или иные изменения свойств изучаемого объекта;

выход тех или иных реакций может зависеть от мощности дозы;

радиационно-химический выход в ряде случаев различен для нейтронов и фотонов.

Приведенные закономерности могут быть проиллюстрированы рядом примеров. Так, полистирол, содержащий боковые бензольные кольца, применим до 10^7 Гр (10^9 рад). А полиэтилен и полиметилметакрилат (плексигласс), у которых в структуре нет таких колец, имеют предел дозы 10^5 и 10^4 Гр соответственно [2].

Облучение и выдержка после облучения тонких пленок ряда полимеров на воздухе и в атмосфере инертных газов приводит к различным результатам. Например, облучение полиэтилена в присутствии кислорода приводит к снижению скорости образования "сшитой" структуры. С другой стороны, окисления полистирола в процессе облучения не происходит, однако окислительный процесс идет в период выдержки и длится не менее 3 недель. Предел прочности на растяжение фторопласта, облученного дозой 10 Гр в атмосфере воздуха, уменьшается в 2,3 раза, а в вакууме - в 1,2 раза.

Влияние примесей исследовалось различными авторами. Введение минеральных наполнителей увеличивает радиационную стойкость почти в 100 раз [2]. Введение сажи в полиэтилен уменьшает величину радиационных изменений коэффициента диэлектрических потерь.

При воздействии излучения различной интенсивности выход реакций может быть различен из-за конкуренции механизмов разрушения связей и образования новых связей в образце, с одной стороны, и окислительными процессами за счет диффундирующего кислорода, с другой.

Таким образом, радиационная стойкость органических материалов зависит от условий изготовления, проведения испытаний и выдержки после облучения. Индивидуальные свойства веществ затрудняют количественные обобщения. Во многих пластиках и каучуках преобладает процесс вулканизации (сшивки), приводящий к увеличению твердости, прочности на начальной стадии облучения, уменьшению растворимости. Этот процесс характерен для полистирола, полиэтилена, силиконов, неопрена.

Тефлон (фторопласт), политрифторэтилен, бутиловый каучук после облучения размягчаются из-за разрыва главной цепи полимера (эффект деструкции).

В качестве примера рассмотрим полиэтилен. При облучении полиэтилена возникают поперечные связи между отдельными цепями молекул. Процесс попарного сшивания молекул (димеризации) ведет к образованию сетчатой структуры. Поперечные связи в полимерах ответственны за образование неплавких и нерастворимых компонентов — гель-фракций. Заметное увеличение поперечных связей наблюдается в полиэтилене при облучении вплоть до $5 \cdot 10^4$ Гр, при этом добавляется примерно 1 связь на 2 тыс. атомов углерода. При указанной дозе полиэтилен переходит в неплавкое состояние. Он не плавится даже при температуре 300°C , а если его нагревать до более высокой температуры переходит в каучукообразное состояние. Облучение полиэтилена сопровождается газовыделением. При дозе $5 \cdot 10^5$ Гр образуется 700 мг водорода в 1 кг полиэтилена. Если полиэтилен облучать в вакууме, то его прочность возрастает до дозы 20 МГр, а при более высоких дозах уменьшается. Одним из интересных и недостаточно изученных эффектов является образование в полиэтилене и других диэлектриках заметных электрических зарядов и токов без приложения внешнего напряжения. Величина поверхностной ЭДС в облученном полиэтилене может достигать сотен и тысяч вольт. ЭДС возрастает при облучении и спадает после прекращения облучения по экспоненциальному закону. Проводимость полиэтилена при облучении увеличивается на 3 — 5 порядков даже при умеренной мощности дозы ($\sim 2 - 5$ м Гр с^{-1}). Электрическая прочность полиэтилена высокого давления практически не изменяется вплоть до дозы ~ 1 МГр. В полиэтилене низкого давления пробивное напряжение заметно изменяется даже при существенно более низких дозах.

В табл. 1.1 приведены сведения об изменении свойств некоторых полимеров. Эта таблица служит лишь для ориентировки

читателя. Конкретные данные для каждой марки полимера и технологии изготовления образца должны быть получены при проведении радиационных испытаний. В табл. 1.2 даны сведения о порогах повреждения ряда материалов. Порог повреждения — такая доза, при которой удается обнаружить изменение свойств.

Таблица 1.1

Изменение свойств некоторых полимеров под действием
ионизирующей радиации [3]

Полимер	Доза, Гр	Предел проч- ности, Н/м ²	Относит. уд- линение, %	Удельная теплоем- кость, Дж/(кг·К)
Полиэтилен низ- кой плотности	0	$1,2 \cdot 10^7$	53	1910
	10^5	$1,8 \cdot 10^7$	620	1870
	10^7	$1,2 \cdot 10^7$	30	1500
Полиэтилен вы- сокой плотности	0	$3,1 \cdot 10^7$	35	
	10^5	$3,1 \cdot 10^7$	32	
	10^7	$3,9 \cdot 10^7$	5	
Поливинилхлорид пластифицирован- ный	0	$1,3 \cdot 10^7$	250	
	10^5	$1,6 \cdot 10^7$	275	
	10^7	$1,0 \cdot 10^7$	25	
Фторопласт-4	0	$2,1 \cdot 10^7$	115	
	10^4	$0,9 \cdot 10^7$	21	
	$5 \cdot 10^4$	хрупок	-	
Полистирол	0	$1,5 \cdot 10^7$	350	
	10^5	$1,5 \cdot 10^7$	350	
	10^7	$1,4 \cdot 10^7$	5	
Полиуретан	0	$4,5 \cdot 10^7$	500	
	10^6	$3,2 \cdot 10^7$	500	
	10^7	$1,6 \cdot 10^7$	90	
Полиимид	$0-10^8$	Без измене- ния	Без изме- нения	

Таблица 1.2

Пороги повреждения полимеров
(изменения свойств незначительны)

Полимер	Порог повреждения, Гр
Фенольный пластик, армированный стекловолокном	$6 \cdot 10^7$
Фенольный пластик без наполнителя	$2 \cdot 10^4$
Эпоксидная смола с ароматическим отвердителем	$1,5 \cdot 10^7$
Полиуретан	10^7
Силикон с наполнителем из стекловолокна	10^7
Силиконовый каучук	$2 \cdot 10^4$
Полистирол	$6 \cdot 10^6$
Поливинилформальдегид	$1,5 \cdot 10^5$
Полиэтилен	$1,5 \cdot 10^5$
Поликарбонат	$2,5 \cdot 10^4$
Политрифторхлорэтилен	10^4
Полиметилметакрилат	$7 \cdot 10^3$
Фторопласт	$1,5 \cdot 10^2$
Натуральный каучук	$7 \cdot 10^4$
Полиуретановый каучук	10^4
Бутилкаучук	10^4

Большая часть исследований выполнена на кобальтовых и рентгеновских облучательных установках. Что же касается экспериментов на реакторе, то они зачастую не сопровождались должным метрологическим обеспечением. Выход многих реакций может зависеть от линейных потерь энергии (ЛПЭ) частиц. Данные по зависимости выхода тех или иных реакций от ЛПЭ противоречивы. Например, рядом авторов было установлено, что выход водорода из циклогексана не зависит от вида бомбарди-

рующих частиц: электронов с энергией 2 МэВ (ЛПЭ = 0,2 кэВ/мкм), дейтонов с энергией 14 МэВ (ЛПЭ = 7 кэВ/мкм), альфа-частиц с энергией 35 МэВ (ЛПЭ = 5 кэВ/мкм). С другой стороны, в работе Б.А. Браскмана сравнивался выход водорода при облучении циклогексана в полях смешанного нейтронного и гамма-излучений при одновременных точных калориметрических измерениях. Расчеты ЛПЭ дали значения 0,75 кэВ/мкм для гамма-излучения и 65 кэВ/мкм для нейтронов реактора ВВР. Выход водорода оказался на 28% меньше при действии смешанного излучения, чем при фотонном облучении. Выход стабильных продуктов радиолитического разложения полимерных пленок из диацетата целлюлозы, полиэтилена, фторопласта и полифторхлорэтилена не зависит от ЛПЭ в диапазоне 0,2 - 100 кэВ/мкм. Выход газов из жидких диэлектриков при облучении их быстрыми нейтронами больше, чем при облучении фотонами. В то же время выход трехвалентных ионов железа в водном растворе ферросульфата под действием нейтронов в 2 раза меньше, чем при гамма-облучении. Для электронов ЛПЭ изменяется от 25 до 0,1 кэВ/мкм, среднее значение ЛПЭ при облучении объекта фотонами ^{60}Co составляет около 0,3 кэВ/мкм. При протонном облучении значения ЛПЭ выше и изменяются от 100 кэВ/мкм при 60 кэВ до 5 кэВ/мкм при 10 МэВ. Считая, что толщина облучаемого объекта превышает пробег протона отдачи, было рассчитано среднее значение ЛПЭ по пробегу протона. Зависимость представлена на рис. 1.1. Затем были рассчитаны средние значения ЛПЭ для спектра протонов отдачи. Если взять совокупность "пробных" спектров, являющихся типичными для облучательных устройств, созданных на базе исследовательских реакторов, и найти средние значения ЛПЭ, оказывается, что они различаются лишь на 30%. Вариации радиационно-химического выхода, по крайней мере, не больше этого значения и для ферросульфатного раствора, например, не превышает 7%.

Из сказанного можно сделать выводы:

в поле смешанного фотонного и нейтронного излучения при исследовании воздействия излучения на органические материалы необходимо измерять компоненты поглощенной дозы;

при исследовании радиационного воздействия на органические материалы требование знания спектра нейтронов и фотонов не является необходимым;

при исследовании воздействия ионизирующего излучения с сильной вариацией интенсивности необходимо измерять мощность дозы.

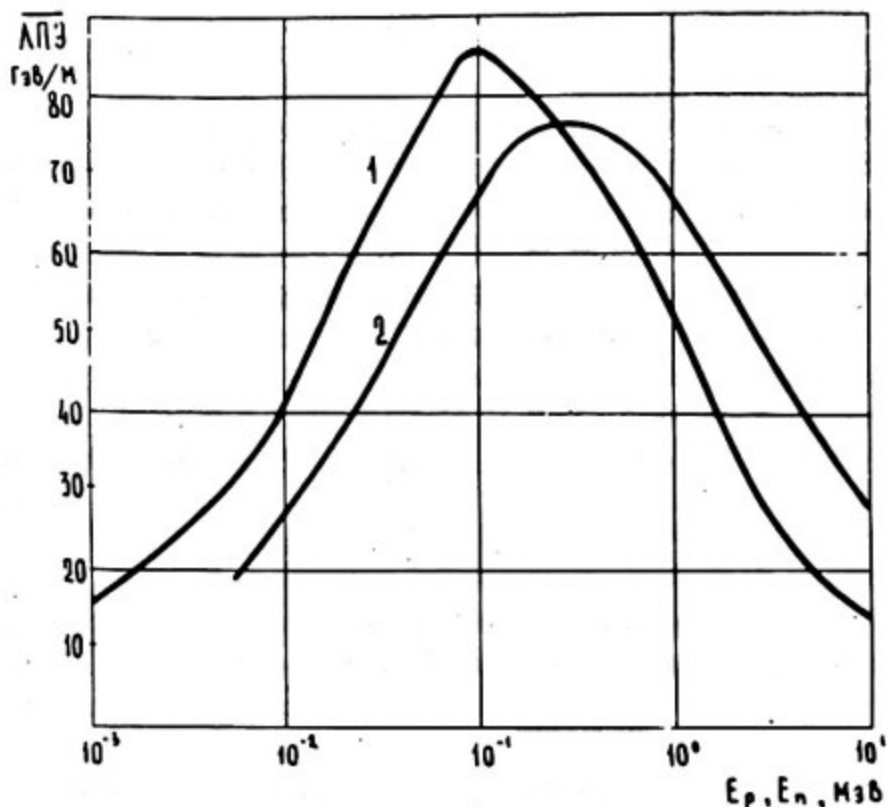


Рис. 1.1. Зависимость средних значений ЛПЭ в воде моноэнергетических протонов (1) и протонов отдачи при упругом рассеянии нейтронов (2)

Г Л А В А 2

ВОЗДЕЙСТВИЕ ИОНИЗИРУЮЩИХ ИЗЛУЧЕНИЙ НА МЕТАЛЛЫ. ТРЕБОВАНИЯ К ДОЗИМЕТРИИ

Идеальная решетка состоит из элементарных параллелепипедов. Координационное число (число соседей) для кубической решетки равно 6, объемно центрированной (ОЦК) - 8, гранецентрированной (ГЦК) - 12.

Теории, созданные для идеальных кристаллов, не могли объяснить ковкости, диффузии, скорости роста кристаллов. Например, предсказанная скорость роста кристаллов в 10^{40} раз ниже, чем экспериментальная. Таким образом, свойства кристаллов определяются не только формой решетки, но и дефектами строения. Различают точечные дефекты: вакан-

сии (т.е. пустой узел); междуузельные атомы (обычно около узла располагаются два атома, образуя гантель или статический краудин); комплексы точечных дефектов: дивакансии (2 пустых соседних узла), плоские тривакансии; линейные дефекты: дислокации (один размер велик, а два других сравнимы с межатомными размерами).

Вокруг дефектов возникает поле напряжений, приводящее к смещению атомов. Под действием ионизирующего излучения в металлах рождаются новые дефекты, что приводит к изменению их свойств.

Металлы, в целом, обладают высокой радиационной стойкостью. Детектируемые изменения свойств возникают при флюенсе быстрых нейтронов более 10^{18} см⁻². Для получения такого же эффекта при фотонном облучении требуются на несколько порядков большее значение флюенса.

Облучение, увеличивающее концентрацию дефектов, естественно, влияет на свойства материала, и чем меньше в нем исходных нарушений структуры, тем скорее проявятся последствия облучения.

В результате взаимодействия быстрых нейтронов с атомами среды возникают первично выбитые атомы (ПВА), энергия которых может быть достаточной для смещения в последующих соударениях соседних атомов. Часть энергии ПВА в процессе размена энергии идет на ионизацию и возбуждение атомов, а часть рассеивается в упругих ион-атомных соударениях. В металлах, в отличие от органических материалов, диэлектриков и полупроводников, ионизационными процессами можно пренебречь, так как смещенные электроны в атомах металла практически мгновенно возвращаются в свое нормальное положение. Образовавшиеся в результате ион-атомных соударений вакансии и междуузельные атомы ведут себя неодинаково. Энергия, необходимая для миграции в металле междуузельного атома, существенно меньше, чем для миграции вакансии. В ряде металлов наблюдается миграция междуузельных атомов, начиная с температуры порядка 10 К, а вакансий — лишь при комнатной и более высокой температуре. Созданные облучением точечные дефекты мигрируют, перескакивая из одного узла кристаллической решетки в другой. При встрече вакансии и междуузельного атома последний может занять узел, и тогда произойдет аннигиляция дефекта. При встрече однотипных дефектов может наблюдаться их взаимное притяжение с образованием скоплений как вакансий, так и между-

узельных атомов. При малом числе вакансий образуется полость в металле. С увеличением концентрации вакансий полость сплющивается в диск, а затем возникает кольцевая дислокация — дислокационная петля. Междоузельные атомы склонны к образованию конфигураций типа диска, расположенного между плоскостями кристалла.

Инертные газы нерастворимы, и молекулы их, например гелия, возникающего в ядерных реакциях, проникают внутрь скоплений вакансий и могут вызвать макроскопическое увеличение размеров кристалла. Для некоторых материалов, содержащих бор, этот механизм радиационных нарушений является определяющим.

Концентрация первичных дефектов при воздействии облучения может быть рассчитана или аналитически на основе какой-либо модели, или с помощью ЭВМ методом Монте-Карло с применением подходящего потенциала межатомного взаимодействия. В первом случае упорядоченность структуры учитывается лишь введением эффективной пороговой энергии образования дефектов, в остальном свойства среды гомогенизируются. Метод Монте-Карло позволяет более корректно учесть кристаллическую структуру вещества и проследить за развитием каскада смещений при нейтронном облучении, включая эффекты каналирования и фокусировки [4, 5]. Из этих расчетов следует, что время развития каскада составляет 10^{-13} с. Каскад смещений в металлах порождает группу субкластеров. За время порядка 10^{-12} с смещенные атомы уходят из центральной части области разупорядочения. Предполагается, что внутри узких зон диаметром 1,5 — 2 нм происходит разогрев до 10^4 К и плавление. При остывании зоны до 800°C вакансии мигрируют в центр области разупорядочения. При малом теплоотводе пора сужается (10^{-10} с), а затем "схлопывается" в диск. Время счета на БЭСМ-6 достигает 20 ч. Расчеты по методу Монте-Карло позволяют представить картину развития каскада и миграции междоузельных атомов и вакансий. Количественные результаты зависят от параметров исходной модели: размеров кристалла, межатомного потенциала и конфигурации начальных нерадиационных дефектов.

Вопросы радиационного воздействия на металлы обобщены в ряде монографий [4, 6]. Рассмотрим, базируясь на указанных работах, основные особенности радиационного воздействия на металлы.

Если в элементарном акте взаимодействия образуется ПВА с энергией, незначительно превышающей эффективный порог смещения T_d (не более $10 T_d$), то возникают так называемые фокусирующие столкновения вдоль плотных направлений кристаллической решетки. Фокусирующее столкновение завершается смещением атома из узла только в конце каскада таких столкновений. Если плотность дислокаций в материале 10^{13} см^{-2} , то образование дефектов увеличивается вдвое по сравнению с бездислокационным материалом из-за того, что дислокации являются местом "разрядки" фокусирующих столкновений. Роль фокусирующих столкновений велика для плотноупакованных кристаллов. При больших энергиях ПВА развивается каскад смещений, в котором в начальной стадии концентрации междоузельных атомов и вакансий одинаковы.

В конце пробега ПВА могут возникнуть тепловые пики из-за сильного возбуждения атомов решетки и разрыва связей между атомами. Чем меньше теплопроводность среды, тем они интенсивнее и тем продолжительнее время их существования. Очевидно, что тепловые пики должны ярче всего проявляться в тугоплавких металлах. Температура разогретой области может достигать 4000°C . На границе возникают пластические деформации, приводящие к появлению дислокационных петель с радиусом порядка 1 нм.

Если возбуждение атомов вещества достаточно велико и происходит разрыв связей, то по модели, предложенной Бринкменом, атомы из узлов решетки начинают внедряться в междоузлия. Расплавление области, охватывающей до 10^4 атомов, сопровождается турбулентными потоками атомов. Остывание за время порядка 10^{-12} с начинается с периферии и завершается в центре области. Размер зоны смещений в меди, облучаемой нейтронами с энергией 2 МэВ, достигает 7,5 нм.

В отличие от Бринкмена, Зеегер предложил модель, в соответствии с которой в конце пробега ПВА также возникает зона смещений. Однако часть атомов не остается вблизи зоны вакансий, а уходит от нее на десятки нм, перемещаясь в виде динамического кроудиона, т.е. путем последовательного смещения атомов вдоль направления плотной упаковки.

Остановимся на некоторых моделях внешнего проявления образованных тем или иным путем точечных дефектов, как простейших нарушений кристаллической решетки. К ним относятся вакансии, междоузельные атомы и примесные атомы. Для металлов, как указывает М. Томпсон, лучшей моделью является вакансионная полость в жесткой среде.

Пусть образовались вакансии. Это означает, что в веществе возникли полости объемом $V = \frac{4}{3} \pi r_a^3$, где атомный радиус

$$r_a = \sqrt[3]{\frac{10^{-23} A}{8 \pi \rho}} \quad (\rho - \text{плотность вещества, г/см}^3; A -$$

относительная атомная масса). Ушедшие из полостей атомы равномерно распределяются на поверхности кристалла. Из-за жесткости среды объем должен сохраниться и в пересчете на один атом:

$$4\pi R^2 \Delta R = \frac{4}{3} \pi r_a^3; \quad \Delta R = r_a^3 / 3R^2,$$

где R - радиус микрокристалла.

Энергия образования вакансии U_0 определяется как разность поверхностных энергий кристалла с полостью и без нее:

$$U_0 = 4\pi r_a^2 \gamma + 4\pi R^2 \gamma + 8\pi R \Delta R \gamma - 4\pi R^2 \gamma = 4\pi r_a^2 \gamma \left(1 + \frac{2r_a}{3R}\right),$$

где γ - удельная поверхностная энергия. Но так как $R \gg r_a$, то $U_0 \approx 4\pi r_a^2 \gamma$. Для большинства металлов $r_a \approx 0,15$ нм. Величина γ по порядку величины равна 10 эВ·нм⁻². Откуда $U_0 \approx 3$ эВ.

Из модели полости в жесткой среде следует важное заключение, что вакансиям энергетически выгодно образовывать скопления. Действительно, объем n тесно расположенных вакансий равен nV_a , и энергия, необходимая для создания такой полости, равна $U = n^{2/3} U_0$. Дж. Эшелби с учетом упругих сил показал, что образование вакансии приводит к изменению объема:

$$\Delta V = 12 \pi r_a^2 \delta_0 \frac{1-\nu}{1+\nu},$$

где ν - коэффициент поперечной деформации или коэффициент Пуассона (для металлов $\nu \approx 0,3$); δ_0 - смещение (деформация), отрицательное для вакансии.

При образовании скоплений точечных дефектов суммарное изменение объема не является аддитивной величиной. Пусть n одиночных дефектов образуют сферу радиусом r_n . Тогда $r_n = r_a n^{1/3}$, $\Delta V = 12 \pi r_a^2 n^{2/3} \delta_0 \frac{1-\nu}{1+\nu}$. Для достаточно больших блоков вещества значение δ_0 определяется только упругими свойствами среды и равно: $\delta_0 = 3\gamma / 4\mu$. Здесь μ - модуль упругости при сдвиге, для типичных металлов $\mu \approx 1000$ эВ·нм⁻³

и $\delta_0 \approx 0,0075$ нм. Для одиночной вакансии уменьшение объема составит $0,43 V_a$.

Изменение объема является фундаментальной величиной и определяет деградацию многих характеристик металла.

Величина удельного электрического сопротивления зависит от рассеяния электронов проводимости на фононах и дефектах структуры. Созданные облучением дефекты могут быть заряжены, и рассеяние электронов будет определяться статическими искажениями решетки вокруг дефекта и рассеянием на заряженном дефекте. Статические искажения вокруг вакансии невелики, и преобладает влияние заряда вакансии на электросопротивление; для междоузельных атомов, наоборот, доминирует вклад от искажения решетки. В целом, изменение удельного сопротивления, в первую очередь, определяется междоузельными атомами. Установлено, что с ростом скопления дефектов в комплексе изменение сопротивления в расчете на один дефект монотонно уменьшается. Была получена простая зависимость для относительного изменения электросопротивления [6]: $\Delta \rho / \rho_0 = (\alpha_\rho / \alpha_V + \alpha_d) \Delta V / V$. Здесь $\Delta V / V$ - относительное изменение объема; α_ρ - тепловой коэффициент электросопротивления; α_V - тепловой коэффициент изменения объема; α_d - коэффициент изменения электросопротивления на единицу изменения объема $\alpha_d \approx \frac{4}{3} \frac{\pi \hbar N r_a}{\pi q^2 \rho_0}$, где \hbar - постоянная Планка; N - концентрация атомов (см^{-3}); r_a - атомный радиус; n - концентрация свободных электронов (см^{-3}); q - заряд электрона; ρ_0 - начальное удельное сопротивление.

Теплопроводность λ и удельное сопротивление ρ связаны законом Видемана-Франца $\lambda \rho = \pi^2 k^2 T / 3 q^2$, где k - постоянная Больцмана, T - температура, К. Следовательно, изменение теплопроводности определяется расширением или сжатием кристалла.

Деградация механических свойств также связывается с изменением объема при облучении.

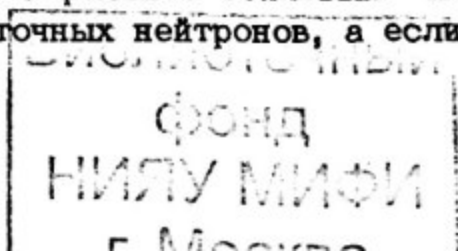
Как видно, изменение объема зависит от конфигурации дефектов, наличия стоков междоузельных атомов и свойств кристалла. При анализе радиационного воздействия необходимо иметь в виду так называемый нестационарный отжиг дефектов. В работе [6] проведено сравнение оценок числа смещенных атомов по расчетам Зейтца и Келлера и из данных по запасенной энергии, которое позволило установить, что 86% междоузельных атомов отжигается непосредственно во время об-

лучения. Нестационарный отжиг происходит из-за слияния или аннигиляции расположенных близко друг к другу дефектов. По оценке Билера [4] за счет нетермического отжига точечных дефектов в железе, созданных ПВА с энергией 10 кэВ, половина всех дефектов аннигилирует. В экспериментах по облучению меди нейтронами реактора обнаружено образование отождествляемых с вакансиями мелких скоплений, концентрация которых примерно в 10 раз меньше концентрации начальных точечных дефектов, создаваемых облучением. М. Томпсон отмечает: "В настоящее время не существует приемлемого решения задачи ни вычислительными, ни аналитическими методами".

