

ДЕЙСТВИЕ ИОНИЗИРУЮЩИХ ИЗЛУЧЕНИЙ НА ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ МАТЕРИАЛЫ И ПРИБОРЫ

А.Г. Роках

Конспект лекций по курсам «Действие ионизирующих излучений на полупроводниковые материалы и структуры» и «Действие ионизирующих излучений на полупроводниковые приборы»

Оглавление

ВВЕДЕНИЕ	2
ЧАСТЬ 1. РАДИАЦИОННАЯ ФИЗИКА ПОЛУПРОВОДНИКОВ	2
1. ХАРАКТЕРИСТИКИ ЯДЕРНЫХ ИЗЛУЧЕНИЙ.....	2
ПРОСТРАНСТВЕННО – ВРЕМЕННОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ (ПОЛЕ) ИЗЛУЧЕНИЯ И ЕДИНИЦЫ ЕГО ХАРАКТЕРИЗУЮЩИЕ.....	4
Источники ядерных излучений.....	5
РАДИАЦИОННЫЕ ПОЯСА ЗЕМЛИ	6
2. ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЕЩЕСТВОМ	9
ОБЛУЧЕНИЕ ЗАРЯЖЕННЫМИ ЧАСТИЦАМИ.....	10
ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЕ ПОТЕРИ ЭЛЕКТРОНОВ	11
СМЕЩЕНИЕ АТОМОВ	12
ХАРАКТЕРИСТИЧЕСКИЕ ПОТЕРИ ЭНЕРГИИ ЭЛЕКТРОНОВ	14
ОБЛУЧЕНИЕ НЕЙТРОНАМИ.....	18
ТОРМОЗНАЯ СПОСОБНОСТЬ К РЕНТГЕНОВСКИМ ЛУЧАМ	19
ОБЛУЧЕНИЕ ГАММА-ЛУЧАМИ.....	19
3. ОБРАЗОВАНИЕ, ДИФФУЗИЯ И ОТЖИГ ДЕФЕКТОВ.....	21
РАДИАЦИОННЫЕ ДЕФЕКТЫ	21
МЕХАНИЗМЫ ОБРАЗОВАНИЯ ДЕФЕКТОВ	22
ДИФФУЗИЯ ТОЧЕЧНЫХ ДЕФЕКТОВ.....	24
ОТЖИГ РАДИАЦИОННЫХ ДЕФЕКТОВ	26
<i>Теория отжига радиационных дефектов.....</i>	27
ОРИЕНТАЦИОННЫЕ ЭФФЕКТЫ В МОНОКРИСТАЛЛАХ.....	29
4. РАДИАЦИОННОЕ ЛЕГИРОВАНИЕ И ИНДУЦИРОВАННАЯ ПРОВОДИМОСТЬ.....	31
ПРОЦЕССЫ ПРИ ИОННОЙ БОМБАРДИРОВКЕ	31
ИОННОЕ ЛЕГИРОВАНИЕ ПОЛУПРОВОДНИКОВ	33
ЛЕГИРОВАНИЕ МЕТОДОМ ЯДЕРНЫХ ПРЕВРАЩЕНИЙ	35
(ТРАНСМУТАЦИОННОЕ ЛЕГИРОВАНИЕ)	35
ИНДУЦИРОВАННАЯ ПРОВОДИМОСТЬ И ДЕТЕКТИРОВАНИЕ ИЗЛУЧЕНИЙ	39
<i>Катодопроводимость</i>	39
<i>Наведенная проводимость p-n-перехода и атомные источники тока.....</i>	40
БЛИЖНЯЯ КИНЕТИКА И УЧЕТ МАЛЫХ ДОЗ ОБЛУЧЕНИЯ.....	40
6. РАДИАЦИОННАЯ ФИЗИКА ПРОСТРАНСТВЕННО-НЕОДНОРОДНЫХ СИСТЕМ	41
СВОЙСТВА ПОЛУПРОВОДНИКОВ С КЛАСТЕРАМИ ДЕФЕКТОВ	41
ЧАСТЬ 2. РАДИАЦИОННАЯ ФИЗИКА ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПРИБОРОВ.....	43
7. ВЛИЯНИЕ ИЗЛУЧЕНИЙ НА РАБОТУ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПРИБОРОВ	43
ДЕЙСТВИЕ ИОНИЗИРУЮЩИХ ИЗЛУЧЕНИЙ НА P-N-ПЕРЕХОД.....	43
РАДИАЦИОННЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПРИБОРАХ.....	45
<i>Диоды.....</i>	45
<i>Варикап.....</i>	45
<i>Туннельный диод.....</i>	45
<i>Фотопреобразователи.....</i>	45
<i>Биполярные транзисторы.....</i>	45
<i>Полевые транзисторы.....</i>	46
8. МЕХАНИЗМЫ РАДИАЦИОННЫХ ИЗМЕНЕНИЙ В ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПРИБОРАХ.....	46
РАДИАЦИОННАЯ СТОЙКОСТЬ ДИОДОВ	46
ВЛИЯНИЕ ОБЛУЧЕНИЯ НА СТРУКТУРУ P-N-ПЕРЕХОДОВ.....	48

РАДИАЦИОННЫЕ ИЗМЕНЕНИЯ В ТРАНЗИСТОРАХ.....	51
РАДИАЦИОННАЯ СТОЙКОСТЬ ПРИБОРОВ С ОТРИЦАТЕЛЬНЫМ СОПРОТИВЛЕНИЕМ	52
<i>Тиристоры</i>	52
<i>Туннельные диоды</i>	52
ИЗМЕНЕНИЕ ПАРАМЕТРОВ РЕЗИСТОРОВ ПОД ДЕЙСТВИЕМ ИЗЛУЧЕНИЯ.....	53
ДЕЙСТВИЕ РАДИАЦИИ НА ПОЛЕВЫЕ ТРАНЗИСТОРЫ.....	54
ДЕЙСТВИЕ НЕСТАЦИОНАРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ.....	56
9. ПУТИ ПОВЫШЕНИЯ СТОЙКОСТИ ИМС	57
ИНТЕГРАЛЬНЫЕ МИКРОСХЕМЫ И ИЗЛУЧЕНИЯ	57
ЗАКЛЮЧЕНИЕ	58
ЭКЗАМЕНАЦИОННЫЕ БИЛЕТЫ.....	59
РЕФЕРАТЫ	61

Введение

Человек живет в поле излучений, но их значение особенно усилилось в наше техногенное время в связи с созданием ядерных оружия и энергетики. Действие ионизирующего излучения стимулировало синтез белка во влажной атмосфере древней Земли и зарождение жизни (одна из теорий). В микроэлектронике излучения используются в технологии и диагностике. Открытие радиоактивности Беккерелем и лучей Рентгена ознаменовало начало новой техногенной эпохи в истории освоения радиоактивных излучений. Использование радиоактивных излучений связано и с немалыми опасностями (полупроводниковый цех в Чернобыле).

К ионизирующим излучениям относятся в первую очередь ядерные излучения, представляющие собой потоки быстрых элементарных частиц или ионов и потоки жестких квантов электромагнитного излучения. Ядерные реакторы, накопление изотопов, проникновение за пределы атмосферы вызвали к жизни радиационную физику, химию, биологию.

В полупроводниках роль низкоэнергетической радиации не является преобладающей. Основную роль в изменении свойств облучаемого материала играет образование дефектов решетки – удаление атомов из ее узлов.

Прикладное и научное значение радиационной физики. Научное: неконтролируемо высокая подвижность удаленного из узла атома основного вещества кристалла. Обнаружение и применение ориентационных эффектов, в частности каналирования. Действие мощных импульсов “подпороговых” энергий без заметного нагрева кристаллов (разрушение, специфическое излучение). Фазовые переходы при низких температурах: рекристаллизация аморфизированного кремния, радиационный рост кристаллов, радиационно – стимулированная диффузия, высокая подвижность вакансий во многих облученных полупроводниках, влияние радиации на каталитические свойства твердого тела.

Взаимодействие с ионизирующими излучениями используется для определения параметров полупроводниковых материалов. Широко вошли в практику лабораторных исследований и производственных анализов интроскопия и томография, определение состава и степени легирования, характеристик поверхности полупроводниковых материалов и их кристаллической структуры и кристаллографической ориентации.

Знание физических основ взаимодействия частиц и квантов высокой энергии с полупроводниковыми материалами необходимо для разработки новых технологических процессов и материалов с новыми свойствами. Эксплуатация полупроводниковых приборов в поле ионизирующих излучений также требует знания радиационной физики полупроводников и полупроводниковых приборов, излагаемой в учебном пособии, предлагаемом вниманию читателей.

Часть 1. РАДИАЦИОННАЯ ФИЗИКА ПОЛУПРОВОДНИКОВ

1. Характеристики ядерных излучений

Релятивистские частицы

$$m = m_0(1 - \beta^2)^{-\frac{1}{2}}, \quad (1.1)$$

$\beta = \frac{v}{c}$. Кинетическая энергия релятивистской частицы определяется выражением:

$$E = mc^2 - m_0c^2 = E_0[(1 - \beta^2)^{-\frac{1}{2}} - 1], \quad (1.2)$$

здесь m_0 - масса покоя частицы, E_0 - энергия покоя. Для электрона $E_0 = 0,511$ МэВ, для протона $E_0 = 938$ МэВ. Выражение (1.1) с помощью (1.2) преобразуется к удобному соотношению $m = m_0 \left(1 + \frac{E}{E_0}\right)$, при $E = 2$ МэВ масса растёт в пять раз.

Рентгеновские и гамма лучи

Таблица 1

Толщины слоев десятикратного ослабления мгновенных и вторичных γ - квантов

	Плотность ρ , г/см ³	γ - кванты, испускаемые в течение 10 с продуктами взрыва		Вторичные γ - кванты, испускаемые в результате захвата нейтронов атомами азота	
		Толщина слоя десятикратного ослабления L, см	ρL , г*см ⁻²	L, см	ρL , г*см ⁻²
Сталь	7,84	9,3	75	13,3	107,5
Бетон	2,30	30,0	72,5	45	107,5
Грунт	1,60	45,0	75	65	107,5
Вода	1,00	65,0	65	93	95
Дерево	0,55	125,0	70	175	100

X - лучи (рентгеновские) с $\lambda = 2 \cdot 10^{-9} - 6 \cdot 10^{-12}$ м.

γ - лучи с $\lambda = 10^{-11} - 10^{-14}$ м.

$$h\nu = \frac{hc}{\lambda}, \quad h\nu(\text{эВ}) = 124 / \lambda(\text{мкм})$$

γ - излучение с $E \leq 2 \cdot 10^5$ эВ - мягкое, с $E > 10^6$ эВ - жесткое.

Спектр тормозного X - излучения непрерывный, имеющий резкую границу со стороны коротких волн λ_{\min} : $\lambda_{\min} = \frac{hc}{qV} = \frac{12,4}{V} 10^{-7}$ м. При увеличении напряжения, начиная с некоторого большого значения на фоне непрерывного излучения появляются острые максимумы, положение которых определяется лишь материалом мишени - характеристика рентгеновского излучения. У тяжелых элементов - пять серий K, L, M, N, O, которые соответствуют переходу электронов с вы-

соких на внутренние оболочки. Характеристиче-ское излучение возникает при энергии электронов больше потенциалъной ионизации внутренних оболочек.

γ - излучение возникает при радиоактивном распаде ядер. Ядра излучают при переходе из возбужденного состояния в основное. Спектр излучения линейчатый. Так при распаде Co^{60} испускаются две линии равные 1,173 МэВ и 1,333 МэВ с одинаковой интенсивностью. γ - кванты непрерывного спектра составляют коротковолновую часть тормозного излучения высокоэнергетических электронов.

β - частицы – это электроны и позитроны, испускаемые атомными ядрами при радиоактивных превращениях. Энергия меньше 10^7 МэВ. Рождаются, например, при облучении γ - квантами.

Протоны – ядра водорода. Испускаются ядрами атомов при их бомбардировке заряженными частицами, γ - квантами и нейтронами.

α - частицы: He_4^{2+} испускаются атомами многих тяжелых элементов при их естественном радиоактивном распаде с энергией порядка нескольких МэВ. Другие ионы могут быть образованы с помощью электрического или теплового возбуждения атомов, а затем ускорены в ускорителе, а также могут быть получены при бомбардировке мишени ядерными излучениями или как осколки при самопроизвольном распаде атомных ядер некоторых трансурановых элементов.

Нейтрон – нейтральная частица с массой, несколько большей массы протона. В свободном состоянии неустойчив и распадается с излучением электрона, превращаясь в протон. Период полураспада $11,7 \pm 0,3$ мин. Однако, нейтрон обычно быстрее захватывается ядром, чем распадается. Медленные нейтроны, обладающие кинетической энергией до 10^3 эВ, эффективно вступают в ядерные реакции с атомами облучаемого вещества, при этом образуются радиоактивные либо стабильные изотопы и возникает ионизирующее излучение. Быстрые нейтроны, сталкиваясь с ядрами атомов, передают им часть своей энергии. Ядра, получившие энергию, - ядра отдачи, вызывающие ионизацию.

Пространственно – временное распределение (поле) излучения и единицы его характеризующие.

Плотность потока частиц – число частиц, прошедших сквозь единичную поверхность за единичное время.

Плотность потока энергии – аналогично (интенсивность излучения). Единицы измерения $\text{эВ}/\text{см}^2 \cdot \text{с}$.

Поглощенная энергия излучения – разность между суммарной энергией всех частиц и квантов, вошедших и покинувших данный объем. Единицы измерения $\text{грамм} \cdot \text{рад}$, $1 \text{г} \cdot \text{рад} = 100 \text{ эрг} = 10^{-5} \text{ Дж}$.

Поглощенная доза излучения: $\text{Дж}/\text{кг} = \text{Грей}$. Внесистемная единица $1 \text{ рад} = 100 \text{ эрг}/\text{г} = 2,39 \cdot 10^{-8} \text{ кал}/\text{г}$. 1 Грей = 100 рад. Эталонным веществом выбран воздух. Энергию излучения, преобразованную в кинетическую энергию заряженных частиц в единице массы воздуха, называют экспозиционной дозой. Рентген (Р) – доза, при которой суммарный заряд положительных (отрицательных) ионов, образующихся в $1,293 \cdot 10^{-6} \text{ кг}$ воздуха равен $1/3 \cdot 10^{-9}$ Кл. Это соответствует $2,08 \cdot 10^9$ пар одновалентных ионов в 1 см^3 воздуха при нормальных условиях и связано с затратой порядка $86 \cdot 10^7 \text{ Дж}/\text{кг}$: $1 \text{ Р} = 0,877 \text{ рад} = 2,1 \cdot 10^{-6} \text{ кал}/\text{г}$. Доза рентгеновских и γ -лучей $1 \text{ Р} \approx 1,9 \cdot 10^9 (h\nu)^{-1} \text{ квант}/\text{см}^2$, где $h\nu$ - энергия кванта в МэВ (область энергий, в которой справедливо это соотношение, $2 \cdot 10^4 - 2 \cdot 10^6 \text{ эВ}$, ошибка $\pm 15\%$).