Таким образом, можно предположить, что в процессе облучения и после облучения происходит перестройка дефектов, а свойства материала изменяются не аддитивно с ростом концентрации дефектов в скоплениях.

Правомочен вопрос, как зависит скопление вакансий и образование дислокаций от энергии нейтронов. В настоящее время большинство исследователей считают, что изменение свойств при нейтронной бомбардировке пропорционально концентрации точечных дефектов. Такая концепция была бы справедлива, если бы удалось показать для металлов, что образование скоплений пропорционально числу начальных дефектов. При электронной бомбардировке ($E = 2,35 \text{ МэВ}$) вольфрама методами автсионной микроскопии обнаружили вакансии и комплексы междоузельный атом - атом примеси. При бомбардировке электронами с энергией 240 МэВ, кроме упомянутых дефектов, возникали вакансионные поры диаметром порядка 1 нм и обедненные зоны диаметром около 3 нм. Нейтронное облучение приводило к образованию единичных вакансий и дивакансий, небольших скоплений вакансий, единичных смещенных атомов в комплексе с атомами примесей, вакансионных пор диаметром около 1,5 нм, обедненных зон размером порядка 5 нм с атомной концентрацией вакансий 15 - 25%, дислокаций и дислокационных петель. Аналогичные дефекты были обнаружены и в платине.

В какой-то мере задача могла бы быть решена при проведении облучений в полях нейтронов с различным соотношением потоков тепловых и быстрых нейтронов и имеющих существенные различия в спектрах быстрых нейтронов. Для истолкования полученных в результате облучения данных необходимо располагать сведениями о флюенсе тепловых нейтронов, спектрах быстрых и промежуточных нейтронов, а если место



облучения удалено от активной зоны, то и о спектре фотонов. Если подтвердится, что свойства изменяются пропорционально концентрации смещений, то задача радиометрического сопровождения упрощается и появляется возможность экспериментального определения величин, пропорциональных накоплению дефектов.

Г Л А В А 3

ВОЗДЕЙСТВИЕ ИОНИЗИРУЮЩИХ ИЗЛУЧЕНИЙ НА ПОЛУПРОВОДНИКИ. ТРЕБОВАНИЯ К ДОЗИМЕТРИИ

Полупроводниковые материалы, используемые в радиоэлектронных приборах, обладают высокой чистотой, малой концентрацией дислокаций. Невысокая радиационная стойкость полупроводников, с одной стороны, требует пристального исследования радиационного изменения свойств, с другой стороны, облегчает проведение таких исследований.

При изучении радиационных эффектов в полупроводниках следует различать необратимые и переходные изменения свойств. К необратимым относятся эффекты, связанные с образованием междоузельных атомов и вакансий, кластеров, дефектов, дислокаций, внедренных атомов. Переходные нарушения возникают вследствие ионизационных процессов, сопровождающихся образованием носителей заряда. Эти нарушения равновесной концентрации носителей заряда сравнительно быстро восстанавливаются после прекращения облучения.

Пусть в объеме полупроводника поле ионизирующего излучения постоянно. Концентрация электронов и дырок определяется их генерацией (g) и временем жизни (τ_e или τ_p):

$$g = \frac{P\rho}{w},$$

где P - мощность поглощенной дозы, ρ - плотность материала, w - работа образования электронно-дырочной пары. В грубом приближении можно считать, что значение w равно утроенной ширине запрещенной зоны.

Время биполярной диффузии из плотного трека составляет 10^{-9} - 10^{-8} с, а затем заряды могут растягиваться приложенным внешним полем. При этом через полупроводник (или изолятор) потечет ток (J):

$$J = \Delta n q \mu_e \frac{U}{d} S + \Delta p q \mu_p \frac{U}{d} S = \frac{\rho_p V U q}{\omega d^2} (\tau_e \mu_e + \tau_p \mu_p) =$$

$$= \frac{\rho_p V q}{\omega} \left(\frac{\tau_e}{T_e} + \frac{\tau_p}{T_p} \right),$$

где μ_e , μ_p - подвижность электронов и дырок; τ_e , τ_p - время жизни избыточных носителей; q - заряд электрона; U - приложенная разность потенциалов; d, S, V - толщина, площадь и объем образца; ρ - плотность материала; T_e, T_p - время пролета.

Для омических контактов и при отсутствии ловушек носителей $\tau_p = \tau_e = \tau$.

$$J = \frac{q \rho_p V \tau U}{\omega d^2} (\mu_e + \mu_p).$$

С ростом приложенного внешнего поля, растет и величина заряда, наведенного в полупроводнике. Пусть емкость образца равна C и $C = \frac{\epsilon \epsilon_0 S}{d}$ (ϵ - диэлектрическая проницаемость). Рассмотрим случай $UC = q q \tau V$, т.е. $\frac{U \epsilon \epsilon_0 S}{d} = q q \tau V$.

Домножив на μ правую и левую часть равенства, получим:

$$\frac{U \mu}{d^2} = \frac{q q \mu}{\epsilon \epsilon_0 \tau} = \frac{1}{T_{пр}}$$

Введем время диэлектрической (максвелловской) релаксации:

$$\tau_{рел} = \frac{\epsilon \epsilon_0}{q q \tau \mu}.$$

Оно характеризует длительность процесса компенсации заряда, генерируемого излучением, объемным зарядом внешнего поля.

Тогда ток будет равен: $J = q \frac{\rho_p V}{\omega} \frac{\tau}{\tau_{рел}}$. Следовательно, при больших полях ток не зависит от приложенного напряжения, так как время пролета равно $\tau_{рел}$. $T_{пр}$ и $\tau_{рел}$ уменьшаются с ростом напряжения.

Дефекты кристаллической решетки могут создаваться быстрыми и тепловыми нейтронами, электронами, протонами, ядрами более тяжелых элементов, способными передать ПВА достаточную энергию для преодоления сил связи. Первичными де-

фектами кристаллической решетки являются вакансии и междоузельные атомы. Начальные стадии образования дефектов структуры во многом подобны тем, что происходят в металлах. Однако есть и различия. Например, для материалов с алмазоподобной решеткой фокусирующие столкновения маловероятны, возрастает роль каналирования.

Для понимания процессов, происходящих в кристалле при развитии каскада смещений, многое дали расчеты на ЭВМ по методу Монте-Карло. По мнению В.М. Ленченко [7] каскад смещений, приводящий к образованию разупорядоченной области (кластера), возможен, если энергия ПВА превышает 1 кэВ. Структуры разупорядоченных областей в германии, кремнии и особенно в полупроводниках $A^{III}B^V$ сильно различаются. В кремнии кластер разбивается на ряд подобластей. В центре разупорядоченной области расположены вакансии, на периферии — междоузельные атомы. Размер кластера может достигать 100 нм. На рис. 3.1 показан результат расчета структуры каскада смещений. В германии размеры кластера меньше и не превышают 70 нм. Плотность нарушений в германии боль-

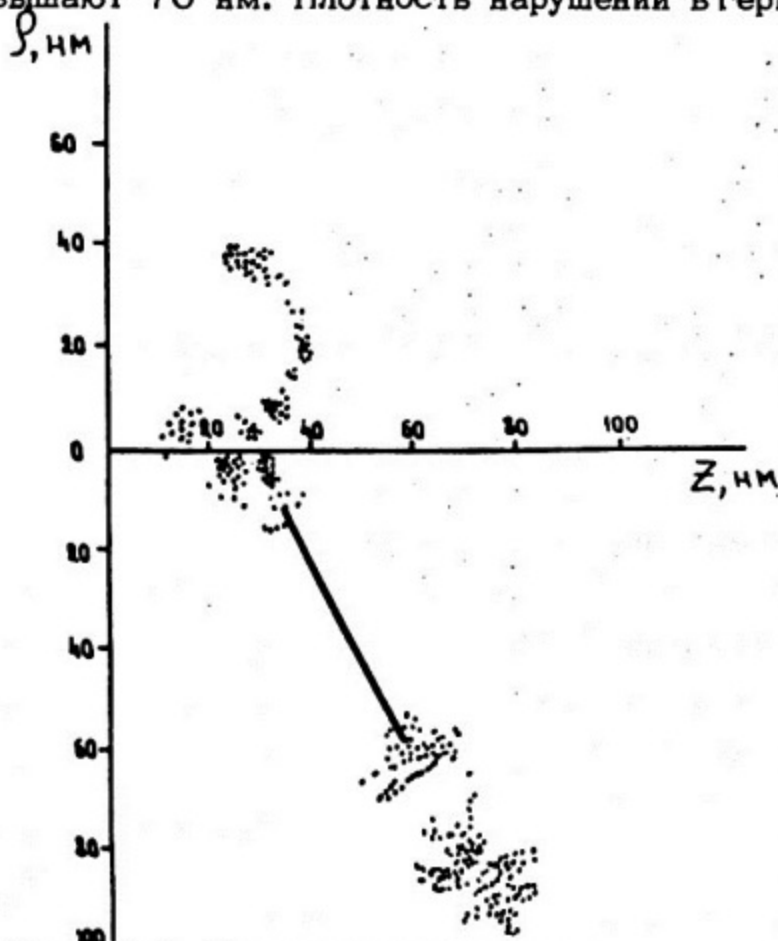


Рис. 3.1 Проекция типичного каскада смещений

ше, чем в кремнии, концентрация вакансий в первичном субкластере может достигать величины 10^{20} см⁻³. Время развития каскада 10^{-14} с. Область, примыкающая к кластеру, оказывается возбужденной, процесс остывания длится около 10^{-10} с. Метод машинного моделирования пока не позволяет дать ответ на вопрос о дальнейшей судьбе первичных дефектов. Наиболее простой прием для прогнозирования остаточных дефектов заключается в том, что после расчета пространственной конфигурации каскада полагали, что дефекты аннигилируют, если междоузельный атом отстоит от вакансии не далее 10 междоузельных расстояний. Остальные вакансии образуют стабильные дефекты.

В.Л. Винецкий и А.В. Кондрачук предложили диффузионную модель выхода вакансий из сферического кластера. Задавая коэффициент диффузии вакансий, концентрацию кислорода и коэффициент захвата вакансии атомом кислорода и вакансией, они установили, что дивакансии сосредоточены в основном внутри первоначальной области разупорядочения, а область А-центров (ассоциация вакансия-кислород) простирается на большие расстояния.

Вакансии, возникающие как первичный дефект, могут быть нейтральными, положительно и отрицательно заряженными, дважды отрицательно заряженными. В зависимости от заряда вакансии отжигаются при различных температурах от 60 до 180 К [8]. Вакансии ассоциируют с различными несовершенствами кристалла. В кремнии, выращенном по методу Чохральского и содержащем в междоузлиях 10^{17} - 10^{18} атомов кислорода в см³, велика вероятность образования А-центров. Температура отжига весьма высока - 575 К. Другим устойчивым комплексом является ассоциация вакансия-легирующая донорная примесь \bar{V} группы (Е-центр), которая сохраняется до 650 К. Комплекс вакансия-акцепторная примесь III группы устойчив вплоть до 600 К.

Наконец, непосредственно под действием облучения и на стадии нестационарного отжига возникают дивакансии. Они могут существовать в различных зарядовых состояниях и создавать энергетические уровни в запрещенной зоне, отстоящие от границы зоны проводимости E_c на 0,35 и 0,54 эВ и от границы валентной зоны E_v на - 0,32 эВ.

Основным составным элементом большинства идентифицированных комплексов дефектов, по мнению Воткинса, явля-

ются вакансии. Вопрос о судьбе междоузельных атомов до конца не решен. Присутствующие всегда в кремнии атомы углерода, по мнению Вина, являются стоками для междоузельных атомов: атомы кремния замещают углерод в узлах решетки.

Об электрической активности междоузельных атомов нет единой точки зрения. Считают, что междоузельный атом кремния может не иметь заряда и быть положительно или отрицательно заряженным. Более того, в последние годы все больше сторонников завоевывает альтернативная модель кластера дефектов, в которой превалирует влияние междоузельных атомов. Предполагается, что вакансии более подвижны и уходят из центра разупорядоченной области.

Радиационные дефекты создают уровни в запрещенной зоне полупроводника, положение которых может зависеть от природы и энергии частиц, которыми облучают материал. В германии различные виды излучения создают приблизительно одинаковые уровни. В кремнии под действием электронов создается не менее 12, а нейтронов - 16 уровней. Среди них есть совпадающие с точностью до погрешностей определения, но есть и не совпадающие. Скорость введения отдельных уровней различна при бомбардировке частицами различных энергий. С наибольшей скоростью при электронном облучении вводятся уровни $E_C - 0,16$ (А-центр), $E_C - 0,40$ (Е-центр), $E_V + 0,45$ (вакансия-акцептор), $E_V + 0,35$ и $E_V + 0,01$ эВ. Сечение образования уровней $E_C - 0,41$; $E_V + 0,34$; $E_V + 0,18$ эВ под действием Co^{60} находится в пределах $(3 \div 6) 10^{-28}$ см². При нейтронной бомбардировке сечение образования уровней $E_C - 0,39$; $E_V + 0,34$; $E_V + 0,17$ эВ составляет $(4 \div 10) 10^{-23}$ см².

Для ковалентных кристаллов лучше всего применима модель межатомных связей [4]. Если атом удаляется из элементарной ячейки, то происходит разрыв z связей и восстановление $z/2$ связей, когда атом оказывается на поверхности блока вещества. Если обозначить через L_S скрытую теплоту испарения, отнесенную к одному атому, и учесть, что каждая связь одновременно принадлежит двум атомам, то энергия связи может быть рассчитана:

$$L_S = \frac{1}{2} z w.$$

Следовательно, для образования вакансии необходимо совершить работу, равную L_S . Здесь не учитывается возможность перегруппировки разорванных связей и высвобождение за счет

этого дополнительной энергии. Для ковалентных кристаллов, однако, различие с экспериментом не превышает 5 - 10%. Для дивакансии расчет приводит к меньшей затрате энергии, так как разрывается $2z-1$, а восстанавливается z связей.

$$(2z-1)\omega - 2\frac{1}{2}z\omega = 2L_s\left(1 - \frac{1}{z}\right).$$

Для решетки типа алмаза ($z=4$) энергия образования дивакансии на 50% меньше, чем для двух вакансий. Для границентрированной кубической решетки ($z=12$) различие энергии образования дивакансии и двух вакансий снижается до 16%. Следовательно, образование дивакансий энергетически более выгодно в любых кристаллах. Под действием фотонного излучения дефекты распределяются гомогенно по объему полупроводника, нейтронное облучение создает кластеры дефектов. Нейтрон с энергией 1 МэВ создает до 1000 смещений. Вероятность образования тех или иных типов дефектов существенным образом зависит от температуры, приложенного электрического поля, механических напряжений в кристалле. Отмечается, что с ростом температуры и внешнего электрического поля увеличивается концентрация вторичных радиационных дефектов. Напряженность поля 30 - 50 В/см уменьшает вероятность аннигиляции первичных дефектов в кремнии.

Поскольку при нейтронном облучении образуются кластеры с высокой концентрацией дефектов, правомерен вопрос, возможна ли аморфизация внутри такой области. В исследовании нарушений структуры кремния при бомбардировке ионами кремния с энергиями 30 - 100 кэВ и бора с энергиями 30 - 240 кэВ установлено, что критическое значение упругих потерь энергии для аморфизации составляет 490 эВ/нм. Энерговыведение, приводящее к аморфизации, оценивается величиной $(5\div 6) \cdot 10^{23}$ эВ/см³. Для создания аморфной зоны необходимо попадание в эту область не менее двух ионов.

Для сложных полупроводников группы $A_{III}V_{V}$ нет столь подробных сведений, как для кремния и германия.

Сообщалось о введении 4 глубоких электрических ловушек с энергиями от $E_c - 0,4$ эВ до середины зоны как протонным, так и нейтронным излучением.

С. Мирич и М. Стоич наблюдали 3 стадии отжига радиационных дефектов, созданных нейтронами в $GaAs$ при температурах 260°, 390°, 490° С. Дефекты, созданные нейтрона-

ми, проявляли только акцепторные свойства. Облучение фотонами ^{60}Co привело к образованию акцепторных центров в n -арсениде галлия и донорных в p -материале. Отжиг дефектов, созданных фотонами, происходил в 2 стадии. Радиационные дефекты, по мнению авторов, присутствуют в основном в виде ассоциаций.

При исследовании влияния электронного и нейтронного облучения на люминесценцию и электрические свойства арсенида галлия было установлено, что в зависимости от вида облучения могут образовываться два типа разупорядоченных областей – скопления преимущественно междоузельных атомов и скопления смешанного типа. Пороговые энергии их образования различны (2,8 и 15 кэВ).

Описанные выше радиационные дефекты относятся к объемным повреждениям полупроводников. В последние годы значительный интерес проявляется к МДП (металл-диэлектрик-полупроводник) – приборам, так как они легко поддаются интеграции. Радиационные повреждения таких устройств связаны с нарушениями в области границы раздела диэлектрик – полупроводник. Одним из проявлений действия радиации является появление положительного пространственного заряда в слое диэлектрика. Величина и локализация заряда зависят от направления и величины напряженности электрического поля во время облучения. Пространственный заряд создается при облучении МДП структур электронами, нейтронами, рентгеновскими и гамма-лучами. При образовании электронно-дырочных пар дырки преимущественно захватываются в узкие и локализованные зоны с уровнем $E_V + 0,4$ эВ. Дырки захватываются и ловушками у поверхности раздела. Ряд авторов полагает, что это связано с обрывом связей $\text{Si}-\text{H}$. Группы OH понижают эффективную генерацию дефектов, кроме того, они выступают как электронные ловушки и противодействуют эффектам, связанным с захватом дырок.

Наряду с образованием пространственного заряда в приграничной области под действием излучения создаются так называемые быстрые поверхностные состояния, которые приводят к поверхностной рекомбинации носителей заряда. Механизм образования поверхностных состояний в настоящее время изучен не в полной мере. Закономерности образования радиационных дефектов у поверхности кремния существенно зависят, по мнению Л.Н. Патрикеева, В.Д. Попова, В.Н. Мордковича, от механических напряжений в системе $\text{Si}-\text{SiO}_2$, возникающих

при выращивании пленки окисла. При бомбардировке структур окисел — полупроводник электронами, фотонами, нейтронами, протонами, ионами бора и фосфора установлено, что скорость образования дефектов у поверхности кристалла на несколько порядков выше, чем в объеме; дефекты одинаковой природы у поверхности менее стабильны, чем в объеме; пороговая энергия образования дефектов у поверхности меньше, чем в объеме; длина диффузионного пробега вакансий в приграничной области на два порядка больше, чем в объеме.

За счет накопления дефектов происходит изменение электрических, теплофизических, оптических и механических свойств полупроводников.

Основными электрофизическими свойствами полупроводников является время жизни избыточных носителей, концентрация основных носителей тока, подвижность носителей. Для невырожденного полупроводника наибольшим радиационным изменениям подвержено время жизни неосновных носителей. Эффект воздействия излучения заметен при флюенсе нейтронов $10^{11} - 10^{13} \text{ см}^{-2}$ в зависимости от исходного материала и условий проведения эксперимента.

Для полупроводников с концентрацией легирующей примеси меньше 10^{18} см^{-3} теплопроводность практически полностью связана с фононной составляющей. Значение теплопроводности материала зависит от рассеяния фононов на границах кристалла, на дислокациях и других дефектах решетки, на электронах и т.д.

При температурах несколько градусов в шкале Кельвина преобладает рассеяние фононов на границах кристалла и теплопроводность пропорциональна T^3 . С повышением температуры начинает преобладать рассеяние на структурных дефектах, и при температурах выше 10 К теплопроводность с ростом температуры уменьшается. При облучении теплопроводность уменьшается, а максимум сдвигается в сторону больших температур. Влияние облучения кремния и германия на оптические свойства связывают с появлением дополнительных полос поглощения инфракрасного света из-за образования скоплений дефектов. В арсениде галлия наблюдается неселективное поглощение света „сдви“ края поглощения в длинноволновую область. В кремнии и германии при равенстве концентраций смещенных атомов наблюдается большее влияние электронного и гамма-излучения, чем нейтронного. Изменение оптических свойств наблюдается при флюенсах нейтронов $10^{14} - 10^{15} \text{ см}^{-2}$ и электронов $\sim 10^{18} \text{ см}^{-2}$.

Таким образом, из приведенного обзора следует, что для большинства полупроводников наибольшей радиационной чувствительностью обладают электрические характеристики. Изменение свойств полупроводников определяется не только средней концентрацией дефектов, но и их локализацией в объеме. Радиационные эффекты зависят от сорта и энергии бомбардирующих частиц.

Рассмотрим более подробно влияние разупорядоченных областей на ряд электрофизических свойств наиболее употребительного полупроводника — кремния. Под действием нейтронного облучения возникшие области разупорядочения имеют эллиптическую форму. Отношение стандартного поперечного отклонения пробега иона бора с энергией 40 КэВ, бомбардирующего кремний, к проецированному пробегу равно 0,3 [9]. Для оценки влияния первичных дефектов заменили эллипсоид равновеликим шаром. Зависимость радиуса r_1 такого кластера дефектов от энергии ядер (ПВА) приведена на рис. 3.2. Для спектров нейтронов реактора характерное значение r_1 равно 20 — 30 нм. Пользуясь концепцией Н.А. Ухина [10], разобьем весь кристалл на отдельные сферы, средний радиус которых найдем из условия: $r_2 = (3/4\pi \Sigma \Phi)^{1/3}$, где Σ — макро-

скопическое сечение взаимодействия, для грубых оценок его можно принять равным $0,16 \text{ см}^{-1}$; Φ — флюенс нейтронов, см^{-2} . При равенстве $r_1 = r_2$ наступает перекрытие кластеров (флюенс $\sim 10^{17} \text{ см}^{-2}$). Значение такого флюенса намного превышает предельно допустимые для приборов значения. На том же рисунке приведена зависимость концентрации смещений в кластере N_c и среднее число смещенных атомов $N_d = \frac{4}{3} \pi r_1^3 N_c$ от энергии первично выбитого атома. Видно, что с ростом энергии ПВА число смещенных атомов растет, а их концентрация падает. Типичным является $N_c = 10^{17} - 10^{19} \text{ см}^{-3}$. Заметим, что это значение много меньше концентрации атомов $5 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$ и существенно выше концентрации легирующих примесей — $10^{15} - 10^{16} \text{ см}^{-3}$. Эти соотношения позволяют объяснить превалирующее образование дивакансии в кластере дефектов. Как было показано Л.С. Смирновым, разупорядоченные области создают вокруг себя поле напряжений, которое стягивает точечные дефекты. Для определения скорости удаления основных носителей, вызванного захватом дефектами, необходимо решить уравнение Пуассона, а для определения изменения времени жизни (скорости рекомбинации) избыточных

носителей – систему из уравнения Пуассона и уравнений непрерывности для электронов и дырок.

Введенное предположение о сферичности кластера, неучет каналированных атомов и образования субкластеров справедлив до тех пор, пока эффективный радиус кластера r_1 мал по сравнению с дебаевской длиной экранирования d :

$$d = \sqrt{\frac{\epsilon \epsilon_0 k T}{n_0 q^2}}$$

где ϵ – диэлектрическая проницаемость, ϵ_0 – диэлектрическая проницаемость вакуума, q – заряд электрона, n_0 – исходная концентрация основных носителей (n -Si). Дебаевская длина экранирования является расстоянием, на котором избыточная концентрация носителей уменьшается в e раз. Обычно значения d составляют 50 – 5000 нм.

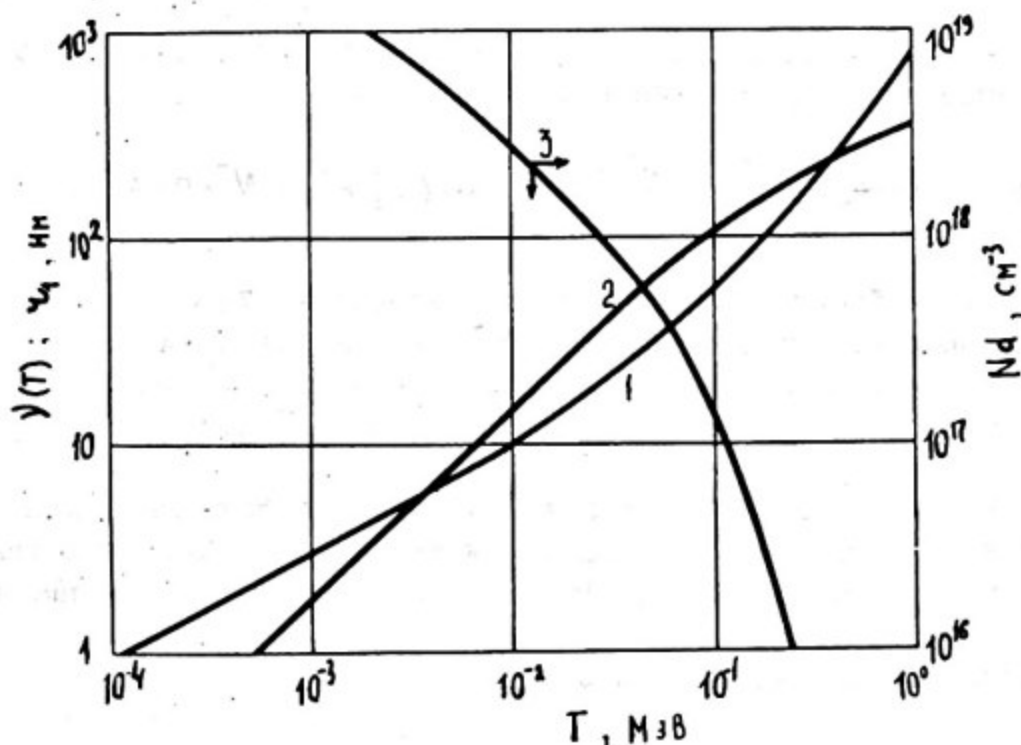


Рис. 3.2. Зависимость 1 – радиуса эффективной сферической разупорядоченной области (r_1), 2 – числа (N_j) и 3 – концентрации (N_c) дефектов от энергии ПВА

В 1959 г. Госсик [10] предположил, что захват носителей на скопления дефектов приводит к уменьшению носителей внутри кластера. Между кластером и неповрежденной областью

кремния (матрицей) возникает область пространственного заряда, которая экранирует кластер и мешает дальнейшему захвату носителей. Н.А. Ухин ввел понятие исключенных объемов, считая кластер диэлектрическим образованием и не учитывая заряд свободных носителей. Последнее предположение справедливо только для области, в которой энергетический потенциал возмущения существенно превосходит kT . Воспользуемся иной моделью.

Пусть в кристалле образованы кластеры со средним радиусом r_1 и числом дефектов в них N_d . Для простоты будем считать, что дефекты равномерно распределены внутри кластера, такое допущение возможно, так как $r_1 < d$. Будем принимать во внимание лишь один уровень дивакансий, ближайший к зоне проводимости в n - Si или к валентной зоне в p - Si . Захват носителей на дефекты кластера приводит к созданию электрического поля, препятствующего их дальнейшему захвату.

Распределение потенциала определяется решением самосогласованного уравнения Пуассона:

$$\nabla(\Delta U) = \frac{1}{r^2} \frac{d}{dr} \left(r^2 \frac{d(\Delta U)}{dr} \right) = -\frac{q^2}{\epsilon \epsilon_0} (n_0 + N^+ - N^- + p - n),$$

где ΔU - "всплеск" потенциала в кластере; n_0 - концентрация доноров (n - Si); N^+ и N^- - концентрация заряженных центров внутри кластера; p и n - концентрация свободных носителей, дырок и электронов. Для n - Si величинами p и N^+ можно пренебречь.

Разобьем пространство на три зоны: собственно кластер ($0 \leq r \leq r_1$); зона, премыкающая к кластеру ($r_1 \leq r \leq d$), и остальное пространство ($d < r < r_2$). В последней зоне концентрация носителей для невырожденного полупроводника определяется статистикой Максвелла - Больцмана:

$$n = n_0 \exp\left(-\frac{\Delta U}{kT}\right).$$

В дальнейшем удобно потенциал выражать в единицах kT . Тогда $n = n_0 \exp(-\Delta U)$. Заряд вдали от кластера будет определяться разностью концентраций свободных носителей и ионного остатка легирующей примеси.

$$\nabla(\Delta U) = -\frac{q}{\epsilon \epsilon_0 kT} (n_0 - n).$$

С учетом малости ΔU экспоненту разложим в ряд и ограничимся двумя членами:

$$\nabla(\Delta U) = -\frac{q n_0}{\varepsilon \varepsilon_0 k T} (\Delta U) .$$

Обозначим $r^2(\Delta U) = y$ и $\frac{q n_0}{\varepsilon \varepsilon_0 k T} = B^2 = d^{-2}$, сведем уравнение к виду:

$$y'' - B y = 0 .$$

Решение уравнения с учетом конечности потенциала имеет вид:

$$y = C_1 \exp(-rB)$$

или

$$\Delta U = -C_1 \frac{\exp(-r/d)}{r^2} .$$

Для области $r_1 \leq r \leq d$, в соответствии с принятой моделью, $N^+ = N^- = 0$.

Откуда

$$\nabla(\Delta U) = -\frac{q n_0}{\varepsilon \varepsilon_0 k T} ,$$

$$r^2 \frac{d(\Delta U)}{dr} = -\frac{q n_0 r}{\varepsilon \varepsilon_0 k T} + C_2 ,$$

$$\Delta U = \frac{q n_0}{\varepsilon \varepsilon_0 k T} \frac{r^2}{6} + \frac{C_2}{r} + C_3 .$$

Потребуем равенства производных и функций на границе, т.е. при $r = d$:

$$C_1 = \left(\frac{q n_0}{\varepsilon \varepsilon_0 k T} \frac{d^3}{6} - \frac{C_2}{d} \right) e ,$$

$$C_2 = 2d \left(C_3 - \frac{q n_0}{\varepsilon \varepsilon_0} \frac{d^2}{3} \right) = 2d \left(C_3 - \frac{1}{3} \right) .$$

Наконец, для области кластера

$$\nabla(\Delta U) = -\frac{q}{\varepsilon\varepsilon_0 kT} N^-.$$

Решение уравнения имеет вид

$$\Delta U = \frac{qN^-}{\varepsilon\varepsilon_0 kT} \frac{r^2}{6} - \frac{C_4}{r} + C_5.$$

$C_4 = 0$, иначе потенциал при $r=0$ обращается в бесконечность. Произведем сшивку функций и их производных в точке $r=r_1$

$$C_5 = \frac{1}{3} - \frac{1}{2} r_1^2 N^- \frac{q}{\varepsilon\varepsilon_0 kT}.$$

Заметим, что C_5 и есть максимальная высота потенциального барьера кластера

$$C_2 = 2d \left(C_3 - \frac{1}{3} \right) = \frac{q}{\varepsilon\varepsilon_0 kT} \frac{r_1^3}{3} N^-,$$

$$C_3 = \frac{1}{3} + \frac{q}{\varepsilon\varepsilon_0} \frac{r_1^3}{6d} N^-.$$

С другой стороны величина N^- может быть определена из выражения

$$N^- = \frac{N_c}{1 + \exp(E_d - E_F) \exp(\Delta U)}.$$

Введя параметр x - долю заряженных дефектов в кластере, получаем трансцендентное уравнение:

$$\frac{1}{x} - 1 = \exp \left(E_d - E_F + \frac{3}{2} \frac{q^2}{\varepsilon\varepsilon_0 kT} \frac{N_d}{r_1} x - \frac{1}{3} \right).$$

Значение x в неявном виде зависит от концентрации легирующей примеси через величину E_F , от энергии ядер отдачи - через отношение N_d/r_1 . Следует напомнить, что

$$E_c - E_F = 2,58 \cdot 10^{-2} \ln \frac{2,81 \cdot 10^{19}}{\rho_0},$$

$$E_F - E_U = 2,58 \cdot 10^{-2} \ln \frac{1,13 \cdot 10^{19}}{\rho_0}.$$

Подставляя константы и выражая энергию в обычных единицах, получим

$$\frac{1}{x} - 1 = 0,72 \exp\left(\frac{E_d - E_F}{kT}\right) \exp\left(7 \cdot 10^{-7} \frac{N_d}{r_1} x\right).$$

Отношение N_d/r_1 для энергий ПВА от 10^{-3} до 1 МэВ изменяется не более, чем в 4 раза. На главенствующем участке спектра ПВА это отношение почти постоянно и равно $1,65 \times 10^7 \text{ см}^{-1}$. Значение x определяется либо графически, либо итерациями.

Скорость удаления носителей будет равна

$$-\frac{dn}{d\Phi} = \frac{N_d x}{4/3 \pi r_2^3} = \frac{E_{упр} x}{2T_d \frac{4}{3} \pi r_2^3},$$

где $E_{упр}$ — доля поглощенной энергии, диссипированной в упругих ион-атомных соударениях. Величина x слабо зависит от энергии ПВА, а, следовательно, и от спектра нейтронов. Поэтому скорость удаления носителей зависит от энергии нейтронов так же, как N_d . Изменение удельного сопротивления равно

$$\rho = \rho_0 \exp(K_\rho \Phi).$$

Константа K_ρ , учитывая устойчивость подвижности к действию радиаций, связана простой зависимостью со скоростью удаления носителей:

$$K_\rho = \frac{1}{n_0} \left(\frac{dn}{d\Phi} \right).$$

Следовательно, изменение сопротивления материала в основном определяется концентрацией введенных дефектов.

Необходимо отметить также, что скопление дефектов в кластеры и образование поля от захваченных ими носителей уменьшают скорость изменения сопротивления по сравнению с таким же гомогенно распределенными дефектами. На рис. 3.3 показано изменение концентрации носителей от флюенса нейтронов.

Скорость рекомбинации избыточных носителей для принятой одноуровневой модели определяется широкоизвестной статистикой Шокли-Рида [11].

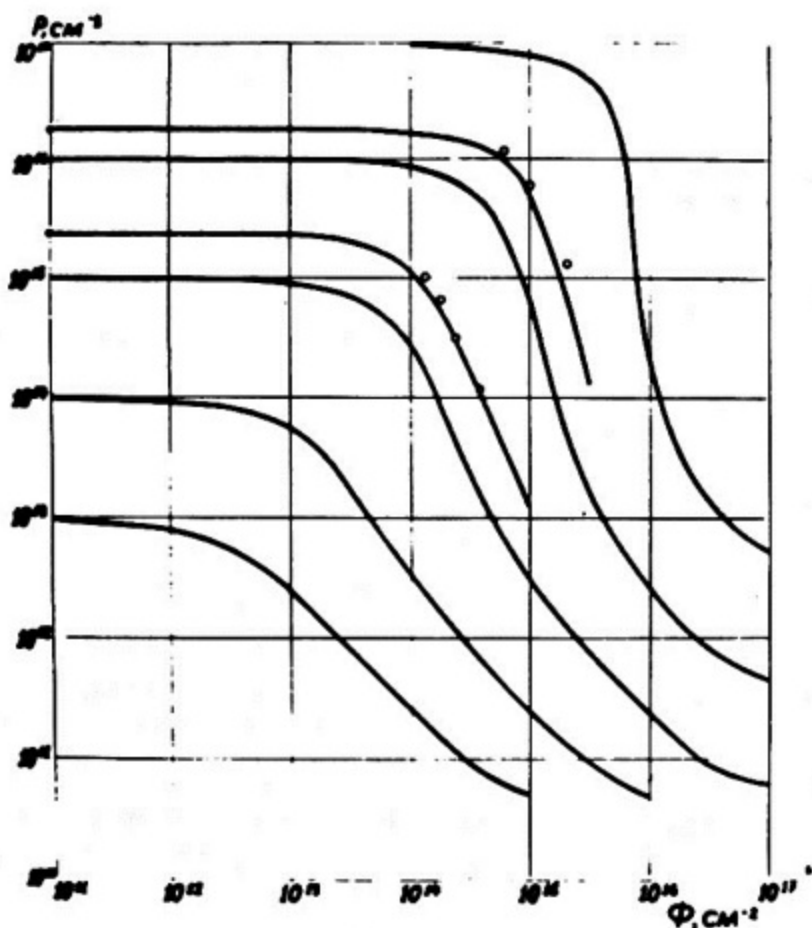


Рис. 3.3. Зависимость изменения концентрации носителей от флюенса нейтронов типичного реакторного спектра

$$R = \frac{\sigma_p \bar{v}_p N_d}{1 + \exp\left(\frac{E_d - E_{F,n}}{kT}\right) + \frac{\bar{v}_p \sigma_p p}{\bar{v}_n \sigma_n n}}$$

где σ_p, σ_n — сечения захвата носителей на уровне в запрещенной зоне; \bar{v}_p, \bar{v}_n — средние скорости термализованных носителей; p, n — концентрации дырок и электронов; $E_{F,n}$ — квазиуровень Ферми, положение которого определяется инжекцией избыточных носителей: $z = \bar{p}_0 / n_0$ (усреднение проводится по шару с радиусом r_2). Учитывая, что скорость рекомбинации более чувствительна к действию излучения, чем скорость удаления основных носителей, и предполагая $z < 1$, получим выражение для радиационной константы времени жизни:

$$K = \frac{1}{\tau_r \Phi} = \sum \alpha_p N_d \times \exp\left(\frac{\Delta U}{kT}\right),$$

где x — решение трансцендентного уравнения:

$$\frac{1}{x} - 1 = \exp\left(\frac{E_d - E_{F,n}}{kT}\right) + \exp\left(\frac{\Delta U}{kT}\right) + \frac{\bar{v}_p \bar{\sigma}_p}{\bar{v}_n \bar{\sigma}_n} x \exp\left(\frac{2\Delta U}{kT}\right),$$

где

$$\exp\left(\frac{\Delta U}{kT}\right) = 0,72 \exp\left(\frac{3}{2} \frac{q^2}{\epsilon \epsilon_0 kT} \frac{N_d}{r_1} x\right);$$

$$\frac{1}{\tau} = \frac{1}{\tau_0} + K\Phi = \frac{1}{\tau_0} + K'E_{упр}.$$

При малом уровне инжекции "пропускная способность" рекомбинационных центров в кластере определяется лишь их равновесным зарядом (N^-) и сечением захвата неосновных носителей. С увеличением концентрации неосновных носителей часть их на какое-то время захватывается дефектами, что приводит к понижению потенциального барьера и, в свою очередь, вызывает увеличение концентрации неосновных и уменьшение основных носителей внутри кластера по сравнению с неповрежденной областью в $x \exp\left(\frac{\Delta U_0}{kT}\right)$ раз. Отметим, что на гомогенно-распределенных дефектах скорость рекомбинации мала вплоть до уровня инжекции порядка $\bar{x} = \bar{v}_n \bar{\sigma}_n / \bar{v}_p \bar{\sigma}_p$. Приближенные аналитические выражения позволяют сравнительно просто оценить изменение концентрации и времени жизни носителей с погрешностью не более 30%.

Третий важнейший параметр, подвижность носителей, наиболее устойчивый к действию радиации, требует расчета потенциала вокруг кластера с помощью ЭВМ, так как на подвижность основное влияние оказывает область $r_1 \ll r \leq d$, где принятые допущения не обеспечивают достаточной точности расчетов. Попытки описать рассеяние электронов на кластерах, используя борновское приближение неоправданы из-за больших размеров кластеров. Использование квазиклассической модели рассеяния электронов на непроницаемой сфере не обосновано, так как длина свободного пробега носителей меньше длины, на которой происходит существенное изменение потенциала (т.е. дебаевской длины экранирования).

Наилучшее приближение к эксперименту дает использование диффузионной теории С.И. Пекара [11]. Относительное изменение подвижности связано с дисперсией потенциала:

$$-\frac{\Delta\mu}{\mu} = \frac{1}{3} \left(\frac{q}{kT} \right)^2 \overline{[\Delta U(\vec{r}) - \Delta \bar{U}]^2}.$$

Усреднение должно проводиться по шаровой области радиуса r_2 . Расчеты показали, что относительное изменение подвижности $-\frac{\Delta\mu}{\mu\Phi} \sim T^{1,5}$ (T - энергия ядер отдачи), а не $T^{0,17}$, как следовало из классических моделей.

В таблице приведено сравнение расчетов и экспериментальных данных.

Таблица 3.1

Сравнение экспериментальных данных и расчетов изменения параметров

Параметр		Энергия нейтронов, МэВ		
		$\bar{E}_n = 1,7$	$\bar{E}_n = 2,85$	$\bar{E}_n = 14,5$
$\frac{\Delta\mu}{\mu\Delta\Phi}$	теория	2,9	5,6	26
	экспер.	5,0	13	55
$\frac{\Delta\lambda}{\lambda\Delta\Phi}$	теория	5,1	5,8	-
	экспер.	5,1	5,5	-

Из табл. 3.1 видно, что даже лучшая модель изменения подвижности удовлетворительно описывает лишь ход зависимости от энергии нейтронов, а по величине различие двухкратное.

Расчеты отношений (R) скоростей введения смещений, удаления носителей изменения подвижности и времени жизни при облучении нейтронами с энергией 14 МэВ и спектра деления дают следующие значения:

$$R(N_d) : R(\Delta\rho) : R(\Delta\mu) : R\left(\frac{1}{\tau}\right) = 1,9 : 1,7 : 9,0 : 2,1.$$

Таким образом, из приведенных данных следует, что изменение не всех параметров пропорционально скорости введения

смещений. Для других свойств иных материалов нет столь тщательно проведенных исследований.

Поэтому, когда есть уверенность, что свойство изменяется пропорционально скорости введения смещений, то можно мониторировать облучение детекторами, отклик которых воспроизводит зависимость скорости введения смещений от энергии частиц. Если такой уверенности нет, то следует определять спектр потока частиц.

Полезно в табл. 3.2 привести типичные значения некоторых параметров, характеризующих изменение свойств полупроводников [12].

Таблица 3.2
Типичные значения скорости удаления носителей
и радиационной константы

Материал	ρ_0 , Ом·см	Вид облучения	$\frac{\Delta n}{\Phi}; \frac{\Delta p}{\Phi}$, см ⁻¹	$k\tau$, см ² ·с ⁻¹
<i>n-Si</i>	0,1	нейтр. реакт.	-	$10,9 \cdot 10^{-6}$
<i>n-Si</i>	1	-"-	3,5	$7,5 \cdot 10^{-6}$
<i>n-Si</i>	10	-"-	1,6	$5,5 \cdot 10^{-6}$
<i>n-Si</i>	100	-"-	2,6	$2,7 \cdot 10^{-6}$
<i>n-Si</i>	100	14 МэВ	7,6	-
<i>n-Si</i>	2000	электр. 10 МэВ	-	$2,1 \cdot 10^{-7}$
<i>n-Si</i>	2,5	электр. 50 МэВ	0,2	$2 \cdot 10^{-8}$
<i>n-Si</i>	100	нейтр. реакт.	0,14	-
<i>n-Ge</i>	2	-"-	-	$5,5 \cdot 10^{-9}$
<i>n-Ge</i>	32	14 МэВ	-	$1,5 \cdot 10^{-9}$
<i>n-Ge</i>	35			$1,4 \cdot 10^{-8}$

В заключении необходимо подчеркнуть, что нельзя сравнивать воздействие различных видов излучения по концентрации первичных смещений из-за разной активности созданных дефектов и различного влияния их пространственного распределения.

Г Л А В А 4

ВОЗДЕЙСТВИЕ ИОНИЗИРУЮЩИХ ИЗЛУЧЕНИЙ НА КЕРАМИКУ И СТЕКЛА. ТРЕБОВАНИЯ К ДОЗИМЕТРИИ

Удельный вес керамических материалов в радиотехнических изделиях высок и в ряде случаев достигает 80% [3].

Керамические материалы получают преимущественно на основе окислов металлов и кремния. К керамическим материалам относится фарфор, ультрафарфор, корундовая, титано-циркониевая, стеатитовая керамики.

Керамические материалы представляют собой сложные системы, включающие кристаллические и стекловидные фазы.

Более устойчивыми к облучению являются керамики с ионной связью, менее устойчивыми с ковалентной. В структурах с плотной упаковкой радиационные изменения меньше.

Быстрые нейтроны в кристаллических диэлектриках, как и в металлах и полупроводниках, создают первичные атомы отдачи, которые растрачивают свою энергию на упругие и ионизационные столкновения. Обычно они обладают достаточной энергией для инициирования каскадов смещения.

Внедрение атомов в междоузлия решетки приводит к увеличению объема, ухудшению теплопроводности, усилению диффузии, вызывающей образование метастабильных фаз. Образующиеся в ядерных реакциях ионы гелия могут накапливаться в порах и приводить к существенному распуханию кристалла.

При облучении керамических материалов флюенсом порядка 10^{19} см⁻² наблюдается снижение прочности на растяжение, сжатие, изгиб.

В процессе облучения электрическое сопротивление керамик снижается на несколько порядков, происходит увеличение тангенса диэлектрических потерь.

Радиационная стойкость керамических материалов существенно зависит от технологии их изготовления, наличия примесей. Одной из наиболее радиационно стойких керамик является окись алюминия. При облучении корунда наблюдалось уменьшение плотности на 7% при флюенсе нейтронов порядка $4 \cdot 10^{20}$ см⁻². При этом оказалось, что число дефектов в 40-50 раз меньше вычисленного теоретически. Модуль Юнга при таких флюенсах уменьшается менее, чем на 10%. С другой стороны, реакторное излучение вызывало увеличение вдвое центров окрашивания в корунде уже при флюенсе порядка 10^{12} .

10^{13} см⁻². Однако изменения прозрачности лейкосапфира при указанных флюенсах не наблюдается. Он приобретает коричневый цвет при флюенсах порядка 10^{17} см⁻².

У аморфной окиси кремния плотность при облучении возрастает и достигает максимального значения при флюенсе нейтронов 10^{20} см⁻², а у кварца снижается, причем неравномерно вдоль кристаллических осей.

Кварц широко применяется в электротехнике, перспективен и для изготовления световодов. Изменение упругости кварца приводит к изменению частоты кварцевых резонаторов. Чем выше собственная частота, тем больше она изменяется. Установлено, что изменение частоты резонатора достигает 0,1% при флюенсе нейтронов 10^{18} см⁻² (начальная частота около 1 МГц). Зависимость относительного изменения частоты от флюенса нелинейна и для 10^{16} - 10^{18} см⁻² аппроксимировалась функцией $\sim \varphi^{0,9}$. При облучении кварца наблюдается уменьшение прозрачности, прежде всего, в коротковолновом оптическом диапазоне. Нейтронное облучение увеличивает поглощение инфракрасного света только при флюенсах, больших $4 \cdot 10^{19}$ см⁻². Наблюдались пики поглощения, и они связаны с захватом носителей группами ОН, разупорядоченными областями и влиянием водорода, растворенного в SiO_2 . Фазовый переход в кварце также наблюдался при флюенсе, больше $4 \cdot 10^{19}$ см⁻².

Стекла относятся к аморфным материалам. Они составляют неотъемлемую часть оптических приборов, являются изоляторами, материалом колб радиоламп и фотоэлектронных умножителей, из них изготовлены специальные ткани.

Особой разновидностью являются ситаллы, которые получают путем направленной кристаллизации стекол. В ситаллах кристаллическая фаза охватывает от 30 до 95% вещества. Размер кристаллических зерен не превышает 1 - 2 мкм.

Многообразие областей применения предъявляет к стеклам и ситаллам различные требования.

Как правило, изменение механических свойств стекол под действием облучения меньше, чем у керамик. При облучении стекол быстрыми нейтронами флюенсом порядка 10^{20} см⁻² наблюдается увеличение плотности, снижение ударной вязкости, уменьшение теплопроводности и электросопротивления.

Наиболее подвержены воздействию излучения оптические свойства стекол, которые изменяются при поглощенных дозах порядка 10^4 Гр.

Даже малое изменение прозрачности материала может вызвать заметное затухание света в световодных линиях. В качестве примера на рис. 4.1 приведены зависимости уменьшения сигналов при облучении световодов длиной 2 м, изготовленных из "стандартного" стекла, периевого стекла и кварца. Видно, что при флюенсе нейтронов 10^{13} см⁻² и поглощенной дозе 10^4 Гр происходит уменьшение сигнала в 2 раза.