Линейная передача энергии

(пропустить!)

Характеристикой поглощения корпускулярного излучения является потеря энергии на единице пути (тормозная способность): $S = -dE/dx$.

Массовая тормозная способность:

$$S_m = \frac{1}{\rho} \left(\frac{dE}{dx} \right) \left[\frac{\text{эВ} \cdot \text{см}^2}{\text{г}} \right], \text{ где } \rho - \text{плотность вещества.}$$

В конце пути наиболее существенны потери на упругие столкновения с атомами кристалла. Значение $\frac{dE}{dx}_{\text{уп}}$ в конце пути возрастает. Величина S определяет пробег частицы. R - путь, пройденный от точки вхождения в кристалл до ее остановки. Этот путь непрямолинеен, потому что пробег частицы отличается от ее проективного пробега R_p - расстояния от облучаемой поверхности до точки остановки частицы вдоль направления падения частиц.

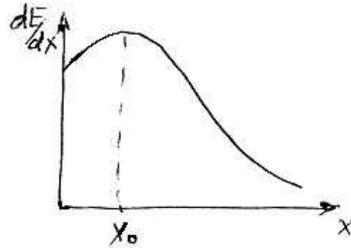


Рис. 1.

Бете на основе квантово – механического подхода получил следующее выражение для потери средней энергии электронного пучка E_m на единицу криволинейного пробега

$$-\frac{dE_m}{dS} = \frac{2\pi q^4 N_0 z \rho}{AE_m} \ln \frac{2E_m}{I},$$

N_0 - число Авогадро, z - атомный номер, ρ - плотность, A - атомный вес вещества, I - средний ионизационный потенциал. По этой формуле потери возрастают по мере проникновения электронов в вещество, что не совпадает с экспериментом.

Аналитический вид кривой пространственного распределения потерь дается в виде:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \cdot \frac{E_0}{R_E - x_0} \exp \left[-2 \left(\frac{x - x_0}{R_E - x_0} \right)^2 \right],$$

где E_0 - первоначальная энергия электронов, R_E - глубина проникновения электронного пучка, x_0 - глубина полной диффузии электронного пучка, соответствующая максимуму кривой пространственного распределения энергии потерь.

$$\rho R_E \left[\frac{z}{\text{см}^2} \right] = 10^{-5} E^{1,55} \text{ КэВ}.$$

Для характеристики поглощения квантов используют линейный коэффициент ослабления μ . Интенсивность пучка J по мере прохождения в глубину образца меняется по закону

$$J = J_0 \exp(-\mu x).$$

Помимо ослабленного потока падающих частиц или квантов в тот или иной участок вещества приходит поток электронов и квантов, родившихся в процессе рассеяния и поглощения первичного потока. Это обстоятельство может существенно отразиться на величине и спектральном (энергетическом) составе излучения в кристалле.

Источники ядерных излучений

Естественными источниками ядерных излучений на Земле являются радиоактивные изотопы, находящиеся в почве, попадающие в элементы конструкций зданий, в растения, в организмы животных и человека, а также космическое излучение. Суммарная доза внешнего излучения (космического и γ -излучения почвы) составляет порядка 0,1 бэр в год. Отмечается заметный вклад доз, полученных при рентгеновских обследованиях. По данным 60-х годов, в США 30000 жизней ежегодно уносило неоправданное применение рентгеновских лучей (смерти из-за злокачественных заболеваний и генетических повреждений). Нижняя граница дозы, опасная для человека при кратковременном облучении, равна примерно 50 рад стандартного облучения (злокачественные образования). Среднее сокращение продолжительности жизни при мощности дозы не более 1

рад/сутки составляет трое суток на 1 рад стандартного излучения. Некоторые животные увеличивают продолжительность жизни при малых дозах. Основными источниками (естественного) ионизирующего излучения за пределами воздушной атмосферы Земли являются радиационные пояса Земли, солнечное и галактическое космические излучения.

Галактическое (первичное) излучение состоит главным образом из положительно заряженных частиц – протонов (85-75 - 87%), α - частиц (12 – 24%) и ядер других химических элементов (1 - 2%). Поток галактического излучения при максимальной солнечной активности составляет 1 частица/см²*с, при минимальной солнечной активности это значение удваивается. Вблизи Земли плотность потока галактического излучения меньше, чем в межпланетном пространстве примерно в двадцать раз. Это обусловлено экранирующим действием Земли и геомагнитным эффектом. Энергия частиц $10^8 - 10^{19}$ эВ. Доля высокоэнергетических частиц незначительна.

Некоторые характеристики космического излучения. Общее число частиц и γ - квантов, приходящих в атмосферу Земли, составляет $8 \cdot 10^{17} \text{ с}^{-1}$, общая энергия космического излучения, входящего в верхние слои атмосферы, - $9 \cdot 10^{18} \text{ ГэВ/с} = 1,4 \cdot 10^9 \text{ Вт}$. Поверхности Земли достигает 40 Вт.

Солнечное космическое излучение возникает при хромосферных вспышках на Солнце. Средняя длительность вспышек 1 сутки. В солнечном космическом излучении протонов 85 – 97%, α - частиц 3 – 15%. В состав солнечного излучения входят электроны, рентгеновские лучи и γ - лучи небольшой интенсивности. Состав и плотность потока частиц могут очень сильно изменяться не только от вспышки к вспышке, но и во время одной вспышки. Энергии протонов и α - частиц в солнечном космическом излучении достигают $10^2 - 10^3$ МэВ, а потом за время вспышки – 10 МэВ - частиц: $10^5 - 10^9$ частиц/см²*МэВ, 100 МэВ - частиц на порядок ниже.

Радиационные пояса Земли

Электроны и протоны захватываются магнитным полем Земли и образуют область повышенной радиации: внутренний и внешний радиационные пояса.

Радиационные пояса Земли – области околоземного космического пространства, **в которых движутся постоянно** заряженные частицами, захваченными магнитным полем Земли. Открыты при исследовании излучений с помощью искусственного спутника Земли.

Существуют **внутренний и внешний радиационные пояса**. Внутренний радиационный пояс открыт при полете американского ИСЗ “Эксплорер” (**Ван Аллен**), внешний – третьим советским ИСЗ (**Вернов, Чудаков**). За внешним радиационным поясом лежит область с нестационарными потоками электронов малых энергий, которую иногда называют самым внешним поясом заряженных частиц.

Другое определение **радиационных поясов Земли** – это внутренние области земной магнитосферы, в которой магнитное поле Земли удерживает заряженные частицы (протоны, электроны, α - частицы и ядра более тяжелых элементов) с энергией от десятков кэВ до сотен МэВ.

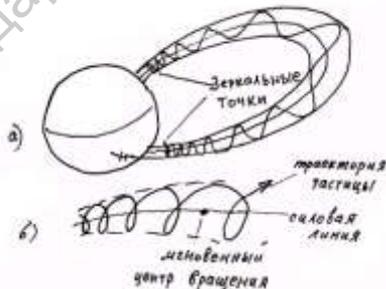


Рис. 2. Движение заряженных частиц, захваченных в геомагнитную ловушку (а). Частицы движутся по спирали вдоль силовой линии магнитного поля и одновременно дрейфуют по долготе (б).

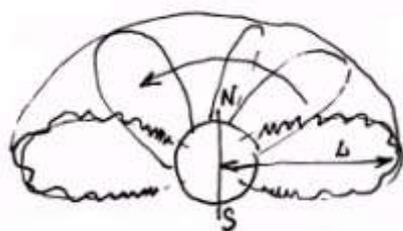


Рис. 3. Поверхность, описываемая частицей (электроном) радиационного пояса.

Радиационные пояса Земли были открыты в 1958г.: внутренний пояс американцами под руководством Дж. Ван Аллена; внешний – советскими учеными во главе с С. Н. Верновым и А. Е. Чудаковым. Потоки частиц были зарегистрированы счетчиком Гейгера, установленным на ИСЗ.

Принципиальная возможность существования магнитной ловушки вблизи Земли была показана расчетами норвежского геофизика К. Стермера (1913) и шведского физика Х. Альфвена (1950), но экспериментально лишь на спутниках доказано ее реальное существование.

Захваченные в ловушку частицы под действием силы Лоренца совершают сложное движение, которое легко представить как колебательное движение по спиральной траектории с переменным шагом вдоль силовых линий магнитного поля из Северного полушария в Южное и обратно с одновременно более медленным перемещением (долготным дрейфом) вокруг Земли. По мере приближения к Земле шаг спирали уменьшается, пока не наступит точка поворота (зеркальная точка), когда происходит “отражение” частицы. Она начинает двигаться в обратном направлении к сопряженной зеркальной точке в другом полушарии.

Одно колебание вдоль силовых линий из Северного полушария в Южное протон с энергией в 100 МэВ совершает за время порядка 0,3 с. Время жизни протона в геомагнитной ловушке может достигать ста лет ($\approx 3 \cdot 10^9$ с).

Долготный дрейф происходит значительно более медленно. В зависимости от энергии частицы совершают полный оборот вокруг Земли за время от нескольких минут до суток. Положительные ионы дрейфуют в западном направлении, электроны – в восточном. ~~В зависимости от энергии частицы совершают полный оборот вокруг Земли за время от нескольких минут до суток.~~

Магнитную оболочку (поверхность, по которой перемещается мгновенный центр вращающейся частицы) характеризуют параметром L (расстояние в радиусах Земли, на которое отходит магнитная оболочка в экваториальной плоскости от центра диполя (в случае дипольного поля)). Для реального магнитного поля Земли смысл этого параметра приблизительно такой же простой.

Продолжительность жизни искусственного пояса может быть более одного года (время жизни электронов). Так после взрыва 1962 г. ядерного устройства 1,4 Мт тротила на высоте 400 км максимальная плотность электронов с энергией >40 кэВ составляла примерно 10^{13} электрон/м²*с. Через полгода $\sim 10^{12}$ электрон/м²*с.

Источники рентгеновского излучения. Хром, медь, молибден – антикатоды. Синхротронное излучение возникает вследствие искривления траектории в магнитном поле (магнитотормозное). Серьезная помеха для ускорения. Большие возможности для исследования вещества. Излучение чрезвычайно интенсивное и направленное. Собрано в плоскости орбиты электронов. Спектр практически сплошной. Довольно интенсивен УФ “хвост”. При энергии порядка 1ГэВ тормозное излучение имеет энергию \sim кэВ – основное.

Источники γ -излучения. Наиболее широко используют искусственные радиоактивные изотопы Co^{60} и Cs^{137} . Количество радиоактивных атомов меняется со временем по закону:

$$N = N_0 \exp(-\lambda t)$$

$$T_{1/2} = \frac{\ln 2}{\lambda}$$

активность $A = -\lambda N$, где

$A = \partial N / \partial t$, ∂N - число распадов за время ∂t . Активность обычно измеряется в кюри ($3,7 \cdot 10^{10}$ актов распада в 1 с). Для сравнения радиоактивных препаратов пользуются понятием радиоактивного грамма – эквивалента. За единицу принят миллиграмм – эквивалент радия. 1 мг радия создает мощность экспозиционной дозы 8,4 Р/ч на расстоянии 1см от источника, который считается точечным.

Отечественные кобальтовые γ -установки имеют активность $2 \cdot 10^4 - 5,3 \cdot 10^5$ грамм – эквивалента радия. Максимальная мощность экспозиционной дозы достигает в установках К-60000, К-120000, К – 180000 значений 1200, 5200, 7000 Р/с. 1Р $\text{Co}^{60} \sim 1,5 \cdot 10^9$ квантов средней энергии 1,25 МэВ. Активность Co – источника снижается за один месяц на $\sim 1\%$.

При использовании ускорителя электронов со средним током 1 мА и энергией электронов 30 – 40 МэВ мощность экспозиционной дозы составляет 10^4 Р/с на расстоянии 1 м от вольфрамовой мишени.

Источники нейтронов. Нейтроны можно получать в атомном реакторе, где выделяются также γ -кванты и электроны. Импульсный реактор способен давать высокие дозы за короткое время (\sim мкс) с помощью, например, вращающегося диска, на который укреплен вкладыш из U^{235} , содержащего критическую массу в момент прохождения активной зоны. Мгновенная мощность на реакторе ИБР достигает 23 МВт при ширине импульса ~ 40 мкс.

Изотопы. При работе реактора образуются более 10^3 неустойчивых изотопов. Практическое значение имеют Co^{60} , Cs^{137} , которые также являются источниками быстрых электронов. β -излучение Co^{60} имеет максимальную энергию 0,314 МэВ, среднюю 0,093 МэВ. Sr^{90} ($T_{1/2} = 28$ лет,

$E_{\max} = 0,544$ МэВ) может быть использован как источник β -излучения. Источники α -излучения – Po^{210} , Pu^{239} , U^{232} , Th^{228} , Cm^{242} и Cm^{244} (кюри). Кюрий излучает также и нейтроны.

2. Взаимодействие излучения с веществом

Это сложное явление. Поэтому целесообразно рассмотреть первичную и вторичную стадии этого процесса.

Первичные или прямые эффекты состоят в смещении электронов (ионизации), в смещении атомов из узлов решетки, в возбуждении атомов или электронов без смещения и в ядерных превращениях.

Облучение заряженными частицами большой энергии всегда приводит к первичной ионизации и в зависимости от условий обычно вызывает также первичные смещения атомов.

Облучение нейтронами приводит к ионизации только в результате вторичных процессов, а первичным является смещение атомов.

Облучение γ -лучами. Первичным эффектом является только ионизация, атомные смещения происходят иногда как вторичное явление.

Ядерные превращения при энергии до 10 МэВ происходят в основном лишь при нейтронном облучении.

Вторичные эффекты состоят в дальнейшем возбуждении и нарушении структуры выбитыми электронами и атомами. Основные законы, которым подчиняются вторичные стадии, те же, что и для первичных. Поэтому, прежде всего, следует рассмотреть торможение заряженных частиц в веществе.