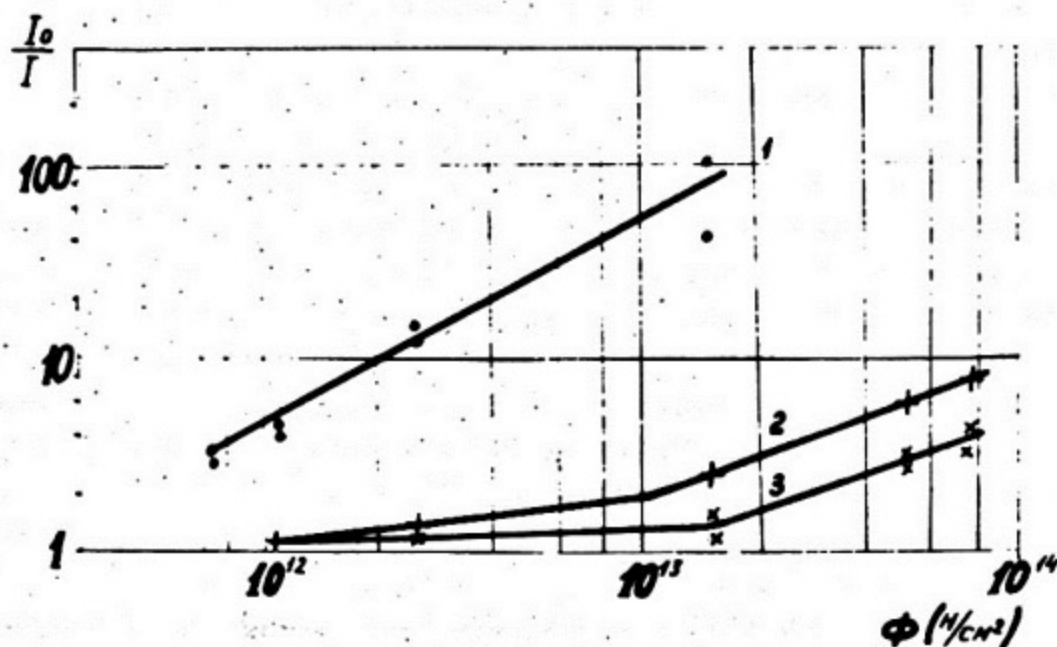


Рис. 4.1. Зависимость прозрачности световодов из обычного стекла (1), кварца (2) и периевого стекла (3) от уровня реакторного излучения

Главенствующее значение в изменении оптической плотности стекол играет ионизация. В ряде стекол ионизационные процессы приводят к временным изменениям распределения электронов, в других стеклах распределение электронов может сохраняться длительное время. Добавка или удаление электрона из зоны дефектов или примесных центров приводит к образованию центров, поглощающих свет, т.е. центров окрашивания. Окрашивание происходит в две стадии: первая стадия — окрашивание "врожденных" дефектов, вторая — окрашивание созданных излучением дефектов. Окрашивание достигает насыщения при поглощенных дозах 100 МГр. При дальнейшем облучении наблюдается растрескивание стекла, которое убыстряется при наличии водяных паров.

Солнечный свет в ряде случаев сокращает период восстановления оптической прозрачности стекол до 150 — 350 мин.

Добавка к стеклу 1 – 2% двуокиси церия увеличивает дозу, при которой происходит окрашивание, на несколько порядков. Подавление окрашивания в цериевых стеклах происходит из-за присутствия четырехвалентного иона церия, который будучи акцептором, нейтрализует созданные свободные электроны.

Таким образом, кристаллические керамические вещества изменяют свои свойства, главным образом, вследствие смещения атомов, а аморфные материалы – вследствие ионизации.

В последнем случае можно ограничиться измерением поглощенной дозы в каком-либо эквивалентном материале. Результат облучения кристаллических окислов будет зависеть не только от дозы или флюенса частиц, но и от их энергии.

При исследовании керамик необходимо иметь сведения о спектре бомбардирующих частиц. Рекомендуется облучение керамик и исследование изменения их свойств проводить в полях с существенным различием спектров частиц, что позволяет проверить адекватность избранной модели повреждения и оценить эффективный энергетический порог частиц, вызывающих радиационные изменения.

Г Л А В А 5

РАСЧЕТ КОНЦЕНТРАЦИИ ПЕРВИЧНО СМЕШЕННЫХ АТОМОВ

При воздействии излучения на какое-либо вещество поглощенная энергия диссипирует в результате неупругих рассеяний вторичных частиц, т.е. в процессах ионизации и возбуждения, и в результате упругих соударений, приводящих к смещению атомов. В данном разделе будет рассмотрена передача энергии смещенным атомам. В первом приближении процесс смещения атомов из узлов кристаллической решетки является пороговым, т.е. возможен, если налетающий атом (ион) обладает энергией выше некоторого значения T_d .

Численное моделирование позволило Виньярду определить зависимость T_d в меди от направления движения ПВА с энергией порядка десятков электронвольт. Им было установлено, что в направлении $[100]$ образование дефектов происходит легче всего, и $T_d = 22$ эВ, а в направлении $[111]$ затруднено, и $T_d = 80$ эВ. Таким образом, в зависимости от направления движения ПВА величина эффективного порога сме-

щения может изменяться почти в 4 раза. Расчеты Эргинсоя для железа наглядно показали изменение вероятности смещения от энергии атома отдачи и направления его вылета. График этой зависимости воспроизведен на рис. 5.1.

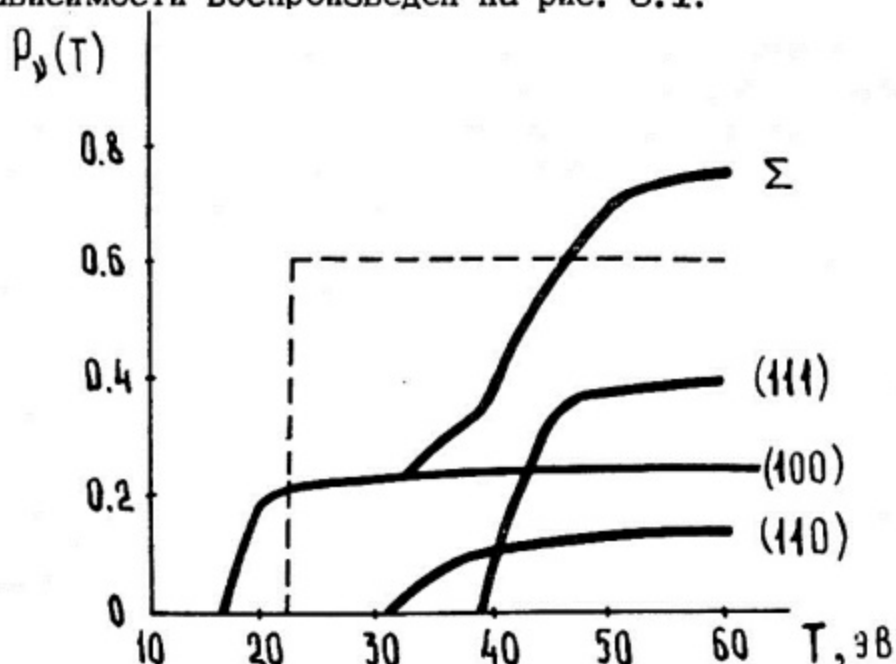


Рис. 5.1. Вероятность смещения атомов железа от энергии ПВА вдоль направлений кристаллических осей

Корбет и Чжень Ли-Жень отмечают, что дефектообразование часто возникает с более низкого порога, чем это следует из простой феноменологии, с другой стороны в ряде веществ вероятность нарушения структуры кристаллической решетки характеризуется более высокой энергией порога, чем это следует из экспериментов с частицами малых энергий.

Полуколичественное согласие с экспериментом получил Бауэрляйн [9], который рассматривал пороговую энергию как сумму связей, разрывающихся при образовании смещения. Энергия связи может быть установлена в экспериментах по сублимации вещества. Однако в модели Бауэрляйна не учитывается энергия упругой деформации решетки.

По-видимому, теоретические работы, рассматривающие идеализированный кристалл, не могут охватить всей совокупности явлений в реальных полупроводниках.

В кремнии и германии вакансии весьма подвижны, могут перемещаться на большие расстояния даже при очень низкой температуре и взаимодействовать с примесями. С ростом легирования порог дефектообразования может увеличиться, так

как примеси успевают захватить большинство дефектов. Если порог дефектообразования определяется в приповерхностных или пограничных (разделяющих материалы с высоким и малым легированием) слоях, то из-за возможных механических напряжений порог будет заметно занижен.

Таблица 5.1

Эффективные пороги дефектообразования, определенные при различных температурах

Вещество	T_d , эВ	T, К
Si	13; 21; 11; 13 21; 21; 22; 23	300 80
Ge	23; 14,5; 15,5; 14 18; 14,5; 14	300 21-79
Алмаз	80	300
Ba As	9,0(Ba); 9,4(As) 15	30 77
In P	6,7(In); 8,7(P)	77
BeO	76	300
MgO	60	300
Al ₂ O ₃	40(Al); 70(O)	70

В табл. 5.1 приведена сводка данных об эффективных порогах дефектообразования. Видно, что для кремния и германия наблюдается существенный разброс данных, в других же веществах порог при данной температуре определялся одним каким-либо автором.

Следуя Дж. Корбетту, можно оценить усредненную зависимость пороговой энергии от постоянной решетки a_0 :

$$T_d = a_0^{-4,5},$$

где a_0 - параметр решетки, нм. Для кремния $a_0 = 0,542$; для германия - $0,566$; для селена - $0,434$ нм.

Из приведенных материалов следует, что величина эффективного порога смещения зависит от многих факторов и не может быть фундаментальной характеристикой кристаллического вещества, а ее значение должно всякий раз оговариваться.

5.1. Число дефектов, создаваемых ядром отдачи

Для достаточно больших энергий ПВА, следуя Кинчину и Пизу, можно предположить, что после соударения с атомом решетки возникнет рассеянный атом с энергией в интервале $T_1 + dT_1$, а атом отдачи будет иметь энергию $T_2 + dT_2$. При соударении по типу упругих шаров для атома вероятность иметь данную энергию определяется как dT_1/T и dT_2/T . Среднее число смещенных атомов, образованных рассеянным атомом и атомом отдачи, можно выразить через интегралы от произведения парциального числа смещений и вероятности иметь данную энергию:

$$\nu(T) = \int_{T_d}^T \frac{\nu(T_1)}{T} dT_1 + \int_{T_d}^T \frac{\nu(T_2)}{T} dT_2 = \frac{2}{T} \int_{T_d}^T \nu(T) dT.$$

При $T \gg T_d$ данному интегральному уравнению приближенно удовлетворяет функция $\nu(T) = T/2 T_d$.

Если энергия атома отдачи достаточно велика, то можно применить модель рассеяния на силовом центре в экранированном кулоновском поле:

$$U(r) = \frac{1}{r} \exp\left(-\frac{r}{a}\right),$$

где r - расстояние от центра; a - параметр экранирования ($a = (0,7 \div 2) a_B / Z^{1/3}$, a_B - боровский радиус, $0,053$ нм).

Потенциал взаимодействия атомов можно аппроксимировать степенной функцией:

$$U(r) \sim \frac{1}{r^5}.$$

Значение параметра 5 определяют из условия подгонки степенного потенциала к экранированному кулоновскому потенциалу.

Найденная зависимость показателя $s(T)$ для различных материалов приведена на рис. 5.2.

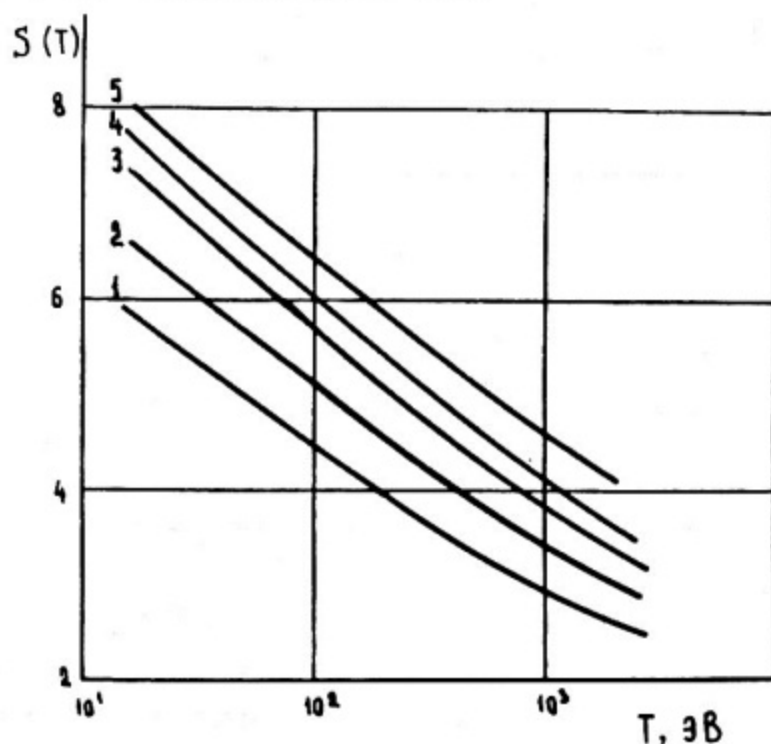


Рис. 5.2. Зависимость показателя $s(T)$ степенного потенциала взаимодействия атомов от энергии бомбардирующего атома 1, 2, 3, 4, 5 для $Z = 14, 20, 26, 32, 40$ соответственно

Зигмундом показано, что представление потенциала рассеяния в виде степенной функции приводит к следующему выражению для числа первичных смещений в зависимости от энергии ПВА:

$$\nu_d(T) = \frac{2^{1/s} - 1}{\Psi(1) - \Psi(1 - 1/s)} \cdot \frac{T}{T_d} = Q\left(\frac{1}{s}\right) \frac{T}{T_d},$$

где $\Psi(x) = \frac{d \ln \Gamma(x)}{dx}$ — логарифмическая производная от гамма-функции.

График зависимости $Q(1/s)$ приведен на рис. 5.3.

Функция $\nu_d(T)$ для Si и Ge может быть с погрешностью не более 1% аппроксимирована выражением

$$\nu_d(T) = c \left(\frac{T}{2T_d} \right)^{1-x}.$$

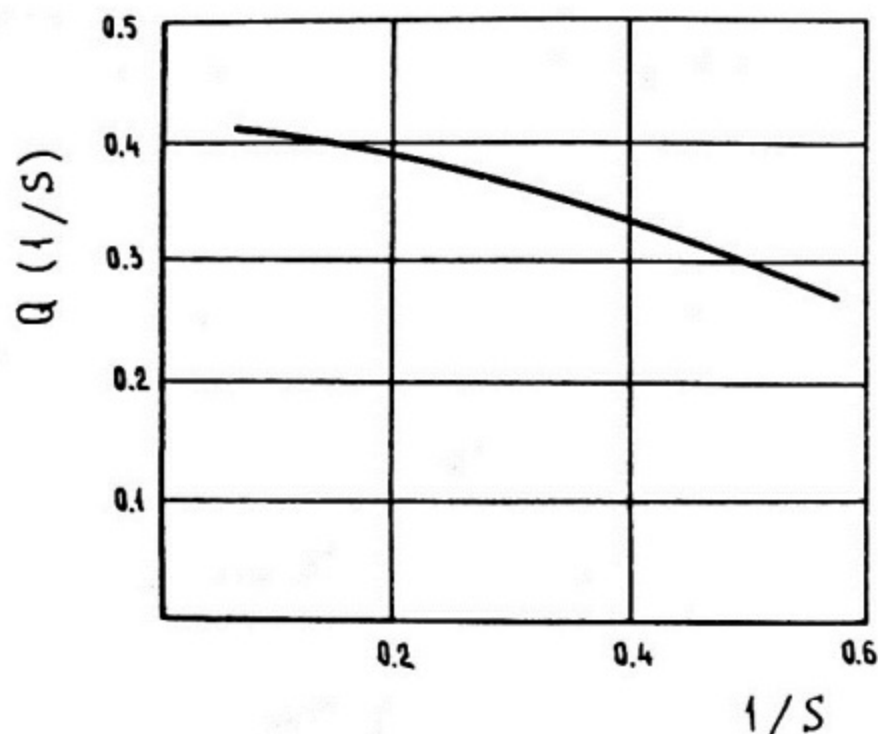


Рис. 5.3. Зависимость фактора Зигмунда для расчета числа смещенных атомов по модели степенного потенциала

Значения коэффициента C равны 0,805 и 0,840, параметра α — 0,050 и 0,057 для кремния и германия соответственно.

В последние годы большее распространение получила модель Линдхарда-Шарфа-Шютта (ЛШШ) [9, 10]. В модели пренебрегли энергией связи атомов в решетке; допустили, что энергия передаваемая электронной подсистеме мала; атомные и электронные процессы не коррелированы между собой. В расчетах использовался потенциал Томаса-Ферми и предполагалось, что вероятность ионизации пропорциональна скорости иона. Решение интегрального уравнения для числа смещений воспроизведено в работе [10]. Число смещенных атомов может быть определено из формулы:

$$\nu(T) = \frac{TL(T)}{2T_d} .$$

$L(T)$ — поправочная функция, полученная из решения Линдхарда. Ее удобная аналитическая аппроксимация была предложена Робинсоном:

$$L(T) = \frac{1}{1 + kg(\alpha T)} ,$$

$$\alpha = 32,5 \frac{A_2}{(Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})^{1/2} Z_1 Z_2 (A_1 + A_2)}$$

$$k = 0,08 \frac{Z_1^{2/3} Z_2^{1/2} (A_1 + A_2)^{3/2}}{(Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})^{3/4} A_1^{3/2} A_2^{1/2}}$$

$$g(\alpha T) = \alpha T + 0,4(\alpha T)^{3/4} + 3,4(\alpha T)^{1/6}$$

где A_1, Z_1 - атомная масса и атомный номер ПВА; A_2, Z_2 - атомная масса и атомный номер атомов мишени для двухатомной среды); T - энергия ПВА, кэВ.

Для одноатомного вещества приведенные формулы упрощаются:

$$\alpha = 11,5 Z^{-7/3}$$

$$k = 0,134 Z^{2/3} A^{-1/2}$$

Параметры α и k меньше единицы, для кремния они равны 0,024 и 0,147 соответственно. Верхний предел применимости модели Линдхарда определяется равенством скоростей иона и орбитального электрона в статистической модели атома Томаса-Ферми. Этот предел соответствует для иона бора 2,5; иона кремния - 25; иона галлия - 200 МэВ.

Для оценки радиационного воздействия на вещество используются несколькими эквивалентными понятиями. Во-первых, это поглощенная энергия, диссипированная в упругих ион-атомных столкновениях. Иногда ее называют дозой смещений или упругой дозой - $D_{упр}$. Если значение $D_{упр}$ разделить на $2T_d$, то получим концентрацию первично-смещенных атомов в единице массы (или объема) вещества.

Эта концентрация, отнесенная к концентрации атомов бомбардируемого вещества, дает среднюю величину смещений на атом среды (СНА). Последнее понятие получило наибольшую популярность, хотя и требует информацию относительно используемой величины T_d .

5.2. Расчет концентрации смещений при электронном облучении

Пусть электрон с энергией E_e и импульсом P_e упруго взаимодействует с атомом среды, который приобретает неко-

торый импульс под углом θ_A по отношению к первоначальному направлению движения электрона, а электрон отклоняется на угол θ_e . Учитывая, что масса атома во много раз больше массы электрона, из кинематических уравнений можно получить:

$\theta_A \approx \frac{\pi}{2} - \frac{\theta_e}{2}$ и кинетическая энергия атома отдачи будет равна

$$T \approx \frac{1}{470A} (E_e^2 + 1,02 E_e) \cos^2 \theta_A \approx T_{max} \sin^2 \left(\frac{\theta_e}{2} \right),$$

где E_e имеет размерность МэВ.

При энергии электрона 0,1 МэВ максимальная энергия атома отдачи кремния равна приблизительно 8 эВ, при 1 МэВ — 143 эВ. Из равенства $\sigma(T) dT = \sigma(\Omega) d\Omega$ следует, что вероятность появления атома отдачи с энергией $T \leq T_{max}$ характеризуется сечением:

$$\sigma(T) = 2\pi \sigma_e(\theta_e) \sin \theta_e \frac{d\theta_e}{dT}.$$

Сечение рассеяния электрона на атоме описывается теорией Резерфорда-Дарвина:

$$\sigma(\theta_e) = \frac{Z^2}{4} \left(\frac{q^2}{m_0 c^2} \right)^2 \frac{1-\beta^2}{\beta^4} \frac{1}{\sin^4 \left(\frac{\theta_e}{2} \right)},$$

$\frac{q^2}{\pi z_0 c^2}$ — классический радиус электрона, равный $2,8 \cdot 10^{-13}$ см.

После соответствующих подстановок получаем

$$\sigma(E_e, T) = \pi Z^2 \left(\frac{q^2}{m_0 c^2} \right)^2 (1-\beta^2) \frac{T_{max}}{T^2} = 5,23 \cdot 10^{-4} (1-\beta^2) \frac{E_e^2 + 1,02 E_e}{AT^2},$$

где E_e — энергия электрона, МэВ; T — энергия ядра отдачи, МэВ; $\sigma(E_e, T)$ — выражено в барнах,

$$1-\beta^2 = \left(1 + \frac{E_e}{m_e c^2} \right)^{-2} = \left(1 + 1,96 E_e \right)^{-2}.$$

Если рассматривать толщи вещества, в которых происходит образование дефектов, много меньшие, чем пробег электрона, то концентрация дефектов (N_d) по модели Кинчина-Пиза равна:

$$N_d = \Phi(E) n_{aT} \int_{T_d}^{T_{max}} \frac{\sigma(E_e, T) T}{2T_d} dT =$$

$$= 2,62 \cdot 10^{-28} n_{aT} \Phi(E_e) \frac{E_e^2 + 1,02 E_e}{A(1 + 1,96 E_e)^2 T_d} \ln \left(\frac{E_e^2 + 1,02 E_e}{470 A T_d} \right),$$

где n_{aT} - концентрация атомов; $\Phi(E_e)$ - флюенс электронов.

5.3. Расчет концентрации смещений при фотонном облучении

Под действием фотонного излучения в объеме полупроводника образуются пары Френкеля, гомогенно распределенные по объему.

Рожденные фотонами электроны в процессе замедления в веществе образуют спектр электронов замедления. В первом приближении этот спектр обратно пропорционален тормозной способности, т.е.

$$\psi(E_e, E) = \frac{1}{\left(-\frac{dE}{dx}\right)_E}$$

Величина $\left(-\frac{dE}{dx}\right)_E$ определялась по теории непрерывного замедления.

Спектры замедляющихся электронов в различных средах почти подобны, так как Z входит в выражение удельных потерь энергии как нормировочный множитель, а зависимость от потенциала ионизации логарифмическая. При использовании величины обратной тормозной способности для описания спектра электронов замедления не учитывается роль дельта-электронов. Однако их значение в спектрах тормозящих электронов заметно при энергиях, меньших 0,5 МэВ. Пренебрежение дельта-электронами приводит к погрешности в расчете концентрации дефектов менее 4%.

Сечение образования начальных дефектов определяют, используя приближенную зависимость

$$\sigma_d(E_\gamma) = \sum_{i=1}^3 \int_{E_d}^{E_{max i}} \left\{ \frac{d\sigma_i(E_\gamma, E)}{dE} \int_{E_d}^E \left(-\frac{dE'}{dx} \right) \int_{T_d}^{T_{max}} \nu_d(T) \frac{d\sigma_d^e(E', T)}{dT} dT \right\} dE,$$

где T - энергия смещенного атома; E - начальная энергия электрона; E' - энергия электрона; E_γ - энергия фотона; $\frac{d\sigma_d^e}{dT}$ - дифференциальное сечение смещения атома электроном; $\nu_d(T)$ - число смещений атомов на один ПВА с энергией T ; T_d - эффективный порог смещений; $-\frac{dE'}{dx}$ - тормозная способность; $\sigma_i(E_\gamma)$ - сечение взаимодействия фотона с веществом в одном из трех основных процессов взаимодействия; E'_{max} - максимальная энергия, которая может быть передана электрону; T_{max} - максимальная энергия атома отдачи при взаимодействии с электронами; E_d - энергия электрона, соответствующая T_d .

Проведенные расчеты показали, что ход сечения образования дефектов в зависимости от энергии фотонов почти линейен. Это позволяет ввести аппроксимацию вида

$$\sigma_d(E_\gamma) = K(E_\gamma - E_0).$$

Для кремния $K = 0,85$ (барн МэВ^{-1}) и $E_0 = 0,52$ МэВ, для германия $K = 0,97$ и $E_0 = 1,7$ МэВ.

Максимальная погрешность аппроксимации не превышает 8%, а для расчета образования дефектов в спектре фотонов водо-водяного реактора 4%.

Концентрация смещений равна

$$N_d(E_\gamma) = \Phi(E_\gamma) n_{ат} \sigma_d(E_\gamma),$$

где $\Phi(E_\gamma)$ - флюенс фотонов, $n_{ат}$ - концентрация атомов вещества.

Необходимо подчеркнуть, что поглощенная доза фотонного излучения не может быть мерой радиационных повреждений.

Экспериментально было обнаружено, что радиационные изменения свойств кремния различаются почти в 3 раза при облучении фотонами ^{60}Co и ^{137}Cs и наборе равных доз.

В то же время радиационные изменения, отнесенные к концентрации первичных дефектов, дали практически совпадающие результаты.

Процессы образования дефектов в многоатомном веществе протекают сложнее, чем в одноатомном. Если предположить, что эффективный порог смещения одинаков для всех атомов сложного вещества и одинаковы вероятности столкновения, в которых участвуют различные пары атомов, можно ввести эффективный атомный номер сложного вещества. При этом оценки эффективного атомного номера по различным стадиям передачи энергии дают почти совпадающие значения, например для фосфида галлия $Z_{эфф} = 23 \div 24,5$.

5.4. Расчет концентрации смещений при протонном облучении

Если энергия протонов не превышает нескольких МэВ, их рассеяние описывается известным сечением Резерфорда:

$$\sigma(E_p, T) = \frac{4\pi\sigma(\theta)}{T_{max}} = \frac{\pi Z^2 q^4}{AE_p T^2} .$$

Видно, что вероятность передачи значительной энергии атомам среды мала. В проблеме образования смещений интересуют ядра отдачи с энергиями $T_d \div T_{max}$; $T_{max} = \frac{4A}{(A+1)^2} E_p$.

Рассмотрим концентрацию дефектов, создаваемых протонами, для простоты воспользовавшись моделью Кинчина-Пиза и пренебрегая ионизацией:

$$N_d = \Phi \int_{T_d}^{T_{max}} n_a \sigma(E_p, T) \frac{T}{2T_d} dT =$$

$$= \Phi \frac{\pi n_a Z^2}{2AT_d} \left(\frac{q^2}{m_e c^2} \right)^2 \frac{(m_e c^2)^2}{E_p} \ln \left(\frac{4A}{(A+1)^2} \frac{E_p}{T_d} \right) .$$

Следовательно, концентрация дефектов уменьшается с ростом энергии протонов.

Проведенный анализ справедлив для мишеней с толщиной существенно меньшей, чем пробеги протонов. По мере прохождения через вещество энергия протона уменьшается, а создаваемая концентрация дефектов возрастает, пока скорость протона не станет сравнимой со скоростью электрона на оболочке атома водорода ($E_p = 1$ кэВ). Зависимость глубинного распре-

деления концентрации смещенных атомов при электронном и протонном облучении приведена на рис. 5.4.

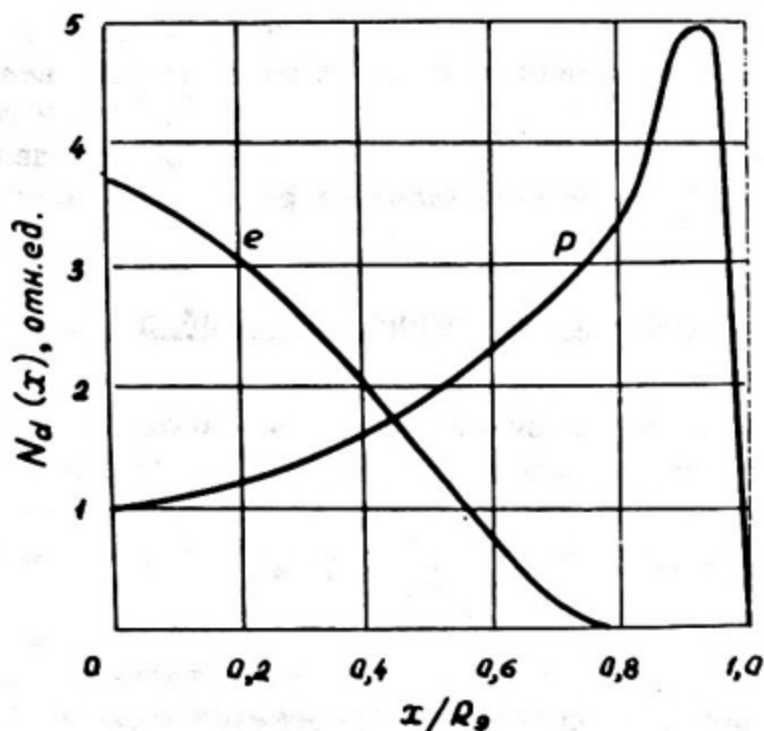


Рис. 5.4. Зависимость глубинного распределения концентрации смещенных атомов для протонов (p) и электронов (e)

Если энергия протона невелика, и он поглощается в образце, полное количество дефектов может быть получено интегрированием концентрации смещений по пробегу протона:

$$\begin{aligned}
 N_n &= \int_0^{R_p} n_0 \left[\sigma(E_p, T) \frac{L(T)T}{2T_d} dT \right] dx = \\
 &= \int_0^{E_p} n_0 \left[\sigma(E_p, T) \frac{L(T)T}{2T_d} dT \right] \left(-\frac{dE_p}{dx} \right) .
 \end{aligned}$$

Приблизительно до энергии 60 кэВ суммарное значение $\left(\frac{dE}{dx} \right)$ имеет почти постоянное значение около 100 МэВ/см, а затем с ростом энергии уменьшается.

При увеличении энергии свыше 10 МэВ рассеяние Резерфорда постепенно переходит в рассеяние, описываемое оптической моделью, одновременно возрастает сечение неупругого рассеяния и ядерных реакций.

Неупругие процессы при высоких энергиях рассматривают происходящими в две стадии: стадия внутриядерного каскада и стадия испарения частиц из возбужденного ядра-мишени. Неупругое рассеяние обогащает спектр ядер отдачи ионами с высокой энергией. При энергии 40 МэВ сечение рассеяния по оптической модели приблизительно равно сечению каскадно-испарительных процессов и для кремния сечения равны 0,61 и 0,69 б соответственно.

Аналитического выражения для определения энергии смещенных атомов нет, но общая зависимость скорости введения дефектов от энергии протонов дана на рис. 5.5.

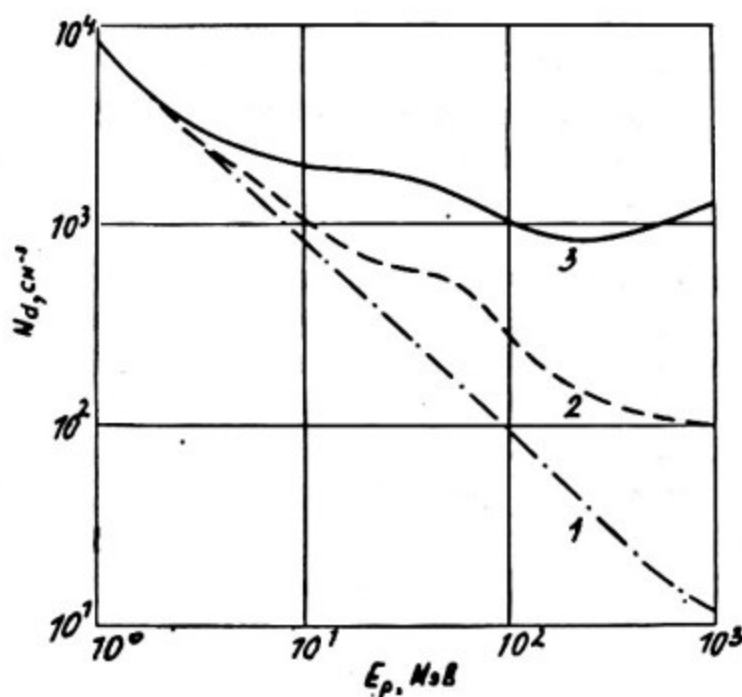


Рис. 5.5. Скорость введения смещений при облучении кремния протонами. Расчеты рассеяния по формуле Резерфорда (1), по оптической модели ядра (2), по оптической модели ядра с учетом вклада неупругого рассеяния протонов (3)

Следует отметить большой разброс результатов расчетов скоростей введения смещений, полученных различными авторами и приведенных в табл. 5.2.

Таблица 5.2
Скорость введения смещений, см⁻³

Автор	Энергия протона, МэВ		
	10	40	200
Ла-Фонд	470	250	130
Симон	1100	400	190
Байкер	1400	800	130

5.5. Расчет концентрации смещений при нейтронном облучении

Проводимые оценки концентрации смещений убеждают в том, что можно ограничиться рассмотрением упругого и неупругого рассеяния быстрых и промежуточных нейтронов.

Сечения ядерных реакций просто добавляются к сечению неупругого рассеяния.

Рассмотрим зависимость концентрации дефектов в кристаллических материалах, возникающих при упругом рассеянии нейтронов от их энергии.

Для малых энергий вдали от резонансов рассеяние нейтронов на ядрах можно рассматривать как изотропное в системе центра масс.

$$T = \frac{2E_n A}{(A+1)^2} (1 - \cos \theta) = \frac{4AE}{(A+1)^2} \cos^2 \varphi ,$$

где θ - угол рассеяния нейтрона в системе центра масс (СЦМ); φ - угол вылета ядра в лабораторной системе координат (ЛСК). При этом

$$\frac{d\sigma}{dT} = \frac{d\sigma}{d\Omega_{\text{СЦМ}}} \frac{d\Omega_{\text{СЦМ}}}{dT} = \frac{d\sigma}{d\Omega_{\text{СЦМ}}} \frac{\pi(1+A)^2}{E_n A} .$$

Полезно также иметь связь между углом рассеяния нейтрона в СЦМ - θ и углом рассеяния в ЛСК - φ .

$$\cos \varphi = \frac{A \cos \theta + 1}{\sqrt{A^2 + 2A \cos \theta + 1}} .$$

С точностью до отбрасывания члена $1/A$ (при $A \gg 1$) $\cos \varphi \approx \cos \theta$.

При энергиях нейтронов более 100 кэВ рассеяние становится все более анизотропным по направлению движения налетающего нейтрона. Сечение нейтронов обычно представляют в виде разложения в ряд по полиномам Лежандра (P_l):

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \sum_l \frac{2l+1}{2\pi} B_l P_l(\cos\theta)$$

или

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \sum_l B_l P_l(\cos\theta).$$

Средняя энергия ядер отдачи равна

$$\bar{T} = \frac{2E_n A}{(A+1)^2} \left(1 - \frac{B_1}{B_0}\right).$$

В качестве примера в табл. 5.3 приведены значения коэффициентов при полиномах Лежандра для кремния.

Таблица 5.3

Коэффициенты в разложении дифференциального сечения по полиномам Лежандра в лабораторной системе координат, барн

E_n	0,1	0,2	0,5	1	1,5	2	5
B_0	0,4	1,2	3,2	4,5	2,4	5,0	1,6
B_1	0	1,5	0,6	4,5	2,0	2,4	2,0
B_2	0	0,5	0	2,5	2,0	2,0	3,2
B_3	0	0	0	0,5	0,3	1,0	2,5
B_4	0	0	0	0	0,05	0,4	1,6

При больших энергиях для малых углов сечение спадает с ростом угла приблизительно по экспоненциальному закону, а для больших углов оно почти постоянно. Для описания рассеяния в этом случае требуется слишком большое число членов разложения в ряд по полиномам Лежандра. Тогда упругое рассеяние можно представить как сумму дифракционного рассеяния на непрозрачном диске (модель Фешбаха) и изотропного рассеяния через составное ядро:

$$\frac{d\sigma_{\varphi}(\theta)}{d\Omega} = \frac{(R+\lambda)^2}{4} \operatorname{ctg}^2\left(\frac{\theta}{2}\right) \left[J\left(\frac{R+\lambda}{\lambda} \sin\theta\right) \right]^2,$$

где R - эффективный радиус ядра, $R \approx 1,5 \cdot 10^{-13} A^{1/3}$, см;
 λ - длина волны нейтрона, $2,86 \cdot 10^{-12} (E_n)^{-1/2}$ (E_n дано в МэВ), J - бесселева функция.

Обычно принимают, что упругое рассеяние дает дополнительный вклад на уровне 30 - 40% в сечении.

Остальная доля реализуется в неупругом рассеянии и ядерных реакциях.

Концентрация дефектов в актах упругого рассеяния нейтронов равна

$$N_d(E_n) = \frac{\pi_{\text{ат}}}{2T_d} \int_{T_d}^{T_{\text{max}}} \Phi(E_n) T L(T) \sigma(T, E_n) dT,$$

$\Phi(E_n)$ - флюенс нейтронов с энергией E_n .

Общее сечение неупругого рассеяния имеет пороговый характер. Порог неупругого рассеяния уменьшается с ростом атомного номера. На интервале 1 - 2 МэВ выше порога сечение неупругого рассеяния достигает максимума, равного 1 - 2 б.

В акте неупругого рассеяния нейтрон возбуждает ядро, возбуждение снимается за счет эмиссии одного или многих фотонов.

Для неупругого рассеяния, когда известны энергии возбуждения составного ядра E_i и парциальные сечения, расчеты производились по формуле [13]:

$$\frac{d\sigma(E_n, T)}{dT} = \frac{\pi(A+1)^2}{AE_n \left(1 + \frac{A+1}{A} \frac{E_i}{E_n}\right)} \frac{d\sigma_i(E_n, \Omega)}{d\Omega},$$

$$T = \frac{2A}{(A+1)^2} E_n \left[1 - \left(1 - \frac{A+1}{A} \frac{E_i}{E_n}\right)^{1/2} \cos\theta \right] - \frac{1}{A+1} E_i.$$

Для кремния, например, известны парциальные сечения 3-х уровней возбуждения ядра: 1,78, 4,61 и 4,97 МэВ. Более высокие уровни лежат весьма плотно и к ним применима статисти-

ческая модель ядра. По-видимому, для нечетно-нечетных ядер статистическая модель применима с первого уровня.

Для неупругого рассеяния нейтрона с энергией E_n на уровне E_i ядра, приводящего к образованию атома отдачи с энергией T , получим (при $E_n > E_i$)

$$N_d = \frac{n_{at}}{2T_d} \sum_{E_i} \int T L(T) \frac{d\sigma(E_n, E', E_i)}{dE'} \frac{dE'(E_n, T, E_i)}{dT} dT,$$

здесь E' - энергия неупругого рассеянного нейтрона.

$$\frac{dE'}{dT} = \frac{2 \left(\frac{A}{A+1} E_n - E_i \right)}{T - \frac{1}{A+1} E_i} - 1.$$

Для случая близко расположенных уровней применима статистическая модель, в соответствии с которой плотность уровней подчиняется зависимости

$$\omega(E_i) = C \exp \left[4a (E_i - E_{i \min}) \right]^{1/2},$$

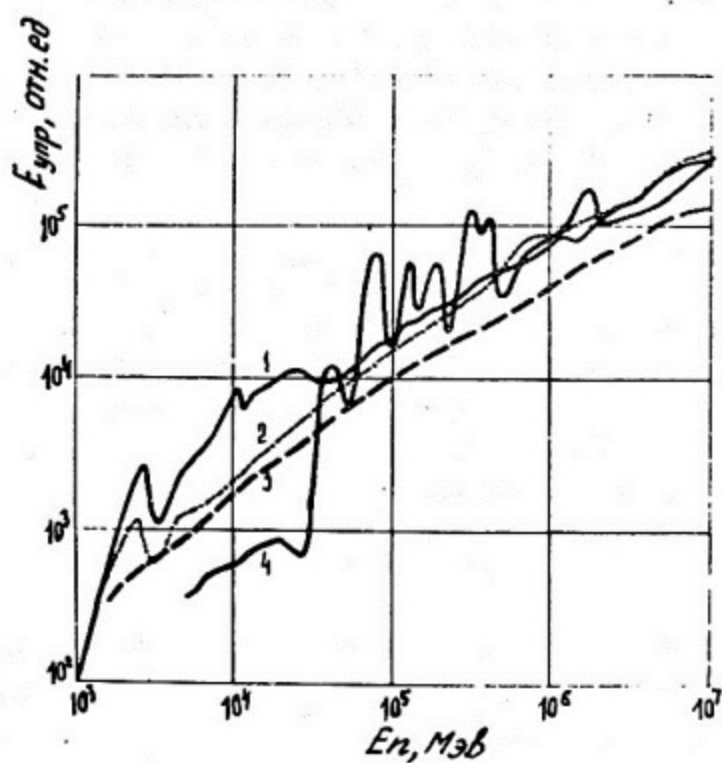
где C - константа; a - параметр, зависящий от атомной массы (при $A = 27$ параметра $a = 0,45$ МэВ, $C = 0,5$; при $A = 63$ $a = 2$ МэВ, $C = 0,3$); $E_{i \min}$ - энергия нижнего уровня, начиная с которого применима статистическая модель.

Концентрация дефектов при возбуждении верхних уровней ядра может быть найдена:

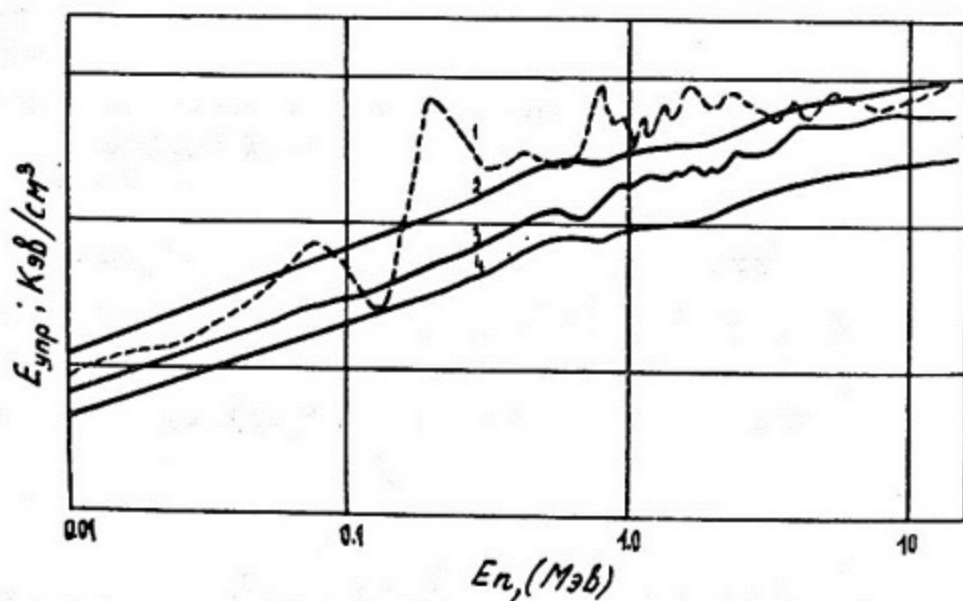
$$N_d = \frac{n_{at}}{2T_d} \int_{T_{\min}}^{T_{\max}} T L(T) \frac{d\sigma(E_n, \bar{E}')}{dE'} \frac{\int_{E_{i \min}}^{\frac{A}{A+1} E_n} \frac{dE'}{dT} \omega(E_i) dE_i}{\int_{E_{i \min}}^{\frac{A}{A+1} E_n} \omega(E_i) dE_i} dT,$$

где $\bar{E}' = E_n - T - \left(E_{i \min} E_n \frac{A}{A+1} \right)^{1/2}$.

Результаты расчетов зависимости энергии, диссипированной в упругих ион-атомных соударениях, для ряда материалов приведены на рис. 5.6, а, б.



а)



б)

Рис. 5.6. Поглощенная энергия, диссипированная в ион-атомных соударениях для ряда материалов, облучаемых нейтронами

а) 1 - медь, 2 - ниобий, 3 - золото, 4 - алюминий; б) 1 - кремний, 2 - германий, 3 - фосфид галлия, 4 - арсенид галлия

Тепловые нейтроны также могут производить дефекты за счет ядер отдачи, возникающих в реакциях захвата. Кинетическая энергия ядра (кэВ) равна

$$T \approx \frac{E_{\gamma}^2}{1,88(A+1)},$$

где E_{γ} — энергия фотона (МэВ), испускаемого возбужденным ядром. Для $A \approx 60$ и $E_{\gamma} = 10$ МэВ величина $T \sim 1$ кэВ.

При радиационном захвате в кремнии максимальная энергия захватных фотонов достигает 10,6 МэВ, но максимальное количество фотонов испускается в диапазоне $3 \div 5$ и $1 \div 2$ МэВ. Можно предполагать, что созданные при радиационном захвате нейтронов дефекты не образуют разупорядоченных областей.

5.6. Расчет концентрации дефектов в сложных соединениях

Расчет каскада смещений в двухатомных соединениях имеет свои особенности, связанные с распространением каскада по двум подрешеткам. Прежде всего, эффективные пороги смещения атомов могут быть различными. Коэффициенты быстрого отжига также могут различаться. Наиболее просто задача решается при использовании следующей модели. Концентрация смещений рассчитывается для каждого из двух атомов смеси при прохождении как по "своей" подрешетке, так и по "чужой", и результаты суммируются с каким-либо весом.

Когда атом движется в двухатомном веществе, он имеет неравные вероятности провзаимодействовать с атомами разных сортов. Вероятность рассеяния атомов в этой задаче примем пропорциональной сечению передачи энергии в упругом рассеянии, определяемой по формуле Бора:

$$S = \frac{1}{\pi a_T} \left(-\frac{dE}{dx} \right) = 0,736 \pi^2 a_B^2 \left(\frac{q^2}{2a_B} \right) \frac{Z_1 Z_2}{(Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})^{1/2}} \frac{A_1}{A_1 + A_2},$$

где a_B — боровский радиус, $a_B = \hbar^2 / \pi_0 q^2 = 0,053$ нм; $q^2 / 2a_B$ — постоянная Ридберга для атома водорода, 13,5 эВ.

Особенностью этого сечения является независимость передачи энергии от скорости налетающей частицы (A_1), что приближенно справедливо для энергий атомов до 10–20 кэВ.

Тогда концентрация дефектов в многоатомном веществе может быть определена из формулы

$$N_d = \sum_j \sum_i \left(\frac{n_{at,i}}{2\bar{T}_d} \int_0^{T_{max,i}} \frac{d\delta_i}{dT_i} T_i L_{ij} dT_i \right) \frac{s_i}{\sum_i s_i},$$

где $n_{at,i}$ - концентрация атомов сорта i ; T_i - энергия смещенного атома; $L_{ij} T_i$ - энергия, диссипируемая в упругих соударениях i -м первично смещенным атомом в подрешетке, состоящей из атомов сорта j ; \bar{T}_d - средняя энергия смещения атомов. Суммирование ведется по всем элементам смеси или соединения.

Следует отметить, что $s_i / \sum_i s_i$ почти постоянная величина, что видно из табл. 5.4.

Таблица 5.4

Вероятность развития каскада в каждой из подрешеток двухатомного вещества:
GaP и SiO₂

Вещество	GaP				SiO ₂			
	P		Ga		Si		O	
Первичный атом	P		Ga		Si		O	
Подрешетка	P	Ga	P	Ga	Si	O	Si	O
Вероятность	0,47	0,53	0,42	0,58	0,54	0,46	0,50	0,50

Некоторые результаты расчетов приведены на графиках, рис. 5.7.

Важно отметить, что в поведении $E_{упр}$ от энергии нейтронов наряду с индивидуальными особенностями, отражающими резонансный характер сечений взаимодействия, есть и общие черты. Последнее дает основания ожидать не слишком большой вариации значений $E_{упр}$ в различных реакторных спектрах в зависимости от материала.

Одновременно с расчетом энергии, диссипированной в ион-атомных столкновениях, был проведен расчет части поглощенной дозы, переданной электронной подсистеме на ионизацию и возбуждение. В расчетах принимали во внимание образование в ядерных реакциях протонов и альфа-частиц, а при неупругом

рассеянии – фотонов. Считали, что вся энергия протонов и альфа-частиц расходуется на ионизацию и возбуждение атомов среды. Оценка поглощения энергии фотонов при неупругом рассеянии нейтронов показала, что при размерах кристалла около 1 мм вклад в дозу не превышает 1% в кремнии и 2% в германии. На рис. 5.7 приведены отношения частей поглощенной дозы, расходуемой на ионизацию и возбуждение, к полной дозе нейтронов.

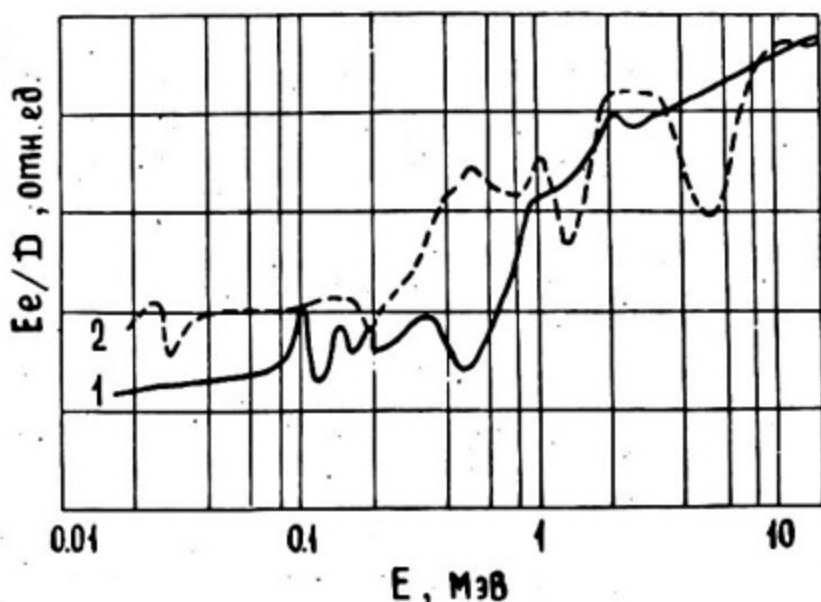


Рис. 5.7. Отношение поглощенной энергии, диссипированной в процессах ионизации и возбуждения, к поглощенной дозе в корунде (1) и кварце (2)

Полезно отметить, что оценки для типичных спектров излучения реакторов с вариацией средней энергии от 0,45 до 2,4 МэВ показали, что доля поглощенной энергии нейтронов, идущая на ионизацию, находится в пределах 0,75 – 0,87; 0,55 – 0,75; 0,30 ÷ 0,34 в углероде, кремнии и германии соответственно.