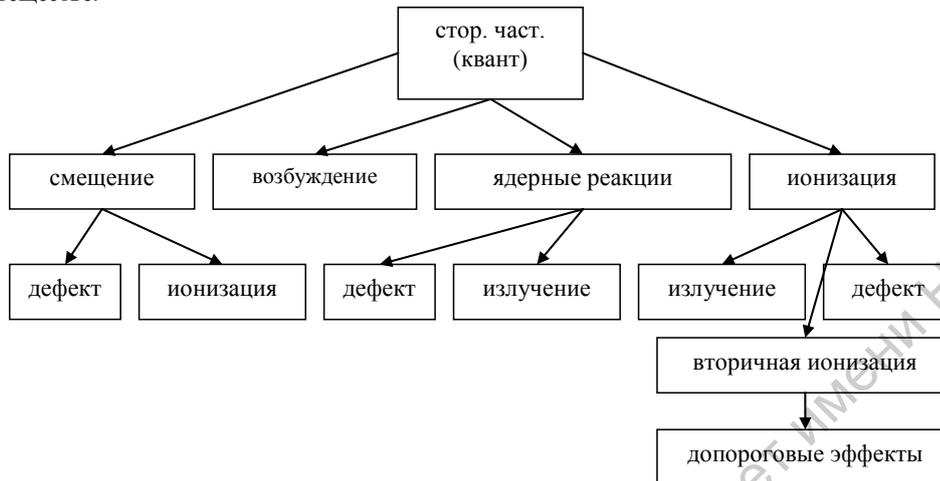


Рис. 5. Первичные и вторичные процессы при облучении

Облучение заряженными частицами.

Атом, движущийся с большой скоростью сквозь вещество, замедляется в результате многочисленных столкновений. В некоторых из этих столкновений заметное количество энергии передается атомам мишени, но в большинстве случаев энергия передается отдельным электронам атомов мишени. Движущийся с большой скоростью атом будет сильно ионизоваться, а при замедлении будет приобретать электроны. Грубо говоря, электроны, орбитальные скорости которых больше скорости движения атома, окажутся на своих орбитах, а электроны, орбитальные скорости которых меньше скорости движения атома, оторвутся от него. Протоны или дейтроны с энергией 1 МэВ будут полностью ионизованы, в то время как выбитые атомы будут ионизоваться лишь в редких случаях (кроме легких элементов).

Столкновения, претерпеваемые движущимся атомом, можно разделить на два класса: **упругие и неупругие**.

В упругих столкновениях движущиеся атомы взаимодействуют с атомами мишени, передавая им некоторую энергию, уменьшая собственную. Если происходит частичная потеря энергии вследствие электронного возбуждения, то столкновения называются **неупругими**. Они имеют место при больших энергиях электронов.

Переход от неупругих столкновений к упругим происходит постепенно. Все же граница может быть проведена: если движущийся атом имеет скорость большую скорости электрона на орбите, то становится возможным возбуждение электрона, в противном случае электрон ведет себя адиабатически, т.е. не отдает и не получает энергии.

Предельная (минимальная) энергия ионизации, по Зейцу,

$$E_i = \frac{1}{8} \left(\frac{M_1}{m} \right) I, \text{ где} \quad (1)$$

M_1 - масса движущегося атома, m - масса движущегося электрона, I - самая низкая энергия электронного возбуждения, определяемая нижним энергетическим пределом фундаментальной полосы оптического поглощения.

Для металлов

$$E_i = \frac{1}{16} \left(\frac{M_1}{m} \right) \varepsilon_F, \quad (2)$$

где ε_F - энергия Ферми, $\varepsilon_F \approx \frac{1}{2} \frac{h^2}{m} (3\pi^2)^{2/3} N_e^{2/3} E_R$,

где a_0 - боровский радиус водорода ($a_0 = \hbar^2 / m q^2 = 5,29 \cdot 10^{-9} \text{ см}$), E_R - постоянная Ридберга (13,6 эВ), а N_e - число электронов проводимости в единице объема.

Большинство обычных изоляторов имеют энергию электронного возбуждения I , равную примерно 5 эВ, а энергия Ферми для металлов 2 – 12 эВ. Следовательно (1) и (2) дают E_i на уровне $\frac{M_1}{2m}$ эВ. Отсюда практически важное правило: ионизация не имеет значения, когда энергия движущегося атома в кэВ меньше, чем его атомная масса (независимо от состава вещества мишени).

Для протонов это 1 кэВ, для дейтронов – 2кэВ, для выбитых из узлов решетки атомов меди 65 кэВ и т.д. Вывод из этого правила: энергия быстрых заряженных частиц расходуется главным образом на электронное возбуждение (не на ионизацию) перед остановкой частицы в веществе.

Энергетические потери электронов

Представляет интерес изучение скорости потерь на ионизацию (линейные потери):

$$-\left(\frac{dE}{dx} \right)_e = \frac{4\pi q^4 Z_1^2}{m v^2} N_0 Z_2' \ln \frac{2mv^2}{J} \quad (3)$$

E - энергия движения атома, v - его скорость, $Z_1 q$ - его заряд, x - расстояние, пройденное атомом, N_0 - число атомов в единице объема среды, m - масса электрона, J - средний потенциал возбуждения (ионизации) электронов в тормозящей среде и Z_2' - эффективное число электронов в атоме тормозящей среды. Величины J и Z_2' могут быть получены из теории лишь приближенно (Z_2' - число электронов, которые могут возбуждаться, т. е. для которых энергия возбуждения меньше $\left(\frac{m}{M_1} \right) E$, величину J с достаточной степенью точности можно принять равной $10 Z_2'$ эВ).

Полный пробег находится интегрированием выражения (3) с учетом того, что это выражение не справедливо при низких энергиях. Такие расчеты являются сложными

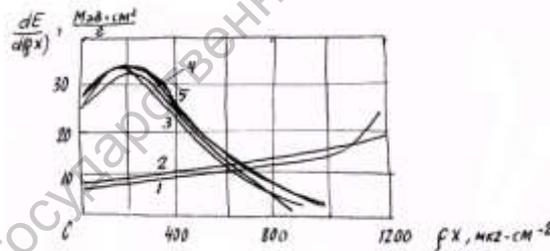


Рис. 6. Распределение потерь энергии на единицу массовой толщины в зависимости от массовой толщины (глубины) в толстой медной мишени при бомбардировке электронами с первоначальной энергией 20 кэВ: 1 - закон Томсона – Виддингтона, 2 - закон Бете, 3 – экспериментальные данные Кослетта, 4 – распределение Спенсера для меди при 20 кэВ, 5 – распределение Спенсера, аппроксимированное аналитической функцией.

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \cdot \frac{E_0}{R_E - x_0} \exp \left[-2 \left(\frac{x - x_0}{R_E - x_0} \right)^2 \right] \quad (4)$$

E_0 - первоначальная энергия электронов, R_E - глубина проникновения электронного пучка, x_0 - глубина «полной диффузии», соответствующая максимуму кривой потерь

Выражение (4) получено в наших работах. До этого нередко применялся закон Виддингтона:

$$-\frac{dE_p}{dx} = \frac{E_0}{2R_B} \left(1 - \frac{x}{R_B}\right)^{-1/2} \quad (5)$$

R_B - максимальное значение пробега ($E_p = 0$ при $x = R_B$).

Из рис. 6 видно насколько различается распределение дифференциальных потерь у этих двух законов – (4) и (5). Экспериментальные исследования свидетельствуют в пользу пространственного распределения потерь в форме (4).

Для грубых расчетов можно применять пробег заряженной частицы с начальной энергией E .

$$R = CE^\alpha$$

В большинстве случаев $1 < \alpha < 2$. Так, например, Коваленко получил выражение:

$$\rho\delta \left[\frac{\text{э}}{\text{см}^2} \right] = 10^{-5} E^{1.5} \text{ кэВ},$$

где ρ - плотность вещества ($\text{г}/\text{см}^3$), δ - экстраполированный пробег (см). Формула справедлива для металлов в диапазоне 500 эВ – 3 МэВ.

Смещение атомов

Движущиеся заряженные частицы производят смещение главным образом в результате упругих столкновений. В таких столкновениях взаимодействие движущегося и находящегося в покое атомов описывается выражением для энергии экранированного кулоновского потенциала вида:

$$V(r) = \frac{Z_1 Z_2 q^2}{r} e^{-r/a} \quad (6)$$

r - расстояние между атомами, a - константа экранирования. На близких расстояниях выражение (6) описывает кулоновское отталкивание двух ядер с зарядами $Z_1 q$ и $Z_2 q$. На расстоянии a отталкивание уменьшается вследствие частичного экранирования ядер двумя электронными облаками и при больших расстояниях имеет место полное экранирование. Радиус экранирования определяется приближенным выражением:

$$a \approx \frac{a_0}{\left(Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3}\right)^{1/2}}, \quad (7)$$

где a_0 - борковский радиус водорода. Для нерелятивистских энергий столкновения можно с хорошей точностью рассчитать с позиций классической механики.

Движущийся атом при столкновении с покоящимся отклоняется от своего пути на величину, зависящую от энергии и от расстояния, на которое он приблизился к атому, находившемуся в покое. При этом отклонение будет тем больше, чем меньше энергия атома и чем меньше это расстояние. С увеличением угла отклонения момент и, следовательно, энергия, передаваемая покоящемуся атому, увеличиваются. Вероятность передачи данного количества энергии определяется площадью кольцеобразной области, в которой должен лежать путь падающей частицы для того, чтобы могла осуществляться такая передача энергии. Эту площадь мы в дальнейшем назовем дифференциальным поперечным сечением передачи энергии.

Когда ядра двух атомов сближаются на расстояние меньше a , отклонение, вызывается главным образом кулоновским ядерным отталкиванием, и процесс столкновения можно рассчитывать, совершенно не принимая во внимание экранирование. Эта задача решается и приводит к законам рассеяния Резерфорда. Столкновения на больших расстояниях частично экранированы и не имеют простого описания. Упрощения имеют место для очень далеких столкновений, которые происходят почти так же, как если бы сталкивающиеся тела являлись твердыми упругими шарами.

Численные расчеты, проведенные Эверхартом и другими для промежуточной области (между «Резерфордом» и «шарами») дали параметр b , определяющий рассеяние:

$$b = \frac{2Z_1 Z_2 q^2}{\mu v^2}, \quad (8)$$

где $\mu = M_1 M_2 / (M_1 + M_2)$ - приведенная масса, а v - скорость падающей частицы.

Величина b - расстояние, на которое два ядра приблизились бы при лобовом столкновении в случае отсутствия экранирования, названа Бором «диаметром столкновения». Эта величина обратно пропорциональна энергии падающего атома.

Условие Резерфордского столкновения практически для всех углов, кроме очень малых, выражается в том, что

$$b/a \ll 1.$$

Для «упругих шаров» $b/a \gg 1$ - необходимое условие для классического рассмотрения. Критическая энергия E_a соответствует $b/a = 1$. Для Резерфордского столкновения $E \gg E_a$, а для «упругих шаров» $E \ll E_a$. Из (7) и (8):

$$E_a = E_R \frac{2(M_1 + M_2)}{M_2} Z_1 Z_2 \sqrt{Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3}}, \quad (9)$$

E_R - энергия Ридберга. Максимальная энергия, передаваемая при лобовом столкновении (на основании закона сохранения энергии и момента количества движения):

$$T_m = \frac{4M_1 M_2}{(M_1 + M_2)^2} E \quad (10)$$

Дифференциальное сечение для передачи энергии от T до $T + dT$ определяется выражением

$$d\sigma = C \frac{dT}{T^2}, \quad (*)$$

где коэффициент C вычисляется по формуле

$$C = 4\pi a_0^2 \frac{M_1}{M_2} Z_1^2 Z_2^2 \frac{E_R^2}{E}. \quad (11)$$

Полное поперечное сечение смещения

$$\sigma_d = \int_{T=E_d}^{T=T_m} d\sigma = C \left(\frac{1}{E_d} - \frac{1}{T_m} \right) \quad (\text{см. } (*)). \quad (12)$$

С помощью (10) и (11) это выражение можно привести к виду

$$\sigma_d = 16\pi a_0^2 Z_1^2 Z_2^2 \frac{M_1^2}{(M_1 + M_2)^2} \cdot \frac{E_R^2}{T_m^2} \left(\frac{T_m}{E_d} - 1 \right). \quad (13)$$

Средняя энергия \bar{T} , передаваемая в тех Резерфордских столкновениях, которые приводят к смещению атомов, является важной величиной, она может быть вычислена по формуле:

$$\bar{T} = \frac{\int_{T=E_d}^{T=T_m} T d\sigma}{\int_{T=E_d}^{T=T_m} d\sigma} = \frac{E_d T_m}{T_m - E_d} \ln \frac{T_m}{E_d}. \quad (14)$$

В типичных случаях \bar{T} значительно меньше T_m . При Резерфордских столкновениях передача малых количеств энергии более вероятна, чем больших. С другой стороны в столкновениях типа твердых шаров любые передачи энергии от нуля до T_m являются равновероятными, и можно показать, что дифференциальное поперечное сечение передачи энергии от T до $T + dT$ описывается формулой:

$$d\sigma = C' dT, \quad (15)$$

где $C' = \pi a_1^2 / T_m$, а a_1 - диаметр эффективной твердой сферы, приближенно равный радиусу экранирования, определяется выражением (7).

Для экранированных кулоновских столкновений при энергиях, лежащих в довольно широком интервале вблизи E_d , дифференциальное поперечное сечение нельзя вычислить ни по формуле Резерфорда, ни по формуле для столкновения твердых шаров.

В этом случае справедлива формула

$$d\sigma \sim T^{-n} dT, \quad (16)$$

где $1 < n < 2$.

Случай электронной бомбардировки отличается высокой (релятивистской) энергией налетающих частиц, т. к. масса электронов мала, и увеличивать скорости необходимо для смещения атомов мишени.

Максимальная энергия, передаваемая электроном с кинетической энергией E и массой m , составляет

$$T_m = \frac{2(E + 2mc^2)}{M_2 c^2} E, \quad (17)$$

где c - скорость света. Предполагаем при выводе (17), что $M_2 \gg m$ и $E \ll M_2 c^2$. Это выражение при $E \ll mc^2$ превращается в нерелятивистское выражение (10).

Формула (17) призвана заменить (10) для вычисления пороговой энергии смещения атома E_d (для релятивистских электронов), что особо важно для веществ с атомной массой >10 в предположении, что $E_d = 25$ эВ.

Первично выбитые из своих равновесных положений атомы, как и в случае бомбардировки атомными частицами, распределяются по закону обратных квадратов энергии. Таким образом, средняя энергия, передаваемая смещенным атомам, приблизительно равна значению, определяемому формулой (14).

Вследствие релятивистских эффектов процесс передачи энергии быстрыми электронами более сложен, чем в случае тяжелых частиц. Кроме того, глубина проникновения электронов в вещество примерно на два порядка больше, чем протонов (для энергий в несколько МэВ).

Характеристические потери энергии электронов

Если энергия налетающей частицы расходуется на переходы между дискретными энергетическими состояниями системы, в спектре энергетических потерь следует ожидать линии, характерные для облучаемого вещества (характеристические потери). При прохождении быстрых электронов такие участки действительно наблюдаются. Их спектральная ширина от 0,2 эВ до нескольких эВ.

В области высоких энергий характеристические потери обусловлены возбуждением внутренних оболочек атомов. Эта часть спектра характеристических потерь твердых тел примерно совпадает с характеристическими потерями при прохождении электронов через газы. Различия начинаются с энергий 10^2 эВ.