Г Л А В А 6

МЕТОДЫ МОНИТОРИРОВАНИЯ ИЗЛУЧЕНИЯ ПРИ РАДИАЦИОННЫХ ИСПЫТАНИЯХ

В большинстве случаев в качестве характеристики радиационных повреждений выступает поглощенная энергия (доза), диссипированная в упругих ион-атомных соударениях $E_{упр}$. Экс-

периментально и теоретически показана адекватность начальной скорости убыли носителей в полупроводниках и радиационного изменения времени жизни величине $E_{упр}$ как для нейтронов, так и для фотонов. Расчет $E_{упр}$ основан на использовании той или иной модели образования каскада смещений. Наиболее часто, но не всегда, применяется модель Линдхарда. Для статей совещание экспертов МАГАТЭ в 1972 г. предложило применять модель образования смещений НРТ (Норге, Робинсон, Торренсен), которая несколько отличается от модели Линдхарда. Выбор модели влияет на рассчитанное значение N_d или $E_{упр}$ в пределах погрешности $\pm 20\%$ при широкой вариации спектров нейтронов. На рис. 6.1 приведены зависимости групповых сечений повреждения от энергии нейтронов. Для "идеального" детектора, определяющего концентрацию смещений атомов, должно выполняться условие:

$$\int_E \psi(E_n) N_d(E_n) dE_n = const \int_E \psi(E_n) f(E_n) dE_n,$$

где $f(E_n)$ — отклик детектора, константа не зависит от вариации спектра нейтронов.

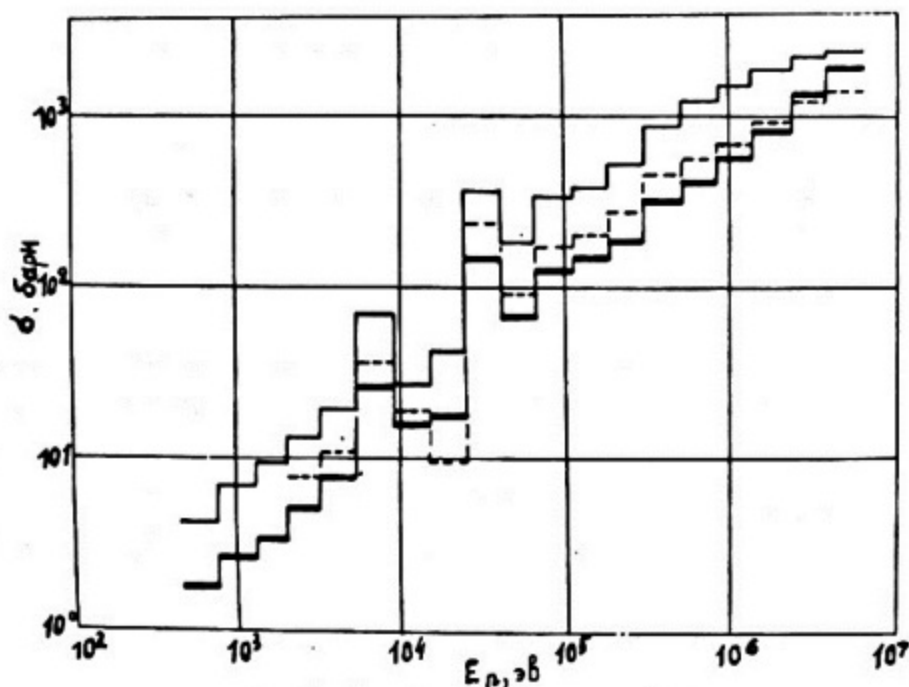


Рис. 6.1. Зависимость групповых сечений образования первичных смещений от энергии нейтронов: сплошная линия — модель НРТ; пунктир — Халфа-Нельсона, тонкая линия — Кинчина-Пиза

Применение детекторов, измеряющих полную поглощенную дозу в веществе, не позволяет с достаточной точностью определить концентрацию смещений в различных спектрах нейтронов из-за сильной вариации доли поглощенной энергии, идущей на смещения. Например, для кремния она изменяется в 1,8 раза при постоянной поглощенной дозе.

Совершенно очевидно, что фотонное и нейтронное излучения вводят различные типы основных структурных дефектов, и поэтому $E_{упр}$ не может быть мерой сравнения результатов воздействия фотонов и нейтронов. Отметим, что в соответствии с рекомендациями МАГАТЭ и Евроатома - желательно иметь уровень погрешности при определении меры радиационного воздействия не более 5%, но допускается и 20%.

6.1. Методы определения поглощенной энергии нейтронов, диссипированной в упругих ион-атомных столкновениях, с помощью детекторов с откликом, близким функции повреждения

Задача состоит в том, чтобы подобрать детектор, чувствительность которого при любой энергии нейтронов была бы почти пропорциональна функции повреждения.

Россин, Дол, Йошикова предложили использовать в качестве монитора стальной брусок; изменение его механических свойств считается пропорциональным концентрации дефектов в стали и любом другом материале. Этот метод применяется при радиационных испытаниях конструкционных материалов в Англии и некоторых других странах. Однако для воспроизводимости необходимо облучать эталонный материал из одной плавки, иначе погрешность измерения (двойное стандартное отклонение) достигает 100%.

Патрикеевым Л.Н. и др. для целей мониторинга радиационных нарушений было предложено использовать изменение объемного сопротивления полупроводниковых резисторов. Большой разброс начальных сопротивлений, различия в скоростях изменения сопротивления, необходимость поддержания фиксированной температуры не позволили рекомендовать эту методику для массовых рутинных измерений, хотя в Сакле (Франция) и в Моле (Бельгия) используют графитовые резисторы. Мониторинг радиационных испытаний при умеренных флюенсах нейтронов в Моле осуществляется с помощью $p-i-n$ -диодов.

Относительное изменение прямого тока в первом приближении пропорционально скорости введения смещений. Однако коэффициент пропорциональности зависит от времени выдержки после облучения и имеет значительный технологический разброс. Применяемые диоды проходят предварительную отбраковку по радиационной чувствительности. В противном случае среднеквадратический разброс радиационной чувствительности достигает 29 – 42% в зависимости от типа диодов. Деградиационные приборы, как правило, "перекрывают" один-полтора порядка измеряемой величины.

Н.А. Ухин, Б.А. Левин, А.В. Хрусталеv [16] предложили определять меру радиационного воздействия энергией, переносимой флюенсом нейтронов ($E_n > 1$ кэВ). Применяли два детектора. Один детектор деления на основе ^{239}Pu или ^{235}U под слоем бора, толщиной 1 г/см^2 . Другой – активационный серный детектор с порогом 3 МэВ. Средняя энергия нейтронов определяется из выражения

$$\bar{E} = 7,42 \frac{\Phi(E > 3)}{\Phi(E > 0,001)} + 0,3, \text{ МэВ}.$$

Тогда мера радиационного воздействия (МРВ) равна

$$\text{МРВ} = \bar{E} \Phi(E > 0,001).$$

Для различных спектров средние энергии, вычисленные по выше приведенной формуле, отличаются от истинного значения в среднем на $\pm 7\%$ при максимальном отклонении до $\pm 21\%$. Кроме того, функция радиационного воздействия изменяется с энергией скорее как $E_n^{2/3}$, а не E_n^1 .

Поиск детектора с чувствительностью, энергетическая зависимость которой близка к требуемой, привел к предложению использовать поглощенную дозу нейтронного излучения в водороде в качестве меры радиационного повреждения твердых тел [17]. Были рассчитаны отношения концентрации смещений к нейтронной дозе, поглощенной водородом. Установлено, что для представительного набора спектров реакторов отношение дозы повреждений в кремнии, германии, арсениде и фосфиде галлия к дозе, реализуемой протонами отдачи в полиэтилене, почти не зависит от спектра нейтронов. Поэтому $E_{упр} = k_D D_{H, n}$.

Значения коэффициента пропорциональности k_D , относительные среднеквадратические и максимальные отклонения, вычисленные по представительному набору спектров, приведены в табл. 6.1.

Для измерения поглощенной дозы нейтронов, обусловленной протонами отдачи, применяются разностные методы измерения, например, калориметрический. Одно рабочее тело калориметра - графит, другое - полиэтилен. При внутриреакторных измерениях вкладом в дозу гамма-излучения от фотопоглощения и образования пар можно пренебречь. Комптоновский эффект целиком зависит от концентрации электронов.

Таблица 6.1

Значения коэффициента k_D , относительного среднеквадратического δ и относительного максимального отклонений

Материал	$k_D, \frac{\text{кэВ}}{\text{см}^3 \text{Гр}}$	Среднеквадрат. отклон., δ , %	Максимальное отклонение, %
Кремний	$1,61 \cdot 10^{11}$	4,9	16
Германий	$0,960 \cdot 10^{11}$	4	12
Фосфид галлия	$0,653 \cdot 10^{11}$	5,5	19
Арсенид галлия	$0,335 \cdot 10^{11}$	3,1	9,3
Алюминий	$1,77 \cdot 10^{11}$	2,8	9
Ниобий	$3,84 \cdot 10^{11}$	4,2	15
Медь	$2,30 \cdot 10^{11}$	4,1	15
Золото	$0,91 \cdot 10^{11}$	4	12

$$\left. \begin{aligned} D_C &= D_{C,\gamma} + D_{C,n} ; \\ D_{CH_2} &= D_{C,\gamma} + D_{H,\gamma} + D_{C,n} + D_{H,n} \end{aligned} \right\}$$

где D_C - суммарная доза в углероде; D_{CH_2} - суммарная доза в полиэтилене; $D_{C,\gamma}$, $D_{C,n}$, $D_{H,\gamma}$, $D_{H,n}$ - компоненты доз.

С учетом концентрации атомов и электронов, выражая компоненты углеродной дозы в полиэтилене через компоненты дозы в графите, получим:

$$\left. \begin{aligned} D_C &= D_{C,\gamma} + D_{C,n} ; \\ D_{CH_2} &= 1,14 D_{C,\gamma} + 0,86 D_{C,n} + D_{H,n} , \\ D_{CH_2} - 1,14 D_C &= D_{H,n} - 0,28 D_{H,n} . \end{aligned} \right\}$$

Анализ отношений поглощенных доз нейтронов в углероде и водороде показал, что они колеблются для разных спектров от 0,077 до 0,091. Поэтому последнее равенство может быть записано следующим образом:

$$D_{CH_2} - 1,14 D_C = (0,977 \pm 0,002) D_{H,n} .$$

Таким образом, полученное выражение для дозы от протонов отдачи в полиэтилене не зависит от спектра нейтронов, так как составляющая систематической погрешности, связанная с изменением энергетического распределения нейтронов, меньше 1%. Обычно погрешность определения дозы не превосходит 3 - 5%. На рис. 6.2 приведены отношения стандартных погрешностей дозы, создаваемой протонами отдачи, к погрешности полной дозы в зависимости от отношения доз в полиэтилене и графите. Там же приведен относительный вклад в дозу протонов отдачи в полиэтилене. Если принять погрешность измерения доз равной 3% (стандартное отклонение), а допустимую погрешность определения $D_H = 15\%$, то соотношение доз в полиэтилене и графите должно быть не менее 1,5. При этом вклад протонной компоненты в общую дозу в полиэтилене составляет 27%.

Заметим, что использование радиационных изменений в кремнии как меры радиационного воздействия на другие материалы вдвое увеличивает погрешность при вариации спектров по сравнению с использованием дозы в водороде.

Дальнейшее снижение погрешности мониторинга может быть достигнуто за счет применения двух детекторов с заметно различающейся чувствительностью. Один из детекторов - дифференциальная камера или калориметр, другой - пороговый детектор. Применение в качестве второго детектора серы предпочтительнее по сравнению с другими, так как мониторингирование потоков быстрых нейтронов повсеместно проводится с помощью реакции $^{32}S(n,p)$. Поглощенная энергия, диссипируемая в упругих ион-атомных соударениях, может быть определена из соотношения

$$64 \quad E_{упр} = k_1 D_H [1 + k_2 (Q_S / D_H)] ,$$

где k_1 и k_2 - некоторые константы; q_s - активационный интеграл; D_H - доза, поглощенная в водороде при нейтронном облучении. Использование двух детекторов в несколько раз уменьшает систематическую погрешность при вариации спектров нейтронов. Среднеквадратическое отклонение не превосходит 3% при максимальном отклонении 9%.

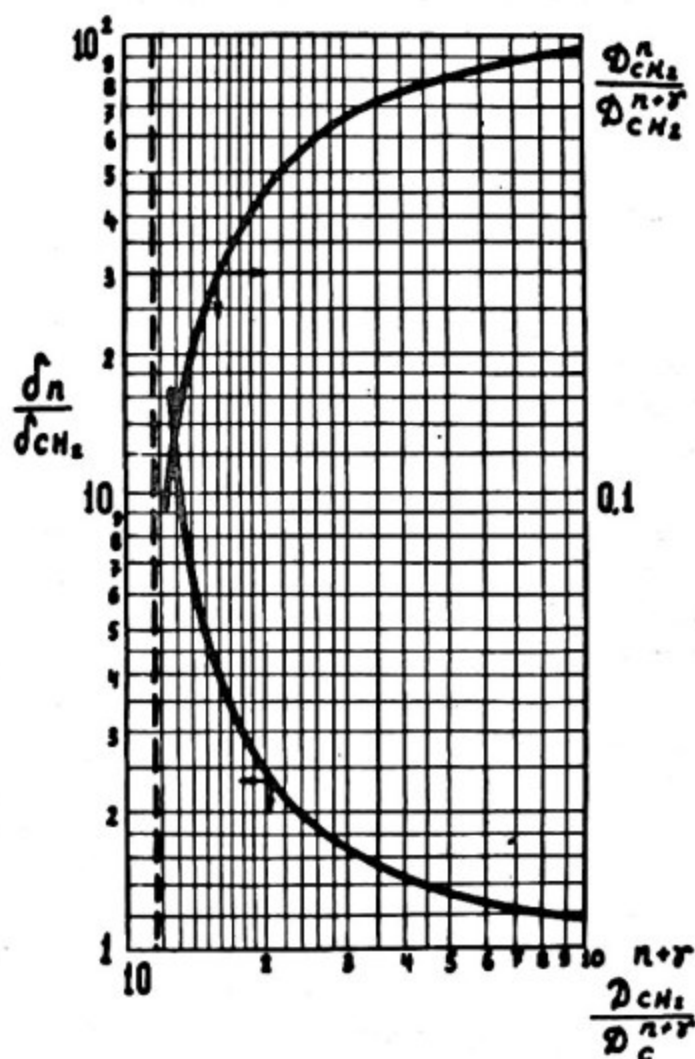


Рис. 6.2. Отношение погрешности определения дозы протонов отдачи к погрешности измеренной дозы в полиэтилене и относительный вклад нейтронного компонента в зависимости от отношения измеренных доз в полиэтилене и графите

6.2. Аппроксимация поглощенной энергии нейтронов, диссипированной в упругих ион-атомных столкновениях, ступенчатой функцией и выбор пороговых детекторов

Идея аппроксимации функции повреждения (т.е. N_d или $E_{упр}$) впервые была высказана Йошикавой. Его концепция состоит в следующем: вычисленная зависимость скорости введения дефектов заменяется ступенчатой функцией (функция Хевисайда), эффективный порог которой подбирается так, чтобы высота ступеньки минимальным образом зависела от вида спектра нейтронов:

$$N_d(E_L) = \frac{\int_0^{\infty} N_d(E) \psi(E) dE}{\int_{E_L}^{\infty} \psi(E) dE},$$

где $N_d(E)$ — концентрация смещений, созданных нейтронами с энергией E ; $\psi(E)$ — спектр нейтронов; E_L — эффективный порог; знаменатель — флюенс нейтронов с энергиями выше E_L . Йошикава нашел значение E_L для сталей, которое оказалось равным 0,4 МэВ.

В рекомендациях МАГАТЭ и в ряде иных нормативных документов предлагается использовать в качестве меры радиационного воздействия (МРВ) флюенс нейтронов с порогом 0,1 МэВ. Для конструкционных материалов принята другая МРВ — флюенс нейтронов с энергиями выше 0,5 МэВ.

Активационные детекторы с такими низкими порогами отсутствуют. Для определения флюенса нейтронов с энергиями выше 0,1 МэВ было предложено несколько экстраполяционных и интерполяционных способов. Экстраполяционный способ Б.А. Левина [18] состоит в определении скорости деления ^{239}Pu , помещенного внутри борной сферы (толщина слоя по В — 1,1 г/см²), и скорости активации ^{32}S . С помощью этих детекторов определяют плотности потоков нейтронов с энергиями выше 3 и 0,001 МэВ соответственно. Затем определяют так называемый фактор $q_{0,1}$, равный отношению флюенсов нейтронов с энергиями выше 0,1 и 3 МэВ путем интерполяции по закону, полученному по представительному набору тестовых спектров.

Скорость реакции деления или активации равна

$$q_i = \int_0^{\infty} \sigma_i(E) \psi(E) dE = \sigma_{эф}(E_{эф}) \psi_{эф}(E_{эф}).$$

Флюенс нейтронов с энергиями выше порога равен

$$\Phi(E_{i,эф}) = \varphi_{эф}(E_{i,эф})t = (q_i / \sigma_{i,эф})t.$$

Обозначим отношение флюенсов нейтронов, измеренных серным и плутониевым (под слоем бора) детекторами, символом R . Зависимость фактора $g_{0,1}$ от величины R приведена на рис. 6.3. Если $R \leq 0,1$, то

$$g_{0,1} = \left(\frac{0,71}{R} + 1,08 \right) \pm 18 \% .$$

В рекомендации Госстандарта включен метод Е.Н. Григорьева [19]. С целью определения фактора $g_{0,1}$ необходимо измерить интегральную плотность потока нейтронов с энергиями выше эффективных порогов ряда пороговых детекторов. По результатам измерений определяют относительные плотности потока:

$$g(E_i) = \Phi(E_i) / \Phi(3\text{МэВ}),$$

где $\Phi(3\text{ МэВ})$ – плотность потока нейтронов с энергиями выше эффективного порога активации серы. Спектральный коэффициент $g_{0,1}$ определяют с помощью экстраполяционного метода, который заключается в аппроксимации $g(E)$ методом наименьших квадратов зависимостью вида

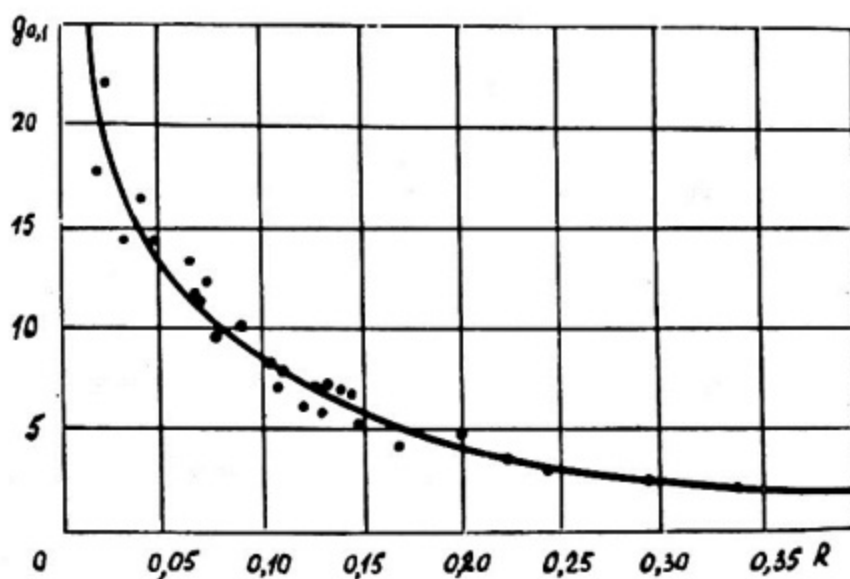


Рис. 6.3. Значение фактора $g_{0,1}$ в зависимости от $R = \Phi(3) / \Phi(0,001)$. Точки — расчет для тестовых спектров [18]

$$g(E) = a_1 f(E) + a_2$$

Вид функции $f(E)$ выбирают с учетом типа реактора:

$$f(E) = \begin{cases} \exp(-0,8E) & \text{— (для водо-водяных реакторов);} \\ \exp(-0,8E)^{0,04(g_{Np}-7,5)^2-0,35} & \text{— (во всех других случаях);} \end{cases}$$

$$g_{Np} = \varphi_{Np} / \varphi(3 \text{ МэВ}).$$

Значения эффективных порогов и соответствующих порогов ряда детекторов приведены в табл. 6.3.

Таблица 6.3

Рекомендуемые реакции и их параметры для экстраполяционного способа определения фактора $g_{0,1}$

Реакция	$E_{эфф}$, МэВ	$\sigma_{эфф}$, мб	$\theta(\sigma_{эфф})$, %
$^{237}\text{Np}(n, f)$	0,58	1600	3
$^{103}\text{Rh}(n, n')$	0,70	920	6
$^{115}\text{In}(n, n')$	1,20	280	8
$^{199}\text{Hg}(n, n')$	1,90	480	10
$^{58}\text{Ni}(n, p)$	2,30	337	9
$^{32}\text{S}(n, p)$	3,00	306	8

В последней колонке даны максимальные погрешности величин эффективных пороговых сечений.

Однако порог 0,1 МэВ не является оптимальным для большинства материалов. Используя современную модель радиационного повреждения, рассчитали средние значения поглощенной энергии, затрачиваемой на первичные смещения для различных значений порогов и для представительного набора спектра нейтронов. Результаты расчетов приведены в табл. 6.4, там же даны среднеквадратические и максимальные погрешности величины $E_{упр}(E)$ при вариации спектра.

Таблица 6.4

Зависимость $E_{упр}(E_L)$, относительная среднеквадратическая (δ) и максимальная (δ_{max}) погрешности

Материал	Энергия порога E_L , МэВ Параметр	1	0,80	0,63	0,5	0,4	0,1
		Кремний	$E_{упр}$, кэВ/см ³	11,1	9,4	8,2	7,4
	δ , %	-	9,2	5,5	3	2,2	5,4
	δ_{max} , %	5,1	30	17,5	11	6	18
Фосфид галлия	$E_{упр}$, кэВ/см ³	4,3	3,7	3,3	3,0	2,8	2,3
	δ , %	5,8	2,2	4,2	6,9	9,0	14,8
	δ_{max} , %	27,0	6,5	15,4	22,0	29,0	50,0
Арсенид галлия	$E_{упр}$, кэВ/см ³	2,25	1,9	1,7	1,6	1,4	1,13
	δ , %	8,8	3,7	2,5	3,9	6,2	12,0
	δ_{max} , %	34,0	15,0	9,0	13,0	1,9	41,0
Алюминий	$E_{упр}$, кэВ/см ³	-	10,3	9,1	-	7,7	6,0
	δ , %	-	7,3	3,9	-	1,7	7,5
	δ_{max} , %	-	26	10	-	6	20
Ниобий	$E_{упр}$, кэВ/см ³	-	22	19,4	-	16,5	13
	δ , %	-	3,2	3,0	-	7,9	13,5
	δ_{max} , %	-	10	11	-	20	47
Медь	$E_{упр}$, кэВ/см ³	-	13,3	11,7	-	10,5	7,8
	δ , %	-	2,9	3,3	-	8	13,6
	δ_{max} , %	-	9,2	11	-	26	48
Золото	$E_{упр}$, кэВ/см ³	-	5,3	4,6	-	3,9	3,1
	δ , %	-	3,2	2	-	7	12,6
	δ_{max} , %	-	12	7	-	21	43

Из приведенной таблицы следует, что эффективный порог для алюминия и кремния равен 0,4, для фосфида галлия - 0,8 и для арсенида галлия - 0,63 МэВ.

Следует отметить, что эффективный порог зависит от набора тестовых спектров, по которым он определяется. Нет необходимости скрупулезно отыскивать точку, обеспечивающую минимум погрешности. Более правильным является задание некоторого диапазона возможных пороговых энергий, соответствующего допустимому уровню систематической погрешности.

Погрешность в определении активационных интегралов не превышает 5%, систематическая погрешность в значениях эффективного порогового сечения активационных детекторов - 7%. Можно считать 20% допустимым уровнем максимальной погрешности при использовании той или иной обобщенной меры радиационного воздействия. Уровню максимальной погрешности 20% соответствует диапазон эффективных порогов E_L , равный для кремния 0,1 - 0,65, для германия и арсенида галлия - 0,47 - 0,97 МэВ. В упомянутых здесь интервалах энергий лишь два детектора имеют подходящие пороги: нептуний (0,65 МэВ при облучении под борным фильтром и 0,58 МэВ при облучении без фильтра) и родий (0,7 МэВ). Детектор из нептуния имеет большое сечение взаимодействия, но требует визуального подсчета треков от осколков деления. Применение родиевого детектора увеличивает возможную максимальную погрешность при анализе радиационных эффектов в кремнии до 30%.

При их использовании значение $E_{упр}$ (кэВ/см³) определяется из соотношений:

кремний $E_{упр} \approx 8,2 \Phi (0,65) \approx 8,4 \Phi (0,7);$

германий $E_{упр} \approx 5,3 \Phi (0,65) \approx 5,6 \Phi (0,7);$

арсенид галлия $E_{упр} \approx 1,7 \Phi (0,65) \approx 1,8 \Phi (0,7);$

фосфид галлия $E_{упр} \approx 3,3 \Phi (0,65) \approx 3,6 \Phi (0,7).$

Различные методы мониторинга условий облучения, основанные на той или иной аппроксимации зависимости $E_{упр}$ от энергии нейтронов, были проверены экспериментально.

Исследовалось изменение коэффициента усиления транзисторов В при их облучении в пучках реакторного излучения с различными спектрами нейтронов. Обнаружено согласие экспериментально определенных эффективных порогов повреждения и рассчитанных по зависимости $E_{упр}$ от энергии нейтронов для сплавных транзисторов.

Для планарных транзисторов оптимальный порог сдвинут в сторону больших энергий. При высоких уровнях легирования, характерных для планарной технологии, строго говоря, не выполняются условия пренебрежимой малости легирующих добавок на вид функции повреждения.

В целом, наибольшая точность определения $E_{упр}$ достигается методом измерения поглощенной дозы от протонов отдачи и измерения флюенса энергиями выше 0,3 - 0,65 МэВ.

6.3. Метод определения поглощенной энергии фотонов, диссипированной в упругих ион-атомных столкновениях

Расчеты части дозы, связанной с первичными смещениями, показали возможность аппроксимации функции повреждения линейной зависимостью, начиная с некоторого эффективного порога (E_0) по энергии фотонов. На первый взгляд может показаться, что функция повреждения близка к зависимости поглощенной дозы от энергии фотонов. В действительности это не так. Величина $E_{упр}$ увеличивается с энергией фотонов ($E_\gamma > E_0$) быстрее, чем доза в данном материале. Поэтому было предложено создать толстостенную ионизационную камеру из какого-либо материала с большим атомным номером. Стенка такой камеры служила бы фильтром, поглощающим фотоны малых энергий. Вместо камеры можно использовать калориметр с рабочим телом из материала с большим атомным номером, которое должно быть окружено экраном из тяжелого материала. Оценки показали, что такими материалами могут быть свинец, висмут.

Чувствительность толстостенной ионизационной камеры можно представить как произведение чувствительности камеры с оптимальной толщиной стенки на коэффициент ослабления в стенке камеры.

Составим функционал:

$$F(\mu d) = \ln \frac{k(E-E_0)}{c I_z(E) B(Z, \mu d, E) \exp(-\mu d)},$$

где $I_z(E)$ - чувствительность камеры; B - фактор накопления; μ - коэффициент ослабления; d - толщина стенки камеры; c - нормировочная константа.

Оптимальную толщину стенки камеры выбираем из условия минимума вариации функционала в интересующем энергетическом диапазоне от E_0 до 10 МэВ. Было найдено, что при толщине свинцовой стенки 17 мм обеспечивается минимум вариации в диапазоне от 1,5 до 10 МэВ.

Максимальная погрешность для кремния - 20%. Диаметр центрального электрода камеры 8,5 мм, зазор 2 мм, рабочая длина собирающего электрода 65 мм, чувствительный объем камеры $3,88 \pm 0,19 \text{ см}^3$.

Предложенный здесь метод мониторингования радиационных объемных нарушений не требует знания спектра фотонов. Методика мониторингования была апробирована. Партия сплавных транзисторов (после предварительного облучения для исключения влияния поверхностных дефектов) облучалась в ВЭК-3 реактора ИРТ-2000 МИФИ, работавшего на нулевой мощности, и на установке МРХ-100 с кобальтовыми источниками. Облучения мониторировались описанной толстостенной ионизационной камерой. Оказалось, что при равенстве зарядов, собранных с камеры за сеансы облучения, изменения коэффициента усиления близки и составили 28% и 20% при облучении в реакторе и в МРХ-100, соответственно.

6.4. Методы определения поглощенной дозы

Радиационные нарушения свойств органических материалов, стекол, кварца, МДП-приборов определяются поглощенной дозой, а для реакторного излучения необходимо знать в ряде случаев и компоненты поглощенной дозы. Кроме того, в момент воздействия ионизирующего излучения через изоляторы и обратносмещенные $p-n$ переходы протекает ионизационный ток, величина которого определяется мощностью поглощенной дозы.

Было установлено, что при нейтронной бомбардировке в отсутствии гамма-излучения доля поглощенной энергии, диссипированная в среде за счет ионизации и возбуждения, составила 78 - 87% в графите и 55 - 75% в кремнии. Поэтому с хорошей точностью можно считать ионизацию пропорциональной полной поглощенной дозе.

Для определения поглощенной дозы излучения могут применяться калориметры, стеночные ионизационные камеры, химические и твердотельные дозиметры. Из перечисленных детекторов калориметры обеспечивают возможность измерения дозы с наивысшей точностью. Из описанных в литературе микрокалориметров различного принципа действия (адиабатические, изотермические, квазиадиабатические, диатермические или термодивергаторы) наибольшее распространение получили термодивергаторы, изобретенные С.С. Огородником и Ю.Л. Цоглиным. Для повышения точности измерения поглощенных доз во всех калориметрах предусмотрена калибровка электронагревом непо-

средственно в поле излучения. Конструкции калориметров различны. Общим является наличие калориметрического тела, в котором определяется поглощенная доза, и оболочки, окружающей это тело. В случае термодивергатора оболочка состоит из батарей термопар, поток тепла от тела во внешнюю среду создает термо ЭДС. При мощности дозы 1 мГр с^{-1} в поглотителе весом 1 г выделяется мощность 1 мкВт , при таких малых уровнях сигнала необходимо термостатировать оболочку, например, с помощью тающего льда из кипяченой бидистиллированной воды. Для измерения термо ЭДС хорошо зарекомендовали себя фотокомпенсационные приборы (Ф - 116/1, Р - 325 и др.).

Особое внимание следует уделять выбору толщины калориметрического тела, на что не всегда обращают внимание конструкторы калориметров. Для массивного калориметрического тела в поле излучения с непрерывным спектром частиц будет велико "самопоглощение" излучения в наружных слоях тела. Для слишком тонкого тела велика будет доля утечки вторичных электронов из объема тела и приток вторичных электронов из оболочки. Поэтому при разработке калориметров размеры тела должны быть оптимальными. Совещание экспертов МАГАТЭ рекомендовало попутно с измерением поглощенной дозы в интересующем материале определять поглощенную дозу в графите как опорном веществе. Например, калориметр, применяемый в Харуэлле, имел тело цилиндрической формы диаметром 15 мм и высотой 100 мм (масса около 30 г), окруженное графитовой оболочкой толщиной $3,5 \text{ мм}$. В Гренобле использовали калориметрическое тело цилиндрической формы, диаметром $6,4 \text{ мм}$ и высотой 35 мм , помещенное в кожух из нержавеющей стали. Зазор между телом и кожухом - около 7 мм .

При выборе материала для калориметрического тела следует избегать применения веществ неустойчивых к действию излучения, в которых "тепловой дефект" не мал. Например, для полиэтилена тепловой дефект составляет $3,5 \pm 0,5\%$, а для полистирола и полиимида - $0,3 \pm 0,3\%$. Поэтому два последних материала более предпочтительны.

Для разделения компонентов реакторного излучения применяют дифференциальные калориметры: одно тело содержит водород, другое нет. Способ расчета дозы от протонов отдачи был приведен выше.

В.В. Генераловой и В.А. Берляндом был разработан калориметр локальной поглощенной дозы электронного излучения. В этом приборе функции поглотителя, нагревателя и измерительного преобразователя выполняет один элемент — радиационно и термостойкая токопроводящая полиимидная пленка толщиной 1,5–6 мг/см². Температурный коэффициент сопротивления равен 0,04%. Указанная пленка может быть применена не менее, чем до 10⁸ Гр. Размер пластинки 10 x 20 мм, она включается в одно из плеч моста постоянного тока. Систематическая погрешность измерения мощности дозы оценивается 0,7%, а случайная 2%. Калориметры позволяют перекрыть диапазон мощностей доз от 10 до 2·10⁵ Гр·с⁻¹.

Ионизационные камеры удобно применять при умеренных мощностях дозы, как правило, не более 10² Гр·с⁻¹. Наполнение камер электроположительными газами (гелий, аргон, этилен, метан) позволяет обеспечить собирание заряда при существенно меньших напряжениях на электродах камеры, что снижает вероятность пробоя. Толщина стенки ионизационной камеры определяется как компромисс между поглощением фотонов малых энергий в наружных слоях стенки камеры и приходом электронов высокой энергии в ионизационный объем из окружающего пространства. Например, в Канаде применяют цилиндрическую графитовую камеру, у которой центральный электрод имеет диаметр 5,1 мм, толщина внешнего электрода 5,1 мм, зазор между электродами 3,8 мм.

Для определения компонентов поглощенной дозы смешанного реакторного излучения могут также использоваться камеры с полиэтиленовыми стенками, наполненные этиленом, и графитовые камеры, наполненные смесью аргона и углекислого газа. Однако точность определения компонентов несколько ниже из-за зависимости работы образования пары ионов от сорта частиц и влияния поверхностных токопроводящих покрытий.

В МИФИ был разработан и применен детектор, представляющий комбинацию калориметра и ионизационной камеры. Поглотитель (рабочее тело), содержащий полость, изготавливался из полиэтилена. Полость заполнялась аргоном с примесью углекислого газа. Внутри полости — электрод. Внутренние стенки калориметра покрывались алюминием толщиной 30 мг/см², что соответствует пробегу электронов с энергией 200 кэВ и протонов с энергией 4,2 МэВ. Это обеспечивало чувствительность ионизационной камеры к нейтронной дозе на уровне 3–7% в зависимости от спектра. Таким образом, калориметр из-

мерял суммарную мощность поглощенной дозы, а внутренняя камера практически поглощенную мощность дозы фотонного излучения.

В более узких диапазонах доз могут применяться деградиционные твердотельные дозиметры. Например, были разработаны специальные силикатные фосфатные и метафосфатные стекла с добавками серебра, марганца и других активаторов. Стекла при облучении окрашиваются. Стекла практически нечувствительны к нейтронному излучению. Примером таких детекторов являются силикатные стекла ДТС - 0,01/1,0. Оптическая плотность стеклянных детекторов пропорциональна поглощенной дозе в интервале $(1 \div 5) \cdot 10^2$ Гр для длины волны 300 нм и монотонно возрастает от 10^3 до $9 \cdot 10^3$ Гр для $\lambda = 745$ нм.

Для определения дозы γ -излучения применяли также кварцевые стекла марки КИ. Под действием излучения появляется дополнительная полоса оптического поглощения при $\lambda = 550$ нм. Оптическая плотность пропорциональна дозе в диапазоне $5 \cdot 10^3 - 10^5$ Гр. Кварцевые стекла мало активизируются и удобны в использовании на реакторах.

Для измерения суммарной дозы нейтронов и фотонов применяют химические детекторы: глюкозный и шавелевокислый. Глюкозный способ дозиметрии был разработан В.В. Генераловой и реализован в образцовых детекторах ДОГ - 0,05/2. Под действием излучения происходит вращение плоскости поляризации света. В диапазоне $(50 \div 250) \cdot 10^3$ Гр для 5% раствора глюкозы найдено $D = 0,271 \Delta\varphi$ ($\Delta\varphi$ - изменение угла поляризации). Для 20% раствора глюкозы в диапазоне $(0,25 \div 20) \cdot 10^6$ Гр эмпирическая зависимость дозы от угла поляризации описывается выражением $D = 2,68 \Delta(l\varphi)$. Радиационно-химический выход глюкозного дозиметра при нейтронном облучении уменьшается всего на 10 - 15%.

6.5. Микродозиметрические аспекты при анализе результатов радиационных испытаний

Плотность потока, поглощенная доза и ее компоненты, интенсивность излучения являются макроскопическими характеристиками поля излучения. Они применимы только тогда, когда происходит большое число актов взаимодействия, так что флуктуации, связанные с отдельными индивидуальными событиями, в наблюдаемых эффектах не проявляются. В самом деле, для

отказа мощного транзистора требуется $5 \cdot 10^5 \div 5 \cdot 10^6$, высокочастотного транзистора - $6 \cdot 10^3 \div 5 \cdot 10^4$, высокочастотного $p-i-n$ диода - $6 \cdot 10^2 \div 5 \cdot 10^3$ актов взаимодействия нейтронов с энергией 14 МэВ в чувствительном объеме перечисленных приборов. Повреждение чувствительного объема прибора рассматривается как последовательное накопление радиационных дефектов.

Развитие электроники связано с миниатюризацией активных и пассивных элементов. Изготовленные в едином технологическом процессе интегральные схемы содержат полупроводниковые приборы с почти идентичными параметрами, что и составляет основу повышенной надежности изделий микроэлектроники. На пути к миниатюризации возникают физические ограничения на размеры приборов и расстояния между активными элементами. Туннельный эффект ограничивает толщины диэлектриков в МОП - структурах и $p-n$ -переходов в биполярных элементах. Стохастические эффекты, связанные с диффузией атомов легирующих примесей, не позволяют сужать толщину базы полупроводникового прибора меньше, чем до 0,1 мкм.

Оценка линейных размеров чувствительных областей приводит к величине порядка 1 мкм, а чувствительного объема - 10^{-12} см³. Размер разупорядоченной области (кластера) при реакторном облучении кремния в среднем равен 0,02 мкм и сопоставим с линейными размерами чувствительных областей приборов, которые будут использовать предельные физические и технологические возможности. Для таких приборов будут существенны эффекты, связанные со стохастической природой передачи энергии от бомбардирующих частиц. Поглощенная доза излучения и ее компоненты характеризуют лишь среднюю передачу энергии. Реальное энерговыделение в чувствительном объеме может существенно отличаться от средней величины.

"Исследование микроскопического распределения поглощенной энергии при взаимодействии ионизирующих излучений с веществом и является предметом микродозиметрии" [20].

Строго говоря, неявно концепции микродозиметрии использовались и ранее при сопоставлении физических явлений, возникающих при нейтронной и фотонной бомбардировках. В первом случае возникают кластеры дефектов, содержащие, в основном, дивакансии, в другом - одиночные дефекты, например А-центры.

Появление отказов элементов в системах будет определяться, с одной стороны, "хвостом" распределения потерь энергии в чувствительном объеме, с другой стороны, возможной неидентичностью полупроводниковых элементов. Вследствие технологического разброса отдельные полупроводниковые элементы могут проявить существенные изменения параметра даже при незначительном числе повреждающих событий.

Впервые столкнулись с необходимостью учета флуктуаций переданной энергии при анализе отказов элементов оптической мишени видикона, состоящей из матриц фотодиодов с чувствительным объемом $5 \cdot 10^{-10} \text{ см}^3$ [21]. Отказ фотодиодов в процессе облучения носил четко выраженный случайный характер. Авторами работы [21] было установлено, что в среднем требуется всего 35 актов взаимодействия для отказа фотодиода.

Следуя развитым методам микродозиметрии, введем плотность вероятности распределения части поглощенной энергии, реализованной в упругих ион-атомных столкновениях, $f_D(z)$, где z - энерговыделение, а D - характеризует уровень облучения. Очевидно, что $\bar{z} = D$. Пусть вероятность повреждения элемента при энерговыделении z будет $x(z)$; $0 \leq x(z) \leq 1$. Для количественной меры эффекта используем долю l отказавших элементов при уровне облучения D , которая равна $l = \int_0^{\infty} f_D(z) x(z) dz$.

Для дальнейшего рассмотрения можно выделить три характерных случая:

1. Функция $x(z)$ носит пороговый характер и может аппроксимироваться единичной функцией Хевисайда: $\eta(z - z_0)$.
2. Существует определенная вероятность отказа при сколь угодно малых z_0 .
3. Порог z_0 , при котором проявляются отказы, велик и требуется большое число взаимодействия.

Первый случай означает, что система состоит из идентичных по радиочувствительности элементов:

$$l = \int_{z_0}^{\infty} f_D(z) dz.$$

Если при этом z_0 много меньше, чем минимальное энерговыделение в одиночном событии, то, учитывая пуассоновское распределение вероятности взаимодействия, получим:

$$l = 1 - \exp(-\pi),$$

где \bar{m} — среднее число взаимодействий в чувствительном объеме элемента.

Рассматриваемый случай соответствует модели мишеней в радиобиологии.

Третий случай реализуется в приборах, обладающих большими чувствительными объемами, когда наблюдаемые радиационные изменения параметров проявляются при энерговыделении, существенно превосходящем максимальное значение в одиночном акте взаимодействия. Область определения $f_D(z)$ сосредотачивается вблизи среднего значения. В этом случае, а он характерен для большинства выпускаемых ныне изделий, справедливы оценки радиационной стойкости через макроскопические величины: SNA , $\Phi(E)$, $E_{упр}$, D_H и т.д.

С развитием миниатюризации приборов скорее всего будет реализовываться второй случай, когда к анализу отказов приборов необходимо будет привлекать и распределение поглощенной энергии, и распределение чувствительности устройств к воздействию облучения.

Будем в дальнейшем под размером события x понимать отношение поглощенной энергии, диссипированной в ион-атомных соударениях, к математическому ожиданию этой величины: $x = z/\bar{z}$. Под испытанием будем понимать такой уровень облучения совокупности элементов, при котором в чувствительном объеме происходит в среднем один акт взаимодействия: $\bar{m} = 1 = 1/\sum V (\sum - \text{макроскопическое сечение, } V - \text{чувствительный объем})$.

Вероятность первично выбитому атому (ПВА) приобрести энергию T определяется дифференциальным сечением взаимодействия и может быть представлена спектром ПВА. Только часть энергии ПВА передается атомам решетки.

В соответствии с принятой концепцией $x = L(T)T$. Спектр одиночного события $N_1(x)$ будет определяться выражением

$$N_1(x) = N(T) \frac{dT}{dx} = \frac{N(T)}{L(T) + T(dL(T)/dT)}$$

Плотность вероятности события размером x связана со спектром одиночного события:

$$p(x)dx = p(x) \frac{dz}{\bar{z}} = N_1(z) dz$$

В приведенной записи величина $p(x)$ нормирована на 1. Дисперсия события в соответствии с определением будет равна

$$D(x) = \frac{[\tau \cdot L(\tau)]^2}{[\tau(L(\tau))]^2} - 1.$$

Однако в одном испытании действительное число взаимодействующих частиц является величиной случайной. Вероятность k взаимодействий описывается законом Пуассона при среднем числе, равном 1:

$$p(k) = 0,368/k! .$$

Размер события в этом случае будет выражаться суммой со случайным числом слагаемых. Было показано

$$y = \sum_{i=0}^k x_i ,$$

$$p(y) = p(k) \prod_{i=1}^k p(x_i) ,$$

$$D(y) = D(x) + 1 .$$

Если для отказа какого-либо устройства необходим уровень облучения, соответствующий в среднем нескольким атомам взаимодействия (испытаниям), то $\bar{x}_m = m$, а дисперсия размера событий, обусловленная статистикой взаимодействия,

$$D(\bar{y}_m) = m \left[D\left(\sum_i x_i\right) + 1 \right] .$$

Если рассматривать реальные устройства, то необходимо учитывать разброс их радиационной чувствительности. Будем в первом приближении предполагать линейное изменение параметра с увеличением экспозиции. Введем удельную, отнесенную к единице объема и одному дефекту, чувствительность элемента (θ). При сделанных допущениях получили выражение для квадрата коэффициента наблюдаемого изменения какого-либо параметра ξ :

$$\frac{D(\Delta\xi)}{(\Delta\xi)^2} = \frac{D(\theta)}{\bar{\theta}^2} + \frac{D(y)}{m} .$$

Учет стохастического характера взаимодействия с чувствительным объемом полупроводников существенен при

$$m \leq \frac{\bar{\theta}^2}{D(\theta)} D(y) .$$

Несмотря на отличие спектров ПВА при бомбардировке материала (кремния) нейтронами с энергией 14 МэВ и нейтронами реактора, и различие средних энергий, поглощенных в ион-атомных соударениях, в 2,7 раза рассчитанные значения дисперсий одиночных событий почти одинаковы: 1,88 и 1,96. Таким образом, спектр нейтронов несущественно влияет на величину дисперсии энерговыделения. Минимальный разброс чувствительности к действию излучений достигнут для приборов, изготовленных по планарной технологии на одной пластине кремния и составляет

$$\frac{D(\theta)}{\langle \theta \rangle^2} = 10^{-2}.$$

Откуда получаем оценку среднего числа взаимодействий нейтронов с чувствительным объемом прибора, при котором становится актуальным учет стохастической природы взаимодействия излучения с веществом: $\mu \leq 200$.

Необходимо обратить внимание на обстоятельство, которое иногда кажется парадоксальным. С уменьшением объема прибора увеличивается допустимый флюенс нейтронов, достигая 10^{13} и более, но при этом увеличивается роль стохастических эффектов из-за уменьшения среднего числа взаимодействий.

При облучении приборов с развитым чувствительным объемом наблюдается плавное изменение параметров, так как необходимые эффекты создаются большим числом взаимодействий, а отдельные акты не детектируются аппаратурой. Иной характер изменения параметров можно ожидать у приборов с очень малым чувствительным объемом. Следует оговориться, что малость объема является необходимым, но не достаточным условием для проявления стохастических эффектов. Например, туннельные диоды с емкостью перехода около 10 пФ имеют чувствительный объем порядка $3 \cdot 10^{-11}$ см³. Но туннельный диод устойчив к действию радиации и изменение свойств описывается средними величинами.

Для проявления стохастических эффектов необходимо второе условие - высокая чувствительность к воздействию радиации.

Уникальным по радиационной чувствительности является лавинный диод. Тщательно поставленными экспериментами было показано, что его основной параметр - средняя частота пробоев - скачкообразно изменяется при каждом акте взаимодействия с нейтронами. На рис. 6.4 показан типичный пример изменения параметра лавинного диода при нейтронном облучении.

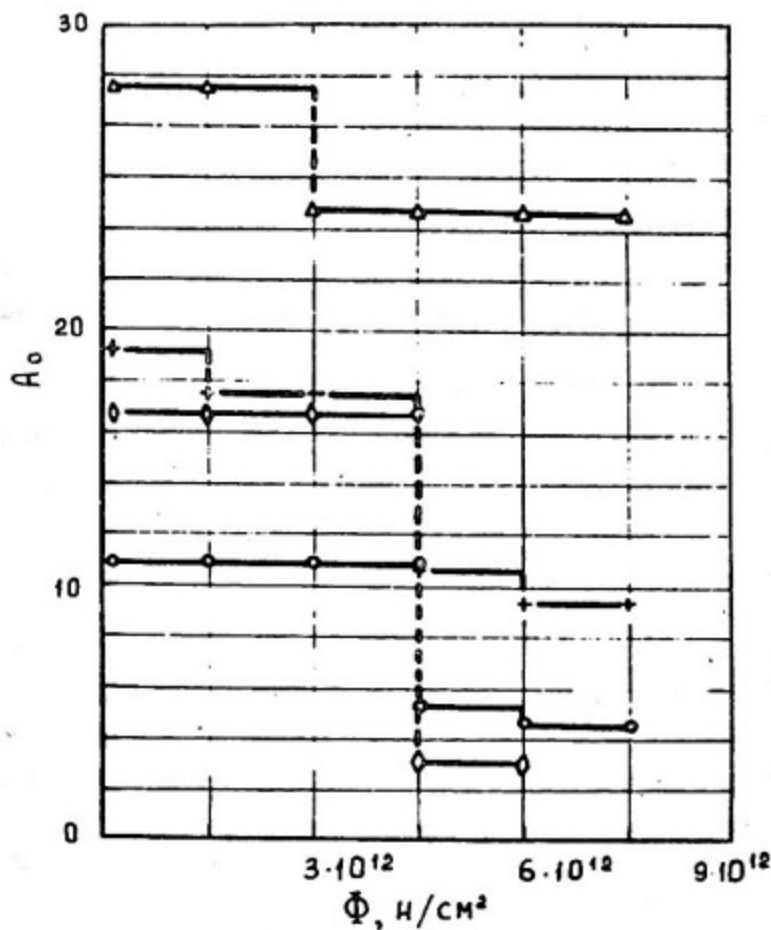


Рис. 6.4. Зависимость измерения параметра 4-х экземпляров лавинных диодов при нейтронном облучении

Наряду с микродозиметрическими эффектами радиационных отказов приборов могут наблюдаться радиационные сбои в МДП приборах при прохождении через слой диэлектрика тяжелой заряженной частицы. Типичная толщина диэлектрика 100 нм, что соответствует пробегу электронов с энергией несколько кэВ и протонов с энергией в несколько десятков кэВ. Потери энергии этих частиц в слое диэлектрика невелики и они не могут вызвать сбоев. Только ионы тяжелее α -частиц могут передать энергию, достаточную для сбоя в работе какой-либо ячейки микросхемы. При анализе радиационных эффектов в случае облучения микросхем α -частицами или более тяжелыми ионами необходимо знать не только их флюенс, но и спектр потерь энергии в эквивалентном объеме, что решается методами ЛПЭ-метрии.