Узкие линии в спектрах характеристических потерь трактуются как линии возбужденных плазменных колебаний. В плазменных колебаниях участвуют не только свободные, но и значительная часть связанных электронов валентных оболочек. Наблюдение характеристических потерь возможно при малых углах рассеяния.

В теории молекул рассматривается возможность передачи энергии плазмона одному из атомных ядер молекулы. Эта возможность может быть актуальной при дефектообразовании в твердых телах. Спектр характеристических потерь достаточно богатый, и полная его интерпретация пока отсутствует. Исследование характеристических потерь перспективно для расшифровки деталей энергетического спектра кристаллов.

При бомбардировке твердого тела электронами в нем, кроме "одночастичных" возбуждений (электроны, дырки, экситоны, поляроны), наблюдаются и коллективные возбуждения электронного газа. Этот тип возбуждения можно наблюдать в металлах, полупроводниках и даже в диэлектриках: это плазмоны. Существуют две моды плазменных колебаний поверхностная и объемная.

$$\tau_{\text{плазмона}} \leq 10^{-16} \text{ с.}$$

Изучение плазменных резонансов в твердом теле с помощью электронной бомбардировки позволяет получить информацию о плотности валентных электронов, состоянии поверхности и т.п. Для каждого материала характерна своя энергия поверхностного и объемного плазмона.

Потери энергии на образование плазмонов, а также на междузонные переходы носят название **характеристических**. Характеристические потери (ХПЭ) имеют место и для горячих внутренних электронов.

При бомбардировке твердых тел возникает вторичная электронная эмиссия (ВЭЭ), обусловленная различными элементарными актами. В число электронов ВЭЭ входят упруго и неупруго отраженные первичные электроны и электроны решетки, получившие добавочную энергию (горячие). ВЭЭ может быть на отражение и на "прострел".

$$\text{Коэффициент ВЭЭ } \sigma = \frac{i_{sm}}{i_p}$$

где i_s - ток вторичных, i_p - ток первичных электронов.

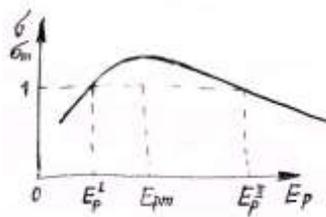


Рис. 8. 3 значения энергии: E_p^I, E_p^II, E_{pmax} . При неполном отборе энергии электронов: $\sigma_{эфф} = \frac{i_s}{i_p}$.

Оже (Auger) – эффект – автоионизация атома, находящегося в возбужденном состоянии, связанная с внутренним перераспределением энергии (внутренней конверсией). Две стадии Оже-эффекта: 1) Поглощение $K\alpha$ - кванта с освобождением электрона с К-оболочки. 2) Переход на К-вакансию электрона (например, с L-оболочки). Избыток энергии ($E_K - E_L$) либо приводит к испусканию кванта (рентгеновского), либо обуславливают вылет из атома одного из электронов верхних оболочек.

Оже – эффект и испускание фотона при ЛК – переходе – два конкурирующих процесса (См также стр. 25).

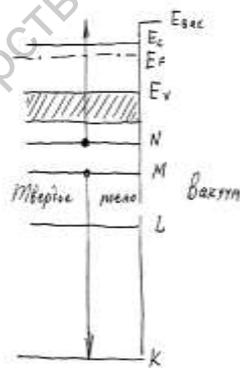


Рис. 9. Электронные переходы с образованием Оже – электронов

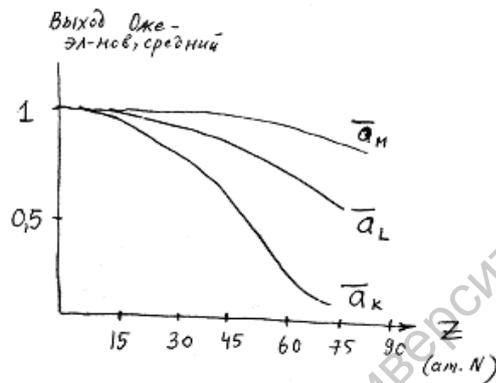


Рис. 10. Зависимость выхода Оже – электронов от атомного номера Z .

В обозначениях Оже – переходов сначала указывают уровень, на котором образована первичная вакансия, затем уровень, электрон которого заполняет эту вакансию и последним – уровень, с которого кристалл покинул Оже – электрон: KL_1M_1 – и KM_2M_2 – переходы. Название Оже – серии дается по первичной вакансии.

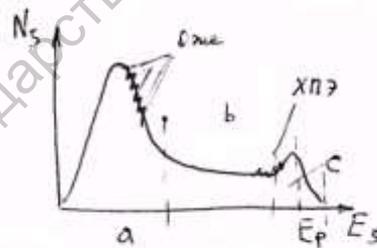


Рис. 11.

В области «а» в основном истинно вторичные электроны, а в области «с» первичные отраженные. Они имеют различное угловое распределение. Угловое распределение истинно вторичных электронов приблизительно описывается законом косинуса, а в отраженных (упруго и неупруго) преобладает направление противоположное первоначальному.

Оже – электроны – это истинно-вторичные электроны, получившие определенную порцию энергии в результате Оже – процессов. В области с ними имеем группу электронов, испытывающих дискретные, характеристические потери.

Исследование тонкой структуры ВЭЭ в последнее время стало мощным инструментом количественного исследования элементарного и химического состава поверхности твердых тел.

Электроны истинно-вторичные называют иногда обратно-рассеянными.

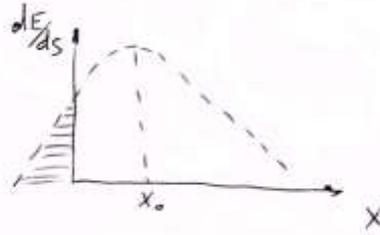


Рис. 12.

Одновременно с процессом ВЭЭ внутри твердого тела развиваются процессы электронно-возбужденной проводимости (ЭВП), или катодопроводимости (e – проводимости). Рассмотрим вопрос об энергии образования пары – частный случай характеристических потерь.

Энергия образования пары

В случае подробно изученной ионизации в газах число пар N при торможении частицы $N = \frac{\Delta E}{\varepsilon}$. Многочисленные опыты показывают, что это значение для любых газов близко к 30 эВ и не обнаружено прямой зависимости от ионизационного потенциала газа.

Ионизационные потери быстрой частицы появляются в результате ее взаимодействия как с валентными, так и с относительно прочно связанными электронами внутренних оболочек атомов, что отражается в теории Бете введением среднего ионизационного потенциала J . Вторичные электроны создают в свою очередь третичные и т. д. Энергия возбужденных внутренних оболочек атомов переходит в энергию мягкого рентгеновского излучения, которое в свою очередь создает пары (электрон – дырка).

Ранние исследования ионизации проводились в связи с попыткой разработать “ионизационную камеру” на основе твердого тела. Первыми объектами были щелочно – галогенные кристаллы и алмаз. Данные (до 1950 г.) сильно расходятся. Это связано с отсутствием однородных кристаллов и внутренней поляризацией.

Значительные успехи появились в связи с исследованием $p - n$ – переходов. Способ определения значения ε заключается в измерении тока короткого замыкания

$$\varepsilon \sim \gamma_1 = \frac{J_2}{J_1},$$

где J_2 – ток через $p - n$ – переход, а J_1 – ток падающего пучка. Истинный коэффициент размножения γ связан с β соотношением

$$\gamma = \gamma_1 \beta^{-1},$$

где β – коэффициент собирания $p - n$ – перехода.

$$\varepsilon = \frac{E}{\gamma},$$

где E – кинетическая энергия первичного электрона. Окончательно

$$\varepsilon = \frac{E}{\gamma} = \frac{\beta J_1 E}{J_2}.$$

$$\varepsilon = (3 \div 4) E_g.$$

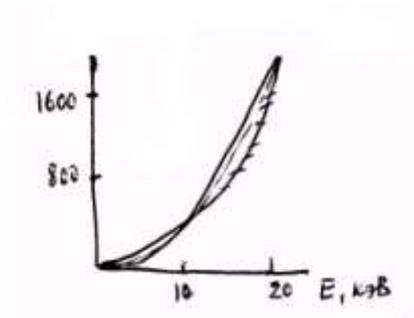


Рис. 7. Зависимость коэффициента размножения носителей заряда в кремнии от энергии быстрых электронов

Облучение нейтронами

Производит первичные радиационные нарушения только при взаимодействии с ядром. Быстрый нейтрон передает импульс ядру с которым сталкивается. При отдаче ядро увлекает за собой электронное облако. Электроны, скорость которых меньше, отстают от ядра. В основном это относится к внешним электронам.

Наиболее вероятными являются **упругие столкновения**, и энергия, передаваемая атому, лежит в пределах от нуля до максимальной величины T_m .

В предположении пропорциональности рассеяния

$$\bar{T} = \frac{1}{2} dT \quad (18)$$

Дифференциальное сечение передачи энергии от T до $T + dT$ может быть записано в виде:

$$d\sigma = \frac{\sigma_T}{T_m} dT, \quad (19)$$

где σ_T - полное поперечное сечение.

Величина σ_T изменяется от 1 до 10 барн ($1 \text{ барн} = 10^{-24} \text{ см}^2$) для нейтронов деления и грубо говоря пропорциональна массе атома в степени $\frac{2}{3}$.

Нейтроны деления имеют широкий спектр энергий от 0 до 15 МэВ со средней энергией 2 МэВ. Замедлитель (графит, тяжелая вода) значительно уменьшают энергию нейтронов. Расчет обычно предполагает, что энергия нейтронов лежит в диапазоне 1–2 МэВ.

Для нейтронов со средней энергией 2 МэВ средняя энергия первично выбитых атомов

$$\bar{T} = \frac{4}{A} \left(1 + \frac{1}{A}\right)^{-2} \approx \frac{4}{A} \text{ МэВ},$$

где A – атомная масса мишени.

Например, атомы углерода: $\bar{T} = 280 \text{ КэВ}$, меди 61 КэВ , урана 17 КэВ . Это значительно больше, чем при **бомбардировке заряженными частицами**.

Для некоторых веществ, например золота, ядерные превращения отбирают значительную часть энергии нейтронов. Так например поперечное сечение превращения золота в ртуть под действием тепловых нейтронов составляет 96 барн, тогда как поперечное сечение рассеяния быстрых нейтронов составляет 6 барн. При облучении в обычном реакторе, где отношение потока тепловых нейтронов к потоку быстрых составляет около 5, на каждые 2 смещенные атома будет иметь место 1 ядерное превращение. При этом предполагается, что на каждый первично выбитый атом приходится 140 смещенных.

Для большинства обычных элементов ядерные превращения происходят с вероятностью во много раз меньшей, чем для золота.

Клинья

Задача о смещении небольших групп атомов еще труднее поддается решению, чем для отдельных атомов. Более прост макроскопический подход, охватывающий большие группы атомов. Совокупность соседних возбужденных друг от друга атомов образует клин. Если возбуждение так велико, что атомы клина смещаются со своих мест и перемещаются из первоначальной области, то клин называется клином смещения.

Если лишь некоторые атомы покидают свои узлы или вообще нет смещенных атомов, то мы имеем дело с **тепловым** клином.

Рассмотрим для примера случай меди. Энергия 300 эВ достаточна, чтобы нагреть сферическую область диаметром 30 \AA от комнатной температуры до плавления $1086 \text{ }^\circ\text{C}$. Такая область содержит 1100 атомов. Клин возникает за $5 \cdot 10^{-12} \text{ с}$. Спустя $20 \cdot 10^{-12} \text{ с}$ после возникновения клина его диаметр равен 60 \AA , а средняя температура в этой области падает до $150 \text{ }^\circ\text{C}$. Средняя продолжительность жизни клиньев 10^{-1} с .

Температурным клиньям приписываются эффекты стимуляции диффузии, фазовых переходов, которые стимулируются местным нагревом.

Клинья при нагреве и охлаждении взаимодействуют с дислокациями, что приводит к пластическим деформациям.

Тормозная способность к рентгеновским лучам

$$\frac{l_1}{l_2} \sim \left(\frac{z_1}{z_2} \right)^{-3}$$

Для алюминия $z_1=13$, для свинца $z_2=82$. здесь l -пробег.

$$\frac{l_{Al}}{l_{Pb}} = \left(\frac{82}{13} \right)^3 \approx (6,3)^3 \approx 237.$$

Для создания одинаковой защиты слой Al должен быть в 237 раз толще, т. е. в $\frac{240}{11,3/2,7} \approx 50-60$ раз тяжелее ($\rho_{Al} = 2,7 \text{ г/см}^3$ $\rho_{Pb} = 11,3 \text{ г/см}^3$). Отсюда ясно, почему везде для защиты используется свинец.

Коэффициент поглощения

$$\tau = \kappa \rho z^m \lambda^n,$$

где ρ - плотность, z - атомный номер, λ - длина волны, $m=3-3,5$, $n=3$, κ - коэффициент постоянный в области между скачками поглощения.

$\mu = \tau + \sigma + \pi$, что соответствует вкладу в поглощение фотоэффекта, эффекта Комптона и эффекта образования электрон-позитронных пар соответственно.

Облучение гамма-лучами

Основные потери энергии – на ионизацию. В металлах ионизация, вызываемая излучением, очень быстро нейтрализуется электронами проводимости, при этом не происходит никаких структурных изменений.

Эффективность смещения атомов γ -излучением невелика. Взаимодействие γ -лучей с веществом осуществляется главным образом за счет 3-х механизмов: фотоэлектрического эффекта, эффекта Комптона и образования пар.

Первый эффект преобладает при низких значениях энергии, второй при промежуточных и третий – при очень высоких значениях энергии. Для данной энергии атомное поперечное сечение каждого процесса зависит только от атомного номера Z поглощающего вещества.

Диаграмма, показывающая области энергии, в которых преобладают различные процессы при взаимодействии γ -лучей с веществом, показана на рисунке.

Эффект Комптона – упругое рассеяние электромагнитного излучения на свободных (или слабо связанных) электронах, сопровождающееся увеличением длины волны.

Обратный эффект Комптона – уменьшением длины волны.

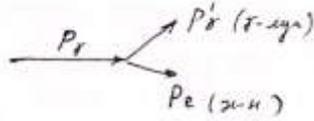


Рис. 13.

Оже – эффект – заполнение электроном вакансии, образованной на одном из внутренних уровней энергии атома с передачей безизлучательным путем выделенной энергии электрону вышележащего уровня и переводом его в вышележащее состояние. Обычно Оже – электроны экспериментально наблюдаются в виде потоков электронов с определенными энергиями, не зависящими от энергии облучения частиц.

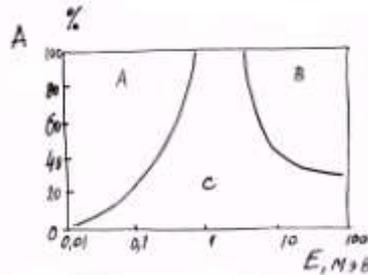


Рис. 14. А – преобладает фотоэлектрический эффект, В – образование пар, С – эффект Комптона

Рентгеновское излучение создает фотоэлектрический эффект.

Для (γ - лучей реактора, радиоактивного кобальта и других продуктов деления наибольшее значение имеет эффект Комптона.

Во всех трех процессах выбиваются электроны с энергиями, сравнимыми с энергией исходных γ - лучей. Таким образом γ - облучение сопровождается внутренним облучением электронами. Электроны, возникающие при облучении рентгеновскими лучами, обычно обладают энергией ниже энергии смещения атомов.

β -облучение комптоновскими электронами тоже может приводить к смещению атома.

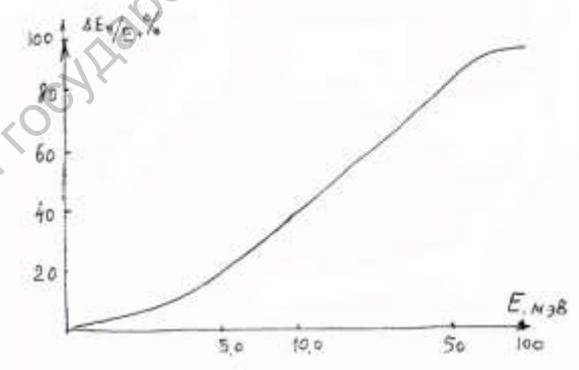


Рис. 15. Зависимость доли энергии быстрых нейтронов, затраченной на ионизацию от их энергии.

Таблица 3. Сравнительные данные по поглощенной дозе в Si для разных видов радиации

Вид радиации	Доза излучения или поток частиц, при котором поглощенная доза равна 1 рад	Литература
γ и R_0^- -лучи	1 Р	[3]
Быстрые электроны с $E_{эл} \geq 1$ МэВ	$3 \cdot 10^6$ эл/см ²	[8]
Быстрые электроны с $E_{эл} \geq 20$ МэВ	$5 \cdot 10^6$ эл/см ²	[8]
Быстрые нейтроны с $E_H > 0,1$ МэВ	$2 \cdot 10^{10}$ н/см ²	[9]

Скорость генерации избыточных носителей заряда можно рассчитать по формуле

$$g = 100 \frac{WR}{E_u} = \delta R, \text{ где}$$

W - плотность вещества, г/см³, R - мощность поглощения, рад/с, δ - эффективность ионизации, E_u - энергия образования пары.

Таблица 4. Эффективность ионизации некоторых материалов

Материал	δ , пар/см ³ ·рад
Кремний	$4,3 \cdot 10^{13}$
Германий	$1,1 \cdot 10^{14}$
SiO ₂	$5,9 \cdot 10^{12}$

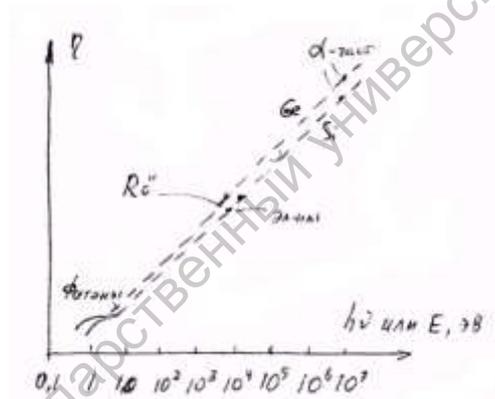


Рис. 16. Зависимость квантового выхода от энергии частиц и квантов жесткого электромагнитного излучения

3. Образование, диффузия и отжиг дефектов

Радиационные дефекты

Зейтц качественно оценил величину E_d следующим образом. Энергия, необходимая для удаления типичного атома из узла решетки в твердом теле и для перевода его адиабатическим (обратимым) способом в междоузлие составляет около $2E_c$, где E_c - энергия сублимации. Однако, если этот процесс осуществляется динамично, как это имеет место при быстрых столкновениях, то процесс необратим и необходимая для такого перехода энергия приблизительно равна $4E_c$. Поскольку в твердых телах с сильными связями $E_c = 5 \div 6$ эВ, то $E_d = 25$ эВ.

Для определения числа дефектов использовалось время жизни неосновных носителей заряда, очень чувствительное к образованию дефектов. Было найдено, что для Ge и Si $E_d = 13$ эВ. Исследование электропроводности дало значение – 30 эВ.

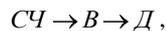
Число разупорядоченных атомов на одну бомбардирующую частицу примерно **в 10 раз больше**, чем теоретически найденное число актов смещения атомов на одну первичную частицу. Для объяснения таких эффектов разупорядочения предложено несколько моделей. Наиболее важными являются тепловые клинья и столкновения, приводящие к замещениям.

Детальный расчет скорости разупорядочения под действиям тепловых клиньев труден. Зейтц предлагает другое объяснение (не с позиций тепловых клиньев), которое заключается в том, что причиной разупорядочения является **необратимая пластическая деформация**, обусловленная напряжением, возникающим вокруг **клиньев тепловых или смещения**.

Еще одно объяснение расхождению экспериментальных данных с теоретическими предложили Кинчин и Пиз на основе рассмотрения столкновений, приводящих к замещениям. К этому типу столкновений относятся такие, в которых энергия движущегося атома **недостаточна** для того, чтобы вызвать смещение, но оказывается достаточной для **замещения** какого-либо атома в решетке и **выталкивания** его в междоузлие.

Механизмы образования дефектов

Процесс образования дефекта изобразим в виде



где СЧ – сторонняя частица, порождающая возбуждение В, релаксация которого приводит к образованию дефекта Д.

Если атом кристалла обладает энергией, большей E_d , то дефект решетки образуется с вероятностью = 1, если $E_d < E_d$, то дефект не образуется. Такой механизм называется ударным (надпороговым). Если в качестве В фигурирует какое либо из возбуждений электронной подсистемы, такие механизмы называется подпороговыми.

Для того чтобы атому была передана энергия, не меньшая E_d , сторонняя частица должна иметь энергию не меньше E_d^* , причем $E_d^* \gg E_d$. Например, для электрона $E_d/E_d^* \cong 4m_e/M_A$.

Для элементов с атомной массой 200 это отношение составляет 10^{-5} . Если под пороговой понимать энергию частицы, способной образовать дефект, E_d^* , то эта величина может быть намного больше. Для электронов она составляет сотни кэВ.

В подпороговых механизмах дефектообразования энергия дефектообразующей частицы меньше E_d^* . При этом дефектообразование возможно за счет передачи энергии электронной подсистеме с последующим дефектообразованием (подпороговым).

Образование дефекта Френкеля

За счет флуктуаций в рамках равновесной статистики возможно образование дефекта Френкеля. Атом кристалла совершает колебания вокруг положения равновесия в узле с амплитудой, много меньшей размера элементарной ячейки. Если сторонняя частица передает ему энергию, меньшую высоты потенциального барьера, то его амплитуда возрастает, и он за счет передачи фононов раскачает также соседние узлы (нагрев кристалла).

При соударении атом получает скорость (энергия близка к пороговой):

$$v \approx \sqrt{2E/M},$$

путь, равный постоянной решетки d , он пройдет за время $t_d \approx d\sqrt{0,5M/E_d}$.

Вследствие удаления атома из узла возникает притяжение ближайших соседей к вакансии. Сила этого притяжения порядка E_s/d , где E_s - энергия связи. Под действием этой силы соседний атом способен сместиться на расстояние d за время t_d' , по порядку равное (из равноускоренного движения)

$$t_d' \approx d\sqrt{2M/E_s}.$$

Величина $E_d \cong (3 \div 4)E_s$, поэтому $t_d \approx 0,3t'_d$. При $d = 5 \cdot 10^{-8}$ см, $M = A = 60$, $E_d 30$ эВ $t_d = 5 \cdot 10^{-14}$ с, т.е. соизмеримо с периодом атомных колебаний¹.

Потенциал удаляемого атома значительно превышает (неадиабатический случай) потенциал теплового образования решетки вследствие группового характера возбуждения, поэтому пороговая энергия образования дефекта E_d , определяемая экспериментально, во много раз превышает энергию теплового образования дефекта Френкеля. Л.С. Смирнов предложил описывать неадиабатическое возбуждение атома как результат возбуждения макроскопической области в состоянии, соответствующем плавлению. В процессе дефектообразования участвуют 60 атомов.

Образование дефектов решетки при возбуждении электронной подсистемы

Известно явление окрашивания ЦГК при облучении рентгеновскими и УФ лучами. F-центры – вакансии атома в анионной подрешетке ионного кристалла. Это узел решетки, свободной от нейтрального атома, но содержащий электрон в анионном узле (вакансия атома галогена) или дырку в катионном узле.

Уже в ранних исследованиях было показано, что образование F-центров нельзя объяснить заполнением электронами существующих вакансий при облучении, так как таких вакансий слишком мало.

Надпороговое смещение не имеет места. Зейтц предложил модель, согласно которой электронное возбуждение диффундирует по кристаллу до встречи с изломом дислокации, здесь происходит аннигиляция с одновременным смещением излома и образованием вакансии. Экспериментально роль дислокаций не подтвердилась.

Представляет значительный интерес выяснение вопроса о виде электронного возбуждения, рожденного дефектом Френкеля. В 50-х годах господствовала идея Варли о том, что дефект образуется вследствие двукратной ионизации валентной оболочки иона галоида, приводящей к вытеснению образующегося положительного заряда окружением. Последующие опыты доказали неэффективность такого механизма.

Важное значения по выяснению подпороговых механизмов имеют работы по облучению кристаллов CdS X- и γ -лучами, выполненные под руководством Стародубцова в Ташкенте в 60-х гг. Показано, что имеет место выход S и Cd на поверхность кристаллов. Полученные результаты свидетельствуют о радиационно-стимулированной диффузии S и Cd. Наблюдаемый радиолиз имеет место при подпороговых энергиях квантов. Разрушение кристаллов CdS приводит к возрастанию темновой проводимости и уменьшению чувствительности кристаллов к радиации (падение рентгенопроводимости).

Особого внимания заслуживает вопрос об образовании дефектов решетки при сверхинтенсивном подпороговом облучении, создающим высокую плотность электронных возбуждений (импульсное облучение).

При расстоянии между возбуждениями порядка размера самого возбуждения появляется возможность конденсации газа возбуждений в жидкость (фазовый переход), предсказанный Л. В. Келдышем. Электронно – дырочные капли, предсказанные им, наблюдаются «визуально». Плотность частиц в капле $3 \cdot 10^{17}$ см⁻³ в Ge и $3 \cdot 10^{18}$ см⁻³ в Si.

Образование дефектов лазерным облучением

При импульсном лазерном облучении возможен нагрев до температуры $10^5 \div 10^6$ °C. Уже при температуре 10^3 °C начинает проявляться плавление некоторой части материала. Отсюда – лазерная обработка.

Увеличивается поглощение в прозрачных телах. При большой интенсивности реализуется двух- и трехфотонное поглощение. Если показатель преломления нелинейно возрастает с интенсивностью, то происходит самофокусировка лазерного пучка.

В кристаллах CdS под влиянием неразрушающего лазерного излучения сильно изменяются оптические спектры, фото - и температурная проводимости и люминесценция. Особенно сильно возрастает полоса люминесценции, соответствующая излучению экситонов, связанных на нейтральных донорах, что, вероятно, обуславливает увеличение вакансий S. Возрастание темновой

¹ Считаем приближенно, что 1 а.е.м.= $1,66 \cdot 10^{-27}$ кг, 1 эВ=1,6 Дж.

проводимости может быть обусловлено этими же центрами. Однако увеличение фотопроводимости (на 2 порядка) и появление новых центров термоллюминесценции свидетельствует о том, что возникают новые дефекты различного типа. Указанные эксперименты с очевидностью свидетельствуют об эффективности подпороговых механизмов образования и перестройки дефектов в CdS (подпороговые значения не только по энергии, но и по интенсивности облучения).

Наблюдаются изменения в полупроводниковых лазерах и светодиодах в процессе их работы. При этом имеет место образование единичных дислокаций, их размножение и переползание в участках высокой концентрации электронно-дырочных пар.

Действием лазерного пучка на высокоомные образцы удается создать узкий фоточувствительный канал. При этом в кристалле возникает значительная фото-ЭДС.

В кремнии интенсивное лазерное облучение приводит к перемещению уровня Ферми к середине запрещенной зоны (самокомпенсация) на поверхности.

Проблема подпорогового дефектообразования требует дальнейшего изучения.

Диффузия точечных дефектов

Диффузией частиц называют процесс их распространения в области пространства с меньшей концентрацией этих частиц.

Точечный дефект имеет множество эквивалентных положений в кристалле. Для вакансии – это узлы решетки, занятые атомами; для междоузельного атома (собственного или примесного) – междоузлия; в случае гантельной или краудионной конфигурации эквивалентными положениями ядра дефекта также являются узлы кристаллической решетки. В приведенных примерах все эквивалентные точки одинаково хорошо способны принять дефект. Поэтому возможно движение дефекта – перемещение между эквивалентными положениями в кристалле. Напротив, химически чужеродный примесный атом замещения не имеет свободных эквивалентных мест в кристалле, не содержащем вакансий. Он может перемещаться только в результате обмена местами с собственными атомами кристалла. Такое движение более затруднительно, чем первое.

Обычно последовательные перемещения дефекта независимы – величина и направление каждого из них никак не связаны с предыдущими перемещениями. В таком случае говорят о случайном блуждании. В математике процесс блуждания при полном отсутствии «памяти» о предыдущих перемещениях называется Марковским процессом.

Описание диффузии включает микроскопическую, динамическую и кинематическую части (что, почему и как движется?). Специфичным для полупроводников является возможность различных зарядов состояний дефектов с разной подвижностью.

Остановимся на **кинematике** диффузионного движения. Поскольку перемещение частиц является случайным, для описания различных экспериментов важной величиной является **вероятность** того, что частица, совершившая n перемещений из произвольной точки, которую мы выберем за начало координат, переместится в некоторую точку R (точнее в интервал $[R, R+dR]$: $W_n(R)dR$). Вследствие независимости перемещений для определения $W(R)$ достаточно применить теорему умножения вероятностей последовательных перемещений. Однако нужно суметь проинтегрировать по всем возможным способам достижения интервала $[R, R+dR]$.

Результат решения:

$$W(R) = (8\pi^3 n^3 \bar{x}^2 \bar{y}^2 \bar{z}^2)^{-1/2} \exp \left\{ -\frac{1}{2\pi} \left[\frac{(R_x - n\bar{x})^2}{\bar{x}^2} + \frac{(R_y - n\bar{y})^2}{\bar{y}^2} + \frac{(R_z - n\bar{z})^2}{\bar{z}^2} \right] \right\}, \quad (1)$$

где x, y, z – декартовы составляющие смещений при одном перемещении; черта сверху среднее значение по всем перемещениям. Если смещения по всем координатам одинаковы и равны d : $x=y=z=d$, то

$$W(R) = \left(\frac{2\pi n d^2}{3} \right)^{-3/2} \exp \left(-\frac{3R^2}{2nd^2} \right), \quad (2)$$

Среднее значение расстояния, пройденного диффундирующим дефектом, совершившим n скачков, в некотором направлении x , согласно (2), определяется выражением:

$$\bar{x} = \int x^2 W(R) dR \sqrt{72} = \sqrt{\frac{2nd^2}{3\pi}}.$$

Если обозначить среднюю частоту скачков через ν [с^{-1}], число скачков за время τ $n = \nu\tau$, то \bar{x} :

$\bar{x} = \sqrt{D\tau}$, где	(3)
--------------------------------	-----

$D \equiv \frac{2\nu d^2}{3\pi}$.	(4)
------------------------------------	-----

Величину D ($\text{см}^2\text{с}^{-1}$) называют коэффициентом диффузии.

Как видно из предыдущего, частица, совершившая случайные блуждания, в среднем удаляется от первоначального положения, а не кружит все время около него. Однако величина этого удаления не пропорциональна времени, а определяется выражением (3), тогда как длина пройденного вдоль траектории пути равна $\tau\nu d$.

Рассмотрение случайных блужданий одной частицы можно заменить эквивалентным рассмотрением распределения в пространстве ансамбля частиц. Это делается с помощью кинетического уравнения, при выводе которого в простейшей форме можно воспользоваться эмпирическим правилом, что поток пропорционален градиенту концентрации $\partial N / \partial x$:

$J = -D \frac{\partial N}{\partial x}$,	(5)
--	-----

известным при феноменологическом описании диффузии как первый закон Фика. По сути дела, это разложение в ряд по координатам для концентрации в пренебрежении членами высших порядков. То, что коэффициент совпадает с D , видно из следующих рассуждений. Число дефектов, пересекающих в некотором направлении единичную площадку, параллельную атомарной плоскости кристалла, равно $N_1(x)\nu$, где $N_1(x)$ – двумерная плотность дефектов в этой плоскости, связанная с концентрацией дефектов $N(x)$ соотношением $N_1 = Nd$ (d – расстояние между соседними плоскостями в кристалле). Поток дефектов через эту поверхность в противоположном направлении, т.е. из соседней атомарной плоскости, равен $N_1(x+d)\nu$. Результирующий поток

$$J = N_1(x)\nu - N_1(x+d)\nu = -\nu d^2 \frac{\partial N(x)}{\partial x}.$$

Это совпадает с (4) с точностью до множителя. (В самом деле, в скобках стоит $\partial N = \frac{\partial N}{\partial x} \partial x$, а $\partial x = d$). Разница в числовом множителе связана с тем, что рассматривается одномерный, а не трехмерный случай, а также с различием в определении среднего пути.

Профиль распределения диффундирующих частиц определяется путем решения кинетического уравнения, которое в простейшем виде следует из (5), и уравнения непрерывности $\partial N / \partial t = \text{div} J$ и совпадает с феноменологическим вторым законом Фика

$\partial N / \partial t = D \frac{\partial^2 N}{\partial x^2}$.	(6)
---	-----

Если, например, диффундирующее вещество первоначально было растворено в концентрации N_0 в тонком слое вблизи поверхности кристалла $x=0$ и диффузия началась в момент времени $t=0$, то

$N(x) = N_0 / \sqrt{\pi Dt} \exp\left(\frac{-0.5x^2}{Dt}\right)$.	(7)
--	-----

В случае одномерной диффузии из источника неограниченной емкости имеем

$N(x) = N(x=0) \text{erfc}\left(\frac{0.5x}{\sqrt{Dt}}\right)$.	(8)
--	-----

Другое граничное условие для диффузии приводит к иным профилям распределения концентрации. D в (8) совпадает с D из (6) с точностью до множителя равного нескольким десяткам ($D \approx \nu d^2$). D может быть определено из профиля распределения макроскопических диффундирующих дефектов, например примесных атомов. Однако, при описании диффузии необходим учет дополнительных процессов типа изменения зарядовых состояний диффундирующих частиц, захват ими вакансий и другие изменения состояний диффундирующих частиц, при которых изменяется частота их скачков ν , а следовательно, и коэффициент диффузии νd^2 . В подобных случаях

имеются параллельные потоки диффундирующих частиц; их распределение в пространстве выражается более сложным образом, чем формулами (7) и (8).

Рассмотрим теперь **динамику** диффундирующих частиц. Наиболее распространенной причиной перескоков являются термодинамические флуктуации энергий частиц.

Частота перескоков определяется выражением:

$$v = v_0 \exp\left(-\frac{U_0}{kT}\right), \quad (9)$$

где v_0 совпадает по порядку величины с частотой атомных колебаний 10^{12} - 10^{13} с⁻¹, а \exp – аррениусовский множитель.

Кроме надбарьерных перескоков, имеют место и туннельные переходы атомов.

Радиационно-стимулированная диффузия.

Уже на раннем этапе были обнаружены явления, связанные с диффузией в процессе облучения. К ним относятся изменения атомного порядка в сплавах, выход атомов на поверхность кристалла, изменение границы p-n перехода, концентрационных профилей примесей. В ряде работ наблюдалась радиационно-стимулированная эпитаксия, адгезия, сорбция и т.д.

Так в работе Стародубцева и Ниязовой наблюдалось изменение состояния поверхности CdS при 10-100 часовом облучении γ -лучами Co^{60} (мощность дозы 350 P*c⁻¹) или X-лучами 30-60 кэВ при комнатной температуре. Особо существенный эффект наблюдался при бомбардировке кристалла α -частицами. Толщина образца значительно превышала длину пробега α -частиц и на поверхности, противоположной облучаемой, заметных изменений не наблюдалось. Если одновременно с α воздействовать γ - или X-лучами, то на ней наблюдается выделение кадмия, иногда представляющие собой макроскопические образования, «усы».

Коэффициент диффузии, оцененный по кинетике накопления кадмия на поверхности, соответствует коэффициенту тепловой самодиффузии кадмия при 800 – 900 К. Маннанова и другие наблюдали стимулированный γ -облучением выход серы из CdS.

В другой работе при облучении кристаллов CdS электронами с энергией 2 – 200 кэВ при токах 2-30 мкА·см⁻² и T = 173 К наблюдали появление налета инородного слоя со стороны, противоположной облучаемой. По изменению спектра свечения было видно, что из облученного образца уходят междоузельные атомы серы.

Серия работ по диффузии различных примесей в кремний, стимулированных облучением, выполнена О.Р. Ниязовой с сотрудниками. Они нашли, что D_{Li} и D_{Au} в Si = 10^{-11} см²/с при комнатной температуре, т.е. представляет собой большую величину. Указанные работы вызвали много откликов. Эффект является дискуссионным до настоящего времени. Сейчас вместо методики последовательного стравливания слоев применяют исследования вольт-фарадных характеристик (ВФХ). Современные исследования подтверждают существование высокого коэффициента радиационно-стимулированной диффузии: 10^{-13} ÷ 10^{-14} см²/с.

Отжиг радиационных дефектов

Под отжигом в узком смысле понимают термическую диссоциацию рассмотренного дефекта. Например, изменение зарядового состояния дефекта приводит к исчезновению его в спектре ЭПР. В эксперименте это выглядит как исчезновение (отжиг) дефекта. С увеличением температуры и времени отжига концентрация радиационных дефектов уменьшается. Иногда имеет место «отрицательный» отжиг (обратный), т.е. не исчезновение, а появление дефектов

Отжиг охватывает следующие процессы: 1) термический распад дефекта, 2) движение дефекта как единого образования на сток, 3) присоединение одного из компонентов пары Френеля к существующему дефекту (укрупнение дефекта или аннигиляция на центре), 4) отрыв одной из составляющих дефекта и необратимый уход ее на сток.

Как правило, экспериментаторы имеют дело с достаточно стабильными при температуре измерений дефектами и сами измерения проводят через минуты, часы и дни после окончания облучения. Однако для работающих приборов и схем важна кинетика перехода простейших радиационных дефектов в устойчивые комплексы.

Образование комплексов дефектов с при-месями и друг и с другом требует определенного времени. Так, например, для вакансии кремния и междоузельного кислорода с образованием устойчивых А-центров при 300 К в кремнии р-типа требуется время порядка 10^{-2} с. В материале п-типа этот процесс протекает намного быстрее вследствие меньшей энергии активации отрицательно заряженной вакансии и заканчивается примерно через 10^{-7} с. Эффекты нестационарного отжига, т.е. отжига, происходящего вслед за выключением пучка облучающих частиц, при облучении электронами маскируются наличием ионизации. После спада ионизации наблюдаются лишь стабильные дефекты.

Особый интерес из-за отсутствия ионизации представляет изучение отжига после облучения кремния импульсом быстрых нейтронов. Длительность импульса нейтронов 50 – 100 мкс. Облучались солнечные элементы и транзисторы. Эффект выражается коэффициентом отжига, т.е.

$K = \frac{N(t)}{N_{\text{стаб}}}$, где $N(t)$ - концентрация дефектов в какой-либо момент. $K \geq 1$.

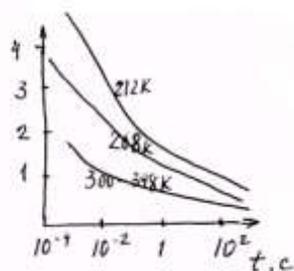


Рис. 17. Зависимость коэффициента отжига для транзистора 2N914 от температуры.

Длительность импульса 10 мкс, частота повторений 10 кГц. С понижением температуры растет коэффициент отжига.

Из экспериментов на солнечных батареях удалось определить, что в Si р-типа процессы происходят с энергией активации 0,3 эВ, а в кремнии п-типа – 0,1 эВ. Повышение уровня инжекции ускоряет отжиг.

Увеличение дозы увеличивает температуру отжига (как правило). Так например, увеличение дозы γ -квантов увеличивает температуру отжига А-центров в Si. Гипотеза: А-центр (вакансия плюс атом кислорода), образующийся вблизи макродефекта, например дислокации, отжигается при низких температурах, а тот А-центр, который возникает в ненарушенных областях кристалла, имеет существенно большую температуру отжига. При малых дозах А-центры образуются преимущественно около крупных дефектов и имеют малую температуру отжига, а при больших дозах – в объеме с большей энергией активации и температурой отжига. В других случаях возможны и другие объяснения.

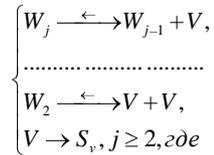
Существенное влияние на кинетику отжига оказывают дислокации, ускоряющие отжиг. Дислокации окружаются «облаками» дефектов и ускоряется либо аннигиляция либо образование макродефектов. В большинстве работ отжиг рассматривается экспериментально.

Теория отжига радиационных дефектов

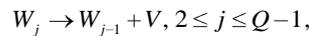
Лишь А. И. Баранов, по-видимому, первым делает попытку дать **теорию** такого **отжига**. Под отжигом он понимает не только распад и укрупнение дефекта, но и изменение электронной структуры, т.е. отсутствие обмена веществом между дефектом и матрицей. Он условно делит дефекты на 2 категории: мелкие и крупные. Если в состав мелких (распадающихся) дефектов входят **вакансии**, то доминирующими подвижными дефектами будут моновакансии. Каждая вакансия, захваченная вакансионным кластером, приводит к его укрупнению. Часть вакансий теряется на стоках (дефектах междоузельного типа, дислокациях и т.д.). Это отжиг по схеме с внешней аннигиляцией. Если в состав мелких дефектов входят **междоузельные атомы**, представляющие собой до-

минирующие носители, наблюдается измельчение крупных вакансионных кластеров. Подобные процессы рассматриваются как отжиг по схеме с внутренней аннигиляцией.

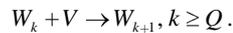
Применительно к вакансионным кластерам схема отжига с внешней аннигиляцией имеет вид:



V - моновакансия; $W_j (j \geq 2)$ - вакансионный кластер, содержащий j вакансий, S_v - стоки для моновакансий, за счет которых идет необратимое убывание числа вакансий в дефектной области. Дефект считается мелким, если содержит меньше Q вакансий. Для мелких дефектов имеет место лишь реакция термической диссоциации:



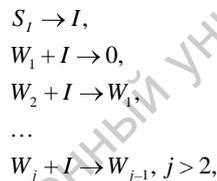
а для крупных только бимолекулярных реакция



Основываясь на решении соответствующей системы дифференциальных уравнений, А. И. Баранов приходим к выводу, что мелкие дефекты при достаточной длительности отжига полностью исчезнут. Концентрация же крупных дефектов при $t \rightarrow \infty$ стремится к ненулевым асимптотическим значениям. Скорость отжига сильно зависит от времени.

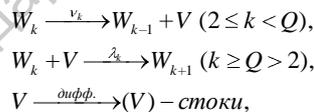
Если среди исходных крупных дефектов имеется один или несколько типов дефектов, концентрация которых существенно превышает концентрацию остальных, то для последних может иметь место обратный отжиг, т.е. относительное повышение концентрации в течение конечного интервала времени на промежуточных этапах отжига.

Применительно к вакансионным кластерам отжиг по схеме с внутренней аннигиляцией представляется в виде:

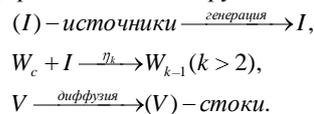


где I - собственный междоузельный атом, S_1 - «источник» междоузельных атомов. Автором подробно разбираются все варианты приведенной схемы. Кинетика отжига вакансионного кластера по этой схеме определяется процессами, сопровождающими распад междоузельных дефектов.

Другой вариант схемы отжига (ФТП, 1977, т. 11, в. 1, с. 94 - 99, точнее 98).

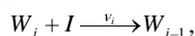


где V - моновакансия, W_k - вакансионный кластер, состоящий из k ($k \geq 2$) вакансий. ν_k - константы скорости термической диссоциации малых кластеров ($2 \leq k < Q$), λ_k - константы скорости обратной реакции для крупных вакансий кластеров ($k \geq Q$). Величина Q зависит от температуры отжига и увеличивается вместе с ней. Наблюдаемое изменение числа VV -центров объясняется, согласно этой схеме, их трансформацией в более крупные кластеры.



Где I – междоузельные атомы, η_k – константы скорости элементарных реакций. Наблюдаемое изменение концентрации VV -центров в этом случае объясняется их трансформацией в более мелкие кластеры.

Подвижными дефектами служат собственные междоузельные атомы I , которые намного более подвижны, чем вакансии (в решетке типа алмаза). Поэтому лимитирующей стадией реакции будет не диффузия, а акт взаимодействия



скорость которого определяется соответствующим активационным барьером.

(В книге «Радиационные дефекты в полупроводниках». Нсб.: 1979. Статья А.И. Баранова).

Кроме термического, применяют еще и радиационный отжиг. Основные причины, обуславливающие отжиг при радиации, следующие:

1. Взаимодействие собственно точечных дефектов с крупными дефектными комплексами, что приводит к распаду последних или к их перестройкам.
2. Ионизация излучением, под действием которой в результате изменения энергии связи и зарядовых состояний дефектные ассоциации распадаются либо меняются энергетические пороги для аннигиляции частиц.
3. Стимулированное излучением взаимодействие примесных атомов (имеющихся или вводимых излучением) с дефектными комплексами, приводящее либо к перестройкам с потерей активности по одному или нескольким параметрам (электрическим, оптическим, магнитным и т.д.).

Делались попытки ускорить отжиг разупорядочения областей, вводимых ионной бомбардировкой (аргон, 40 эВ), путем предварительного облучения образцов быстрыми электронами. При комнатной температуре однако отжигающее действие излучением малозаметно. Нужно нагревать до $\geq 250^\circ C$.

В последнее время все шире применяется лазерный отжиг, например для отжига ионно-легированных слоев. Мощное лазерное облучение способно полностью заменить термический отжиг. Иногда при этом получают качественно новые эффекты. При лазерном воздействии главными являются нетермические эффекты («радиационная стимуляция»).

Ориентационные эффекты в монокристаллах.

Вероятность рассеяния частицы на том или ином атоме зависит от положения соседних атомов, которые определенным образом экранируют рассматриваемый рассеивающий атом. Вследствие этого экранирования направление импульса, который может быть передан в определенном столкновении, также и расстояние смещения не произвольны. В аморфном веществе эффекты корреляции исчезают.

Эффекты, возникающие при изменении направления пучка сторонних частиц относительно кристаллографических осей, называются **ориентационными**.

По-видимому, первые сведения о наличии эффектов, обусловленных кристаллической структурой вещества, появились в радиационной физике при изучении распыления кристаллов под действием атомной бомбардировки. Венер обнаружил, что выход распыленного вещества анизотропен – направлениями преимущественного выхода оказались направления низкоиндексных осей кристалла (пятна Венеры). При облучении поликристаллической мишени расположение получилось анизотропным. В 1963 г. появились первые сведения об аномально глубоком проникновении энергетических ионов в глубь кристалла вдоль низкоиндексных кристаллографических осей.

Ориентационно зависимыми являются выходы ядерных реакций, характеристического рентгеновского излучения, дефектообразование и пространственное разделение вакансий и междоузельного атома, родившихся в одном элементарном акте рассеяния и т. д.

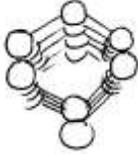


Рис. 18. Каналы между цепочками атомов в алмазной решетке в направлении $\langle 100 \rangle$.

Попав однажды под малым углом к направлению плотной упаковки, частица оказывается захваченной в своеобразный канал, вдоль которого она вынуждена совершать дальнейшее движение благодаря направляющему действию ограничивающих канал атомных рядов.

Теория каналирования в приближении классической механики развита Линдхардом. Она основана на приближении непрерывной цепочки. Потенциал плотноупакованной цепочки атомов $U(R)$ на расстоянии R от ее оси может быть представлен в виде:

$$U(R) = d^{-1} \int_{-\infty}^{\infty} V(r = \sqrt{z^2 + R^2}) dz, \quad (1)$$

где d – расстояние между атомами в цепочке, $V(r)$ – потенциал взаимодействия между стороной частицей и атомами, z – координата в направлении цепочки. Если в качестве $V(r)$ использовать потенциал Томаса-Ферми, то для $U(R)$:

$$U(R) = \frac{Z_1 Z_2 q^2}{d} \ln \left[\left(\frac{C a_{T-\Phi}}{R} \right)^2 + 1 \right], \quad (2)$$

$C \approx \sqrt{3}$, $a_{T-\Phi}$ – радиус экранирования Томаса-Ферми.

Динамические краудионы

Если энергия, переданная атомом кристалла соседнему атому в направлении, близком к направлению цепочки, достаточно велика, то может произойти замещение атомов: на месте первичного атома возникает вакансия, сам первичный атом займет положение в соседнем узле, выбитый сосед выбьет из узла следующий атом и займет его место и т. д.

В процессе этой эстафетной передачи энергии и импульса образуется сгущение: $n+1$ атомов в n соседних узлах вдоль цепочки, удаляющейся от образованной вакансии. Это сгущение называется **динамическим краудионом**. По мере возрастания потери энергии динамический краудион замедляется и останавливается. Если конфигурация оказывается устойчивой, мы имеем **статический краудион**, способный перемещаться диффузионно. Если статическая конфигурация краудиона неустойчива, то при замедлении динамического краудиона образуется межузельный атом.

Будучи перенесенным динамическим краудионом, этот межузельный атом рождается на значительном расстоянии от генетически связанной с ним вакансии. Поэтому имеет место пространственное несовпадение распределения V и I (вакансия и межузельный атом): vacancy and interstitial.

Эффекты каналирования используются для исследования полупроводниковых материалов: ориентация монокристаллов «на просвет», при которой на фото пленке или фосфоресцирующем экране, установленном на пути пучка, возникает характерная «звезда», прошедший пучок концентрируется вдоль главных осей и плоскостей. Такие «звезды» позволяют ориентировать монокристаллы.

Ионное легирование создает аморфизированный слой на поверхности полупроводника, который проявляется в спектре обратно рассеянных ионов He^4 . С увеличением дозы аморфизированный слой уширяется, расслаивается, проникает в глубь образца.

Местоположение примесных атомов в ряде случаев определяется из эффекта каналирования. Изменения длин максимальных пробегов при разупорядочивании может быть замечено и измерено экспериментально. Такого рода измерения могут быть использованы для исследования фазового превращения порядок – беспорядок.

4. Радиационное легирование и индуцированная проводимость

Процессы при ионной бомбардировке

Высокоэнергетические потоки ионов при падении на поверхность твердого тела вызывают, как правило, повреждения в его объеме, а также приводят к распылению поверхностных атомов. При этом основной процесс состоит в том, что возникает каскад столкновений между атомами решетки твердого тела, вызванный падающим на него потоком ионов, в его объеме или поверхностном слое. Радиационное разрушение и распыление описываются с помощью одних и тех же моделей.

При падении на поверхность тела ионов с энергией, превышающей несколько десятков электрон-вольт, возникает ряд процессов:

1. Небольшая часть падающих ионов рассеивается назад вследствие столкновений с поверхностными атомами и атомами, расположенными вблизи поверхности – обратное рассеяние Резерфорда. Эти рассеянные в обратном направлении частицы являются главным образом нейтральными с широким энергетическим распределением. Коэффициент обратного рассеяния зависит от энергии и массы падающих ионов, а также от массы атомов мишени.

2. Благодаря столкновениям с атомами и электронами твердого тела большая часть падающих ионов замедляется. Энергия, переданная атомам мишени, может вызвать каскад столкновений. При этом энергия и импульс сталкивающихся частиц у поверхности могут стать столь большими, что это приведет к их распылению, то есть к удалению поверхностных атомов.

3. В конце своего пробега падающие частицы могут быть захвачены и поглощены в твердом теле (ионное легирование), или, в зависимости от своего химического сродства и свойств, а также от температуры материала мишени, могут диффундировать назад к бомбардируемой поверхности или внутрь облучаемого материала.

4. Столкновения ионов с поверхностью твердого тела могут приводить также к испусканию электронов и фотонов. Электроны могут испускаться вследствие потенциальной эмиссии, кинетической эмиссии или оже-эмиссии от возбужденных распыленных частиц. Фотоны могут излучаться распыленными или обратно рассеянными частицами, возбужденными при столкновении с мишенью, а также образовываться непосредственно благодаря возбуждениям в приповерхностной области твердого тела (люминесценция).

Обратное рассеяние

Обратное рассеяние наиболее сильно при бомбардировке мишеней легкими ионами с энергиями порядка нескольких мегаэлектронвольт. При столкновении с атомами мишени ионы отклоняются силами кулоновского отталкивания, действующими между положительно заряженными ядрами налетающих частиц и атомов мишени. В результате в мишени образуются дефекты в виде смещенных атомов решетки.

Метод обратного рассеяния Резерфорда основывается на классическом рассеянии в поле центральных сил. В качестве бомбардирующих частиц обычно используются ионы ${}^4\text{He}^+$ или α -частицы. За исключением ускорителя, обеспечивающего также фокусировку бомбардирующих частиц, установка очень проста.

Спектрометрия обратного рассеяния позволяет различать массы отдельных элементов и изотопов. Возможен анализ очень тонких пленок (значительно меньше монослоя) из тяжелых элементов.

Бомбардировка ускоренными ионами и ионное распыление

Бомбардирующие ионы при столкновениях с электронами и атомами твердого тела замедляются. При этом атому твердого тела может быть передана энергия, превышающая энергию связи в узле решетки (порядка 10 электрон-вольт). Это имеет место главным образом в прямых столкновениях с атомами мишени. Однако энергия может быть передана через локальное электронное возбуждение и ионизацию, что может привести к изменению потенциала взаимодействия и отталкиванию. Благодаря тем же механизмам, приводящим к замедлению падающих ионов в твердом теле, происходит в нем и замедление атомов, смещенных из своих первоначальных по-

ложений. Выбитые атомы могут также сместить другие атомы из их положений в решетке. Так развивается *столкновительный каскад*.

Если атомы, расположенные на поверхности или вблизи поверхности, получают импульс в направлении из твердого тела и энергию, достаточную для преодоления поверхностного барьера, то они будут испущены с поверхности мишени. Более 60% атомов испускаются, как правило, из поверхностного атомного слоя, остальные – из следующих атомных слоёв.

Развитие столкновительного каскада определяется кристаллической структурой твердого тела, в частности каналированием. *Каналированием* называют движение частиц, попавших в кристалл, вдоль «каналов», образованных параллельными рядами атомов. В результате каналирования энергетические потери бомбардирующих частиц многократно уменьшаются, а глубина проникновения, соответственно, увеличивается. В то же время резко уменьшается количество обратно рассеянных и расплывённых частиц.

В зависимости от энергии и массы падающих ионов можно различать три режима развития столкновительных каскадов:

1. Бомбардировка низкоэнергетическими легкими ионами приводит к весьма разреженным столкновительным каскадам, в процесс вовлекаются лишь несколько атомов. Этот режим называется *режимом первичного прямого выбивания*.

2. При бомбардировке ионами средней или большой массы с энергиями, превышающими несколько килоэлектронвольт, столкновительные каскады становятся более плотными. В этом случае каждый атом мишени перед столкновением находится в покое, такой режим называется *режимом линейного каскада*.

3. Если бомбардировка ведется тяжелыми ионами с большим атомным номером или молекулярными ионами с энергиями более 100 кэВ и если атомы мишени имеют также большой атомный номер, то каскады становятся более плотными и любой атом мишени может быть уже движущимся в момент столкновения. Этот режим называется *режимом столкновительных пиков*, и здесь значительную роль могут играть нелинейные эффекты. Во время развития столкновительного пика локальное тепловое равновесие обычно не устанавливается.

Если падающие ионы и ионы мишени могут вступать в химические реакции с образованием молекул летучих соединений, то скорость эрозии может стать значительно выше той, которая определяется столкновительным распылением. Этот процесс называется *химическим распылением*. При бомбардировке металлических мишеней ионами кислорода возможно образование оксида металла в области воздействия ионного пучка, что приводит к росту числа расплывённых частиц, вследствие меньшей энергии связи в оксиде.

Может случиться так, что межузельные атомы, возникшие при развитии столкновительного каскада, диффундируют на поверхность и покидают её за счёт сублимации. Такой процесс называется *радиационно-ускоренной сублимацией*.

При длительном воздействии фокусированного ионного пучка на твердое тело происходит образование кратера на поверхности мишени вследствие распыления. Если воздействует нефокусированный поток ионов, то распыление идёт намного медленнее, и такой режим иногда называют *ионной очисткой*. При ионной очистке поверхность очищается от различных загрязнений вследствие меньшей по сравнению с атомами мишени энергии связи адсорбированных частиц.

Образование дефектов при ионной бомбардировке

Удаление поверхностных и приповерхностных атомов в процессе столкновительного распыления (то есть за счёт прямой передачи импульса в столкновительном каскаде) можно назвать *физическим распылением*. Этот процесс не является тепловым, энергия, в конечном счете, поглощается в результате смещений атомов и колебаний решетки. Большинство атомов, смещённых из своих первоначальных положений, возвращаются в исходные положения, то есть эти дефекты спонтанно аннигилируют. Атомы, которые перестают смещаться на достаточно большом расстоянии от своего первоначального положения, могут образовывать устойчивые дефекты Френкеля. Вблизи центра траектории падающей частицы группируются вакансии, в то время как в области вокруг нее возникают кластеры межузельных атомов. Компьютерное моделирование столкновительного каскада при инъекции одного иона Ge с начальной энергией 20 кэВ в аморфный кремний показало, что в результате этого удара выбиты со своих мест 2078 атомов мишени. В вакуум при этом расплылись три поверхностных атома.

Наличие максимума на определённом расстоянии от поверхности определяет глубину максимальной концентрации вносимых ионной бомбардировкой дефектов. Возможно возникновение не только точечных дефектов структуры, но и достаточно протяжённых, в частности, дислокационных петель. При больших дозах облучения происходит аморфизация монокристаллических и поликристаллических мишеней.

При воздействии ускоренных ионов на плохо проводящие и непроводящие мишени на их поверхности обычно возникает электрический заряд. Величина данного эффекта зависит от проводимости мишени, а также от зарядового состояния, энергии и угла падения бомбардирующих ионов. Наличие заряда на поверхности образца приводит к появлению электрического поля, и, как следствие, к миграции подвижных ионов (заряженных дефектов или ионизированных примесей) в образце.

Образование микрорельефа при ионной бомбардировке

В результате воздействия ионной бомбардировки возможно развитие микро- и нанорельефа на поверхности поликристаллических мишеней. Данное явление возникает в результате неодинаковых скоростей распыления монокристаллических зерен, составляющих образец. Разность скоростей распыления зерен из одного и того же материала объясняется их различной ориентацией относительно направления падения ионного пучка. Однако в отдельных случаях микрорельеф развивался в результате ионной бомбардировки монокристаллических и аморфных мишеней.

При распылении многокомпонентных мишеней возможно не только образование микрорельефа, но и изменение химического состава поверхности мишени. Если одна из компонент мишени имеет более высокий коэффициент распыления, в результате ионной бомбардировки поверхность мишени оказывается обеднена этой компонентой. Та же ситуация возникает, если одна из компонент образует летучее химическое соединение с бомбардирующими ионами, то есть для этой компоненты имеет место химическое распыление. В этом случае изменение химического состава поверхности ещё более заметно.

Наличие дефектов и загрязнений на поверхности образца может приводить к появлению микрофотографических структур в процессе ионной бомбардировки. Одной из хорошо известных топографических структур является конус или пирамида. В процессе бомбардировки при нормальном падении ионов конусы сначала растут в местах локализации дефектов, затем уменьшаются и, в конце концов, исчезают.

Ионное легирование полупроводников

Это введение атомов в приповерхностный слой материала подложки путем бомбардировки ее ионами с энергией от нескольких кэВ до нескольких МэВ.

Преимущества метода ионного легирования связано с нетепловым характером процесса. К ним относятся:

- 1) универсальность, т. е. введение любой примеси в любое вещество;
- 2) низкотемпературность;
- 3) возможность гибкого управления распределением примеси во всех трех измерениях путем вариации энергии ионов, применения защитных масок и сканирующего луча;
- 4) возможность строгой дозировки примесей;
- 5) чистота вводимой примеси, которая обеспечивается магнитной сепарацией ионных пучков и вакуумными условиями процесса;
- 6) возможность легирования через металлические и диэлектрические покрытия.

Ограничения и недостатки:

- 1) малая глубина;
- 2) наличие радиационных дефектов;
- 3) недостаточная изученность физических процессов;
- 4) относительная сложность оборудования.

Главное – распределение внедренных атомов по глубине. В аморфной подложке распределение ионов примерно гауссово. Меняя энергию частиц можно получить любой профиль. Средний пробег ионов с энергией в несколько десятков или сотен КэВ порядка 0,1 мкм. В кристаллической

подложке пробег зависит от эффекта каналирования. Канализованные ионы могут проникнуть почти на порядок глубже.

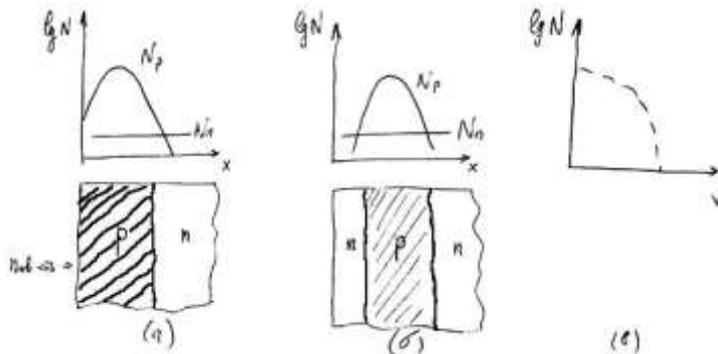


Рис. 19. Образование p-n-переходов (при идеальных кривых распределения внедренных ионов) в случае облучения ионами малой (а) и большой (б) энергии, (в) – диффузионный профиль введения примесей

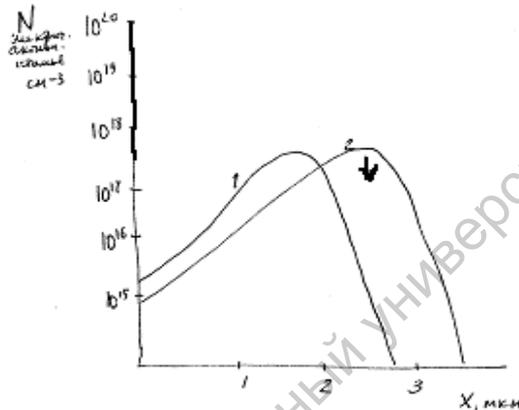


Рис. 20. Распределение электрически активных атомов бора, полученное облучением кремния ионами бора при различных энергиях E и дозах D после отжига при 700°C :

$$1 - E=1,25 \text{ МэВ}, D=4 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$$

$$2 - E=2 \text{ МэВ}, D=4 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}.$$

При наличии каналирования трудно предсказать профиль легирования.

На локализацию атома существенно влияет температура внедрения и последующий отжиг, доза ионов и тип примеси. Для ионов легирования характерны большие концентрации вводимой примеси. Например, представляет определенные трудности ввести примеси в количестве менее, чем $10^{11}-10^{12} \text{ см}^{-2}$, а при пробеге 10^{-5} см это соответствует концентрации $10^{16}-10^{17} \text{ см}^{-3}$. Эксперимент показал, что при ионном легировании легко достигаются концентрации примеси, превышающие предел растворимости данной примеси.

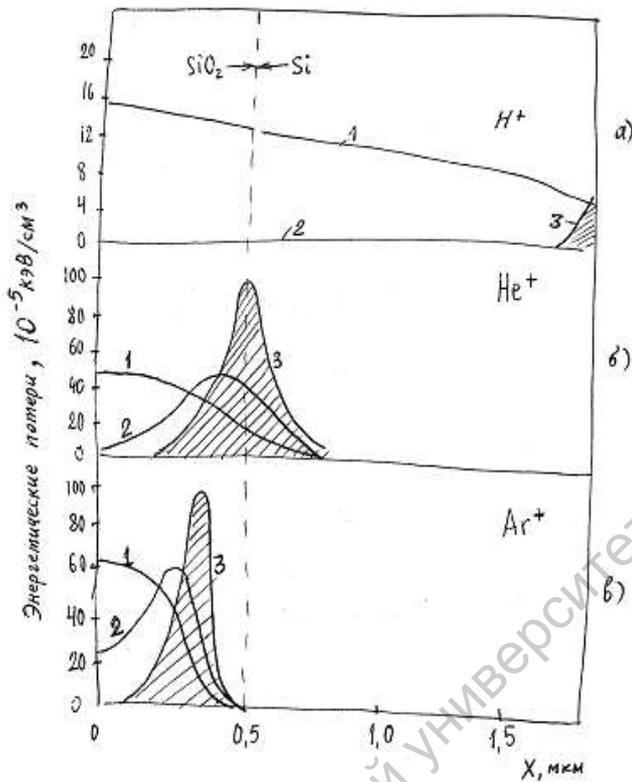


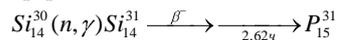
Рис.21. Профили распределения по глубине (SiO₂-Si) – системы ионизационных потерь (1), радиационных дефектов (2) и легирующей примеси (3) для ионов H⁺(а), He⁺(б), Ar⁺(в) с равной начальной энергией E₀=275 КэВ.

Легирование методом ядерных превращений (трансмутационное легирование)

Традиционными методами все труднее удовлетворить требованиям однородности и точности легирования. Поэтому все большее внимание уделяется ядерному, или трансмутационному, легированию полупроводников. При этом, как правило, используют реакции атомов кремния с нейтронами. При взаимодействии атомов Si с нейтронами образуются составные ядра (возбужденные).

Для составного возбужденного ядра есть несколько путей распада, возможных энергетически: излучение γ - квантов (реакция (n, γ)), рассеяние нейтронов (n, n) , испускание одной или нескольких частиц $(n, 2n)$, (n, p) , (n, α) . Эти процессы конкурируют между собой, и при определенных условиях осуществляется обычно лишь одна возможность.

В кремний под действием тепловых нейтронов проходит реакция (n, γ) , приводящая к образованию легирующей примеси фосфора.



Побочные явления при трансмутационном легировании.

Прежде всего – искусственная или наведенная радиоактивность. Для Ge период полураспада 76 дней, а для Si 2,6 часа.

Достоинства трансмутационного легирования:

- 1) Предсказуемость результатов легирования и легкость управления процессом (не зависит ни от температуры облучения, ни от качества исходного материала).
- 2) Равномерность легирования.

Равномерное легирования слитка по глубине возможно лишь при использовании реакций на нейтронах и фотоядерных реакций (при гамма - облучении). Распределение вводимой примеси по глубине (в направлении потока частиц) записывается в следующем виде:

$$N(x) = \Phi_0 N_0 k \sigma \exp(-N_0 k \sigma x),$$

где Φ_0 – интегральный поток частиц, см^{-2} ; N_0 – концентрация атомов вещества, см^{-3} ; k – содержание необходимого изотопа, %; σ – сечение взаимодействия реакции, приводящей к образованию примеси, см^{-2} .

При толщине образца $d \ll (N_0 k \sigma)^{-1}$ получаем равномерно легированный образец. При нейтронном облучении Si глубина равномерного легирования достигает десятков см, а в полупроводниковых соединениях включаются такие компоненты, как индий и кадмий. При этом равномерно легированная зона составляет лишь доли мм.

- 3) Нет принципиального ограничения на концентрацию вводимой примеси (если она превращается из основного вещества). Ограничение есть, если превращается легирующая примесь.

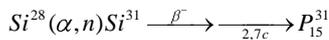
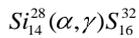
Методом ядерных реакций получают ядерное горючее плутоний из урана. Но в большинстве случаев «алхимический» метод ядерных реакций невыгоден из-за малой концентрации образующегося материала. Только в полупроводниках этот метод получает подходящую почву.

Недостатки ядерного легирования полупроводников:

- 1) Введение радиационных дефектов и необходимость отжига.
- 2) Наведенная радиоактивность из-за возникновения нестабильных изотопов.
- 3) Ограниченное время эксплуатации (из-за порчи полупроводникового материала, например кремния), что не позволяет получить высокую концентрацию примесей. Например, $P \leq 10^{16} \text{ см}^{-3}$.
- 4) Тип вводимой примеси (не любой).

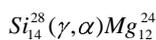
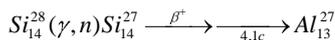
Примеры ядерных реакций:

α :

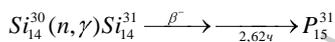


Ядерные реакции под действием α - частиц приводят к появлению в Si доноров.

γ (фотоядерные реакции):



n:



Легирование полупроводников методом ядерных превращений (дополнение)

В связи с развитием атомной энергетики, открывшиеся там возможности стали проникать в технологию полупроводниковых материалов. Так, на Чернобыльской атомной станции работал цех по ядерному легированию полупроводниковых материалов, где производилось легирование фосфором кремниевых монокристаллов.

Таблица 5. Некоторые ядерные реакции в Si (Коршунов, стр. 208)

Изотоп	Содержание изотопа, %	Типы реакций
Si_{14}^{28}	92,21	$Si_{14}^{28}(n, 2n) \quad Si_{14}^{27} \xrightarrow{4,22c} Al_{13}^{27}$
		$Si_{14}^{28}(n, 3n) \quad Si_{14}^{26} \xrightarrow{2,1c} Al_{13}^{26}$

		$Si_{14}^{28}(n, p) \quad Al_{13}^{28} \xrightarrow[2,3 \text{ мин}]{\beta^-} Si_{14}^{28}$
Si^{29}	4,7	$Si_{14}^{29}(n, 3n) \quad Si_{14}^{27} \xrightarrow[4,22 \text{ с}]{\beta^+} Al_{13}^{27}$
		$Si_{14}^{29}(n, p) \quad Al_{13}^{29} \xrightarrow[6,56 \text{ мин}]{\beta^-} Si_{14}^{29}$
		$Si_{14}^{29}(n, 2p) \quad Mg_{12}^{28} \xrightarrow[20,8 \text{ ч}]{\beta^-} Al_{13}^{28} \xrightarrow[2,3 \text{ мин}]{\beta^-} Si_{14}^{28}$
Si^{30}	3,09	$Si_{14}^{30}(n, \gamma) \quad Si_{14}^{31} \xrightarrow[2,6 \text{ ч}]{\beta^-} P_{15}^{31} \text{ (тепловые)}$
		$Si_{14}^{30}(n, p) \quad Al_{13}^{30} \xrightarrow[3,27 \text{ с}]{\beta^-} Si_{14}^{30}$
		$Si_{14}^{30}(n, \alpha) \quad Mg_{12}^{27} \xrightarrow[9,5 \text{ мин}]{\beta^-} Al_{13}^{27}$

Трансмутационное легирование в микроэлектронике

Более 50% кремния, полученного методом бестигельной зонной плавки, подвергается трансмутационному легированию. Крупнейшие производители кремния: фирмы Backer(ФРГ), Monsanto (США), Osaka Titanium Seidzo (Япония) значительную часть своей продукции выпускают в виде трансмутационно-легированного монокристаллического кремния. Такой кремний исключительно однороден по сопротивлению. Монокристаллы имеют диаметр 80 мм и более и длину 600 мм, а разброс по удельному сопротивлению достигает 5% по длине и 1% по радиусу.

Как видно из таблицы, природный кремний имеет следующее содержание изотопов: кремний-28 - 92,21%, кремний-29 - 4,7% и кремний 30 - 3,09%.

Требования к исходному кремнию для трансмутационного легирования:

1. Низкий уровень остаточных примесей (кислорода менее $2 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$, углерода менее $4 \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}$).

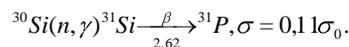
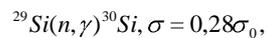
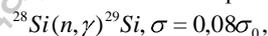
2. Отсутствие дивакансий и свирл-дефектов (от слова swirl - водоворот).

Однородность потока нейтронов при облучении реально составляет 15-30 см в зоне облучения. Поэтому при легировании необходимо обеспечивать движение кристалла.

После облучения атомы кремния-31 и фосфора-31 находятся в междоузельном положении, тогда как фосфор-31 обладает донорными свойствами, лишь находясь в узле. Отсюда следует необходимость отжига, устраняющего это несоответствие. Кроме того, после облучения число дефектов на 2-3 порядка больше, чем количество атомов фосфора. Дефекты парамагнитны и отслеживаются по спектрам электронного парамагнитного резонанса (ЭПР). Полный отжиг после облучения суммарным потоком 10^{20} см^{-2} происходит при температуре 750 градусов Цельсия за 0,5 часа.

(Из кн. "Радиационные методы в твердотельной электронике", А817898)

Метод трансмутационного легирования Si фосфором, предложенный в начале 60-х гг., основан на реакции (n, γ) при взаимодействии тепловых нейтронов ($E \approx 100 \text{ кэВ}$) с Si:



$$\sigma_0 = 10^{-25} \text{ см}^2.$$

Картина распределения «пустых» ямок травления в поперечном сечении монокристалла в большинстве случаев напоминает завихрения. Поэтому указанные дефекты были названы свирл-дефектами; их природа до конца не выяснена, но предполагается, что она связана как с тепловыми условиями выращивания, так и с содержанием примесей в монокристалле и, прежде всего, углерода и кислорода.

Однородность трансмутационного легирования связана с однородностью потока нейтронов, которая реализуется на небольшой длине 15 -30 см зоны облучения. Следовательно, кристалл Si нужно вращать и подавать по оси, чтобы увеличивать однородность.

После облучения атомы ^{31}Si , а затем ^{31}P оказываются в междоузельном положении, т.е. в электрически неактивном состоянии.

Отжиг легированных кристаллов после трансмутационного легирования