ОПРЕДЕЛЕНИЕ НЕПРЕРЫВНЫХ СПЕКТРОВ
ИНТЕНСИВНОГО НЕЙТРОННОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

При плотности потока нейтронов выше $10^6 \text{ см}^2 \text{ с}^{-1}$ методы спектрометрии, основанные на амплитудном анализе спектров протонов отдачи, не могут использоваться из-за перегрузки аппаратуры, наложения импульсов. Поэтому анализ спектров возможен при использовании интегрирующих детекторов с различными зависимостями отклика от энергии нейтронов.

Совокупность методов определения спектров интенсивных потоков нейтронов и фотонов излагается в курсах спектрометрии ионизирующих излучений, здесь же будут рассмотрены несколько наиболее простых приемов, обеспечивающих вместе с тем достаточную точность решения задачи.

Удобно весь диапазон энергий нейтронов разбить на три группы: тепловые (0 - 0,5 эВ), промежуточные (0,5 эВ - 0,5 МэВ) и быстрые (0,5 МэВ - 18 МэВ) нейтроны.

Верхняя граница первой группы определена эффективным порогом поглощения нейтронов кадмиевым экраном, а верхняя граница второй группы весьма условна и определяется эффективным порогом реакций детекторов быстрых нейтронов.

Сечение захвата тепловых нейтронов кадмием велико, имеет главный резонанс при энергии 0,18 эВ, а затем весьма быстро уменьшается с ростом энергии. Граница кадмиевой отсечки зависит от толщины используемого экрана и углового распределения потока нейтронов. Так при толщине 0,51 мм в изотропном поле граничная энергия равна 0,55 эВ, а в коллимированном пучке - 0,43 эВ; для 1 мм, соответственно, 0,68 и 0,512 эВ. Рекомендуется применять кадмиевые фильтры толщиной не менее 1 мм, что снижает влияние спектра нейтронов на величину границы (E_{cd}). Различают эффективную и условную плотность потока тепловых нейтронов. Под эффективной плотностью потока тепловых нейтронов понимают произведение плотности нейтронов с энергиями ниже эффективной границы кадмиевой отсечки на наиболее вероятную скорость максвелловского распределения при температуре 293,6 К ($\bar{V} = 2,2 \times 10^5 \text{ см} \cdot \text{с}^{-1}$). Эффективная плотность потока измеряется методом кадмиевой разности.

По измеренной активности облученных детекторов (A) определяют скорости реакций (активационные интегралы) q :

$$q = A/n_0 [1 - \exp(-\lambda t_0)] \exp(-\lambda t_f),$$

где N_0 - число ядер нуклида-мишени в образце, t_0 - время облучения, t_g - время выдержки до момента измерения активности, λ - постоянная распада.

Эффективная плотность потока тепловых нейтронов φ_T связаны с активационным интегралом формулой

$$\varphi_T = (q/\sigma_T G_T)(1 - q_{cd}/qF_{cd}),$$

где σ_T - сечение активации (для широко используемого медного детектора $\sigma_T = 4,5 \cdot 10^{-24}$ см²); G_T - коэффициент самоэкранирования (обычно 1,02 - 1,1); F_{cd} - коэффициент уменьшения активности за счет поглощения надкадмиевых нейтронов кадмием (обычно 1,01 - 1,04). При хорошо поставленных измерениях погрешность φ_T не превышает 5%.

В диапазоне 0,5 эВ - 0,5 МэВ спектр нейтронов определяют в отдельных точках с помощью набора резонансных детекторов. Сечение резонансных детекторов может быть представлено суммой сечения изменяющегося по закону $1/v$ и отдельных узких резонансов. В этой области удобно спектр представлять на единицу логарифма энергии (т.е. в единицах лентаргии):

Откуда
$$\varphi(\ln E) = \varphi(E)E.$$

В соответствии с теорией замедления нейтронов в непоглощающих средах $\varphi(E) \sim 1/\sigma_s E$; таким образом, $\varphi(\ln E)$ не будет зависеть от E , пока сечение рассеяния в замедляющей среде постоянно.

Для измерения спектра нейтронов в рассматриваемой области чаще всего используют метод вычитания $1/v$ части сечения, путем облучения резонансных детекторов и детектора с сечением $1/v$, например ¹⁶⁴Dy.

Тогда активность, обусловленная взаимодействием нейтронов с энергией резонанса, равна

$$q_{Pi} = q_i - g_2 q_{Dy},$$

где g_2 - учитывает отношение величин $1/v$ частей сечения.

Определение плотности потока нейтронов с энергией резонанса проводится по формуле

$$E_{Pi} \varphi(E_{Pi}) = q_{Pi} / \sum I_{Pi}.$$

Для измерения спектра резонансных нейтронов отбирают детекторы с превалирующим главным резонансом. Например, для ¹¹⁵In вклад основного резонанса (1,46 эВ) составляет 96%.

Для разработанного в МИФИ минимального набора детекторов значения параметров приведены в табл. 7.1.

Таблица 7.1

Значения параметров для определения спектра в резонансной области

Детектор	$E_{pi}, \text{эВ}$	$\sum I_{pi}, \text{барн}$	g_2	$T_{1/2}, \text{мин}$	$\mu_B, \text{см}^2 \cdot \text{мг}^{-1}$
^{115}In	1,46	2500	$1,15 \cdot 10^{-1}$	54	$13,5 \cdot 10^{-3}$
^{127}I	20,5	144	$4,36 \cdot 10^{-3}$	25	$7,5 \cdot 10^{-3}$
^{55}Mn	337	8,6	$9,5 \cdot 10^{-3}$	154,8	$6,8 \cdot 10^{-3}$
^{37}Cl	26000	0,09	$3,07 \cdot 10^{-4}$	37,3	$5,9 \cdot 10^{-3}$
^{164}Dy	(1/v)	-	-	139	$9,4 \cdot 10^{-3}$

Определение спектра нейтронов в области 0,5 – 18 МэВ осуществляется с помощью набора пороговых детекторов. Сечения большинства пороговых реакций, начиная с некоторой энергии, возрастают, достигают пологого максимума и спадают. Гранди и Узнер предложили сечение пороговых реакций представлять ступенчатой функцией, эффективный порог которой ($E_{эфф}$) выбирается, исходя из минимальной зависимости соответствующего значения эффективного сечения от вида спектра:

$$\sigma_{эфф}(E_{эфф i}) = \int_0^{\infty} \sigma(E) \varphi(E) dE / \int_{E_{эфф i}}^{\infty} \varphi(E) dE.$$

Таким образом, для набора пороговых детекторов весьма просто получить интегральный спектр быстрых нейтронов:

$$\Phi_i(E_{эфф i}) = \int_{E_{эфф i}}^{\infty} \varphi(E) dE = q_i / \sigma_{эфф}(E_{эфф i}).$$

Значения параметров для измерения интегрального спектра быстрых нейтронов приведены в табл. 7.2.

Таблица 7.2

Параметры пороговых детекторов

Реакция	$E_{эфф i}, \text{МэВ}$	$\sigma_{эфф i}, \text{мбарн}$	$T_{1/2}$	$\mu_B, \text{см}^2 \cdot \text{мг}^{-1}$
$^{237}\text{Np}(\pi, f)$	0,55	1630 ± 44	-	-
$^{103}\text{Rh}(\pi, \pi')$	0,7	940 ± 30	56,1 мин	-

	$E_{эфф i},$ МэВ	$\sigma_{эфф i},$ мбарн	$T_{1/2}$	$\mu_{\beta},$ см ² ·мг ⁻¹
$^{31}P(n, p)$	2,30	100 ± 10	2,62 час	7,6 · 10 ⁻³
$^{32}S(n, p)$	3,0	305 ± 25	343 час	6,4 · 10 ⁻³
$^{35}Cl(n, \alpha)$	3,7	190 ± 10	343 час	6,4 · 10 ⁻³
$^{27}Al(n, p)$	4,6	54,5 ± 2	9,46 мин	8,1 · 10 ⁻³
$^{56}Fe(n, p)$	6,2	41,2 ± 2	2,58 час	6,8 · 10 ⁻³
$^{27}Al(n, \alpha)$	7,2	66,4 ± 2	15,0 час	8,4 · 10 ⁻³

Для "восстановления" дифференциального спектра быстрых нейтронов разработано много методов. В оценке того или иного метода главное место занимает устойчивость решения к погрешностям исходных данных. Здесь будет приведен лишь один устойчивый метод, реализуемый как с помощью ЭВМ, так и калькуляторов. Он был разработан в МИФИ и получил название экспрессного метода. Алгоритм восстановления следующий:

1. Рассчитывается интегральный спектр быстрых нейтронов, по экспериментальным значениям проводится плавная кривая (или графически, или методом сплайнов, или методом интерполяции какой-либо функцией).

2. Диапазон энергий быстрых нейтронов разбивается на интервалы шириной 1 МэВ.

3. В каждом интервале дифференциальный спектр представляется экспонентой. Из условий "сшивки" на границах интервалов получено рекуррентное соотношение:

$$\frac{R_i - 1}{\ln R_i} = \frac{1}{\varphi(E_{i+1})} \cdot \frac{\Phi(E_i) - \Phi(E_{i+1})}{E_{i+1} - E_i} = M,$$

где $R_i = \varphi(E_i) / \varphi(E_{i+1})$.

4. Восстановление спектра начинают с интервала наибольшей энергии. Для $E > E_{эфф max}$ предполагаем, что спектр может быть описан функцией:

$$\varphi(E) = const \cdot \exp(-0,714 E_D).$$

Поэтому значение $\varphi(E_{i+1})$ для последнего эффективного порога при 7,20 МэВ будет найдено из выражения

$$\varphi(7,20) = 0,714 \Phi(7,20).$$

5. Для расчета дифференциального спектра при меньших энергиях необходимо решать трансцендентное уравнение относительно R . Решение может быть проведено графически (рис. 7.1). Однако значения дифференциальной плотности пото-

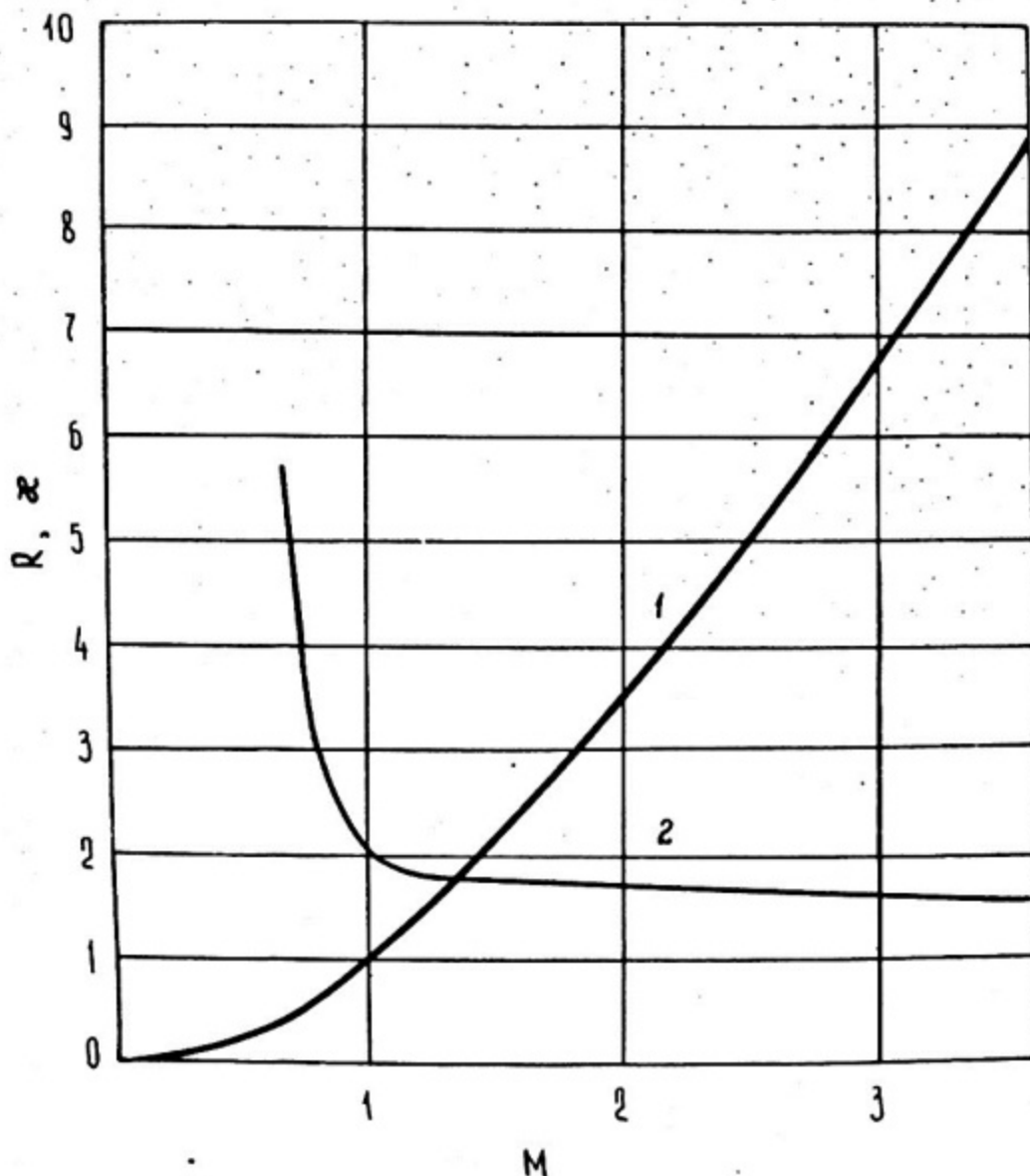


Рис. 7.1. Зависимость отношения (R) значений дифференциального спектра нейтронов (1) и параметра (x), характеризующего положение условно-достоверной точки на интервале $E_i \div E_{i+1}$, от параметра M

ка на границе интервалов имеют максимальную погрешность. Было установлено, что погрешность минимальна в так называемых условно-достоверных точках:

$$E_{i, \text{дост}} = E_{i+1} - (E_{i+1} - E_i) / \mathcal{X}(M_i),$$

$$\varphi(E_{i, \text{дост}}) = \varphi(E_{i+1}) R_i^{1/\mathcal{X}(M_i)}$$

Значения параметра \mathcal{X} приведены в виде графика на рис. 7.1. Обычно условно-достоверные точки лежат близко к середине интервала.

6. По значениям $\varphi(E_{i, \text{дост}})$ проводится плавная кривая, которая экстраполируется до 0,5 МэВ.

7. Определяются относительные погрешности спектра в условно-достоверных точках:

$$\delta(\varphi_{i, \text{дост}}) = \frac{1,1 \pm 0,1}{\frac{\varphi(E_i)}{\varphi(E_{i+1})} - 1} \sqrt{\left(\frac{\varphi(E_i)}{\varphi(E_{i+1})} \delta(\varphi(E_i)) \right)^2 + \delta^2(\varphi(E_{i+1}))},$$

где $\delta(\varphi(E_i))$ — полные относительные погрешности исходных значений интегрального спектра. Относительные погрешности интегрального спектра определяются погрешностями эффективных пороговых сечений, измеренных активностей и поправочных коэффициентов.

8. Значения $\varphi(E_{i, \text{дост}})$ рекомендуется умножить на $E_{i, \text{дост}}$ и построить единый спектр для промежуточных и быстрых нейтронов. В интервале энергий 26 кэВ — 600 кэВ спектр проводится графической интерполяцией.

Входящая в приведенные выше выражения скорость реакции определяется следующими методами:

По числу ромбовидных треков в слюде-мусковит от осколков деления детектора, содержащего тонкий слой ^{237}Np (до 400 мк г·см⁻²). Скорость реакции в этом случае равна

$$q = \frac{N_{\text{тр}}}{S t_0 n_0},$$

где $N_{\text{тр}}$ — число треков на поле площадью S ; t_0 — время облучения; n_0 — концентрация ядер мишени, см⁻².

Методом счета электронов, сопровождающих распад продукта реакции. Обычно применяют 4 π -пропорциональные счет-

чки. При определении активности A необходимо ввести поправки на самопоглощение электронов в активационном детекторе, "мертвое время" установки и фон:

$$A = \frac{(N - N_{\text{ф}}) \mu_{\beta} d}{(1 - N \tau_M)(1 - \exp(-\mu_{\beta} d))}$$

где N – скорость счета электронов из детектора и фона; $N_{\text{ф}}$ – скорость счета сигналов фона; τ_M – мертвое время установки (обычно 1 – 5 мкс); d – толщина детектора, мг·см⁻²; μ_{β} – эмпирический коэффициент поглощения β -излучения, приведенный в таблицах 7.1 и 7.2.

Методом регистрации фотонов с помощью сцинтилляционного или полупроводникового спектрометров широко используется в практике и подробно рассмотрен в курсе спектрометрии.

Следует отметить, что погрешность определения скоростей реакции определяется статистической погрешностью и неучтенным остатком систематической погрешности, обычно суммарная погрешность составляет 6 – 10% при доверительной вероятности 0,95.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Для выявления особенностей радиационных изменений свойств материалов и изделий и сопоставимости результатов испытаний в различных реакторах необходимо проводить облучение в потоках с заметно различающимися спектрами, с фильтрацией тепловых нейтронов и без нее, а также при различных соотношениях нейтронов и фотонов.

В качестве программы-минимум можно рекомендовать следующую методику облучения материалов и изделий с обеспечением исследования дозиметрической информацией.

Для металлов и сплавов: реакторное облучение в 2 – 3 полях с различными спектрами нейтронов с фильтрацией тепловых нейтронов и без нее.

Для полупроводников и полупроводниковых приборов: облучение на изотопных гамма-установках и реакторное облучение в двух полях с различными спектрами нейтронов с фильтрацией тепловых нейтронов и без нее.

Для органических материалов: облучение на изотопных гамма-установках и реакторное облучение в каналах с существенным вкладом нейтронов в поглощенную дозу (не менее 40 – 50%) с фильтрацией тепловых нейтронов и без нее.

Дозиметрическая информация: при облучении на гамма-установках – поглощенная доза в воде либо экспозиционная доза; при облучении в реакторе – интегральный спектр быстрых нейтронов, измеренный пороговыми детекторами, флюенс нейтронов, поглощенная доза и ее гамма и нейтронный компоненты в водородосодержащем материале (например, в полиэтилене). Дополнительная информация – спектр гамма-излучения либо поглощенная доза гамма-излучения в материале объекта. Мощность поглощенной дозы во внутриреакторных условиях рекомендуется измерять с помощью калориметра с поглотителями из полиэтилена и графита, что дает возможность не только определить компоненты дозы в водороде и углероде, но и рассчитать их вклад в дозу в любом материале, относительное число смещенных атомов и флюенс нейтронов с порогом 0,3 МэВ.

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. Алексеенко Н.Н. и др. Радиационное повреждение стали корпусов водо-подяных реакторов. – М.: Энергоатомиздат, 1981.
2. Влияние облучения на материалы и элементы электронных схем/Пер. с англ. Под ред. В.Н. Быкова и С.П. Соловьева. – М.: Атомиздат, 1967.
3. Радиационная стойкость материалов радиотехнических конструкций: Справочник /В.К. Князев, Н.А. Сидоров, В.Г. Курбаков, Г.М. Касьянов. – М.: Сов. радио, 1976.
4. Томпсон М. Дефекты и радиационные повреждения в металлах. – М.: Мир, 1971.
5. Дефекты в кристаллах и их моделирование ЭВМ/Сб. статей: Состав. А.Н. Орлов. – Л.: Наука, 1980.
6. Радиационное повреждение тугоплавких соединений/М.С. Корольченко, В.В. Огородников, Ю.И. Роговой, А.Г. Крайний. – М.: Атомиздат, 1979.
7. Ленченко В.М. Каскадные смещения атомов в германии и кремнии. – Физика и техника полупроводников, 1974. т. 8, № 1, с. 30 – 38.
8. Конозенко И.Д., Семенюк А.К., Хиврич В.М. Радиационные эффекты в кремнии. – Киев: Наукова думка, 1974.
9. Палмер Д. Успехи ионной имплантации. – В кн.: Ионная имплантация в полупроводники и другие материалы, сер. Новости ФТТ, вып. 10, Изд. Мир, 1980, с. 20 – 21.
10. Коноплева Р.Ф., Литвинов В.А., Ухин Н.А. Особенности радиационного повреждения полупроводников частицами высоких энергий. – М.: Атомиздат, 1971.

11. Пекар С.И. Теория подвижности, эффекта Холла и магнетосопротивления в электронных полупроводниках с заряженными дефектами. - ФТТ, 1966, т. 8, с. 1115 - 1121.

12. Кулаков В.М., Шахавцов В.И., Шахавцова С.И. Сравнительная эффективность воздействия ядерных излучений на полупроводниковые материалы. - В сб.: Физические основы радиационной технологии твердотельных электронных приборов. - Киев: Наукова думка, 1978.

13. Биллард Х.Б. и др. Резонансные процессы с быстрыми нейтронами/Пер. с англ.: Под ред. Н.А. Власова. - М.: Атомиздат, 1966, с. 162 - 238.

14. Лейман К. Воздействие излучения с твердым телом и образование элементарных дефектов/Пер. с англ.: Под ред. Г.И. Бабкина. - М.: Атомиздат, 1979.

15. Келли Б. Радиационное повреждение твердых тел. - М.: Атомиздат, 1970.

16. Левин Б.А. Измерение средних энергий быстрых нейтронов на реакторах ОР, ИИН, Ф-1 для работ, связанных с облучением полупроводниковых материалов в ядерных реакторах. - Препринт/ИАЭ-1873, 1969.

17. О нейтронной экспозиции при изучении радиационных повреждений материалов в ядерных реакторах/Крамер-Агеев Е.А., Огородник С.С., Попов В.Д., Цоглин Ю.Л. - Атомная энергия, 1973, 34, вып.4, с. 255 - 258.

18. Левин Б.А. Приближенные методы определения потока нейтронов с энергией, большей 0,1 МэВ, в экспериментальных каналах реакторов. - Препринт/ИАЭ - 2130, 1971.

19. Восстановление интегрального спектра нейтронов в интервале энергий 0,1 - 3 МэВ экстраполяционным методом/Васильев Р.Д., Григорьев Е.И., Тарновский Г.Б., Ярына В.П. - Атомная энергия, 1975, т. 38, вып. 6, с. 414.

20. Иванов В.И. Курс дозиметрии: Учебник для вузов. - 3-е изд. перераб. и доп. - М.: Атомиздат, 1978.

21. Gereth R., Hartz R., Smith F. *Effects of single neutron induced displacement clusters in Special Silicon diodes.* - *J. Appl. Phys.*, 1965, v.36, p.3884-3894.

ОГЛАВЛЕНИЕ

Предисловие.....	3
ГЛАВА 1. <u>Воздействие ионизирующего излучения на органические материалы и требования к внутриреакторной дозиметрии</u>	5
ГЛАВА 2. <u>Воздействие ионизирующих излучений на металлы. Требования к дозиметрии</u>	11
ГЛАВА 3. <u>Воздействие ионизирующих излучений на полупроводники. Требования к дозиметрии</u>	18
ГЛАВА 4. <u>Воздействие ионизирующих излучений на керамику и стекла. Требования к дозиметрии</u>	36
ГЛАВА 5. <u>Расчет концентрации первично смещенных атомов</u>	39
5.1. Число дефектов, создаваемых ядром отдачи.....	42
5.2. Расчет концентрации смещений при электронном облучении.....	45
5.3. Расчет концентрации смещений при фотонном облучении.....	47
5.4. Расчет концентрации смещений при протонном облучении.....	49
5.5. Расчет концентрации смещений при нейтронном облучении.....	52
5.6. Расчет концентрации дефектов в сложных соединениях.....	57
ГЛАВА 6. <u>Методы мониторинга излучения при радиационных испытаниях</u>	59
6.1. Методы определения поглощенной энергии нейтронов, диссипированной в упругих ион-атомных столкновениях, с помощью детекторов с откликом, близким функции повреждения.....	61
6.2. Аппроксимация поглощенной энергии нейтронов, диссипированной в упругих ион-атомных столкновениях, ступенчатой функцией и выбор пороговых детекторов.....	66
6.3. Метод определения поглощенной энергии фотонов, диссипированной в упругих ион-атомных столкновениях.....	71

6.4. Методы определения поглощенной дозы.....	72
6.5. Микродозиметрические аспекты при анализе результатов радиационных испытаний.....	75
ГЛАВА 7. Определение непрерывных спектров интен- сивного нейтронного излучения.....	82
Заключение.....	88
Список использованной литературы.....	89

Редактор Т.В. Волвенкова
Техн.редактор Н.М.Воронцова
Корректор Е.А. Захарченко

Л.- 49466	Подписано в печать 20/5-1987г.	
Формат 60x84 1/16	Объем 5,75 п.л.	Уч.-изд.л. 5,0
Тираж 200 экз.	Цена 35 коп.	Изд. № 028-1
	Заказ 1702	

Типография МИФИ, Каширское шоссе, 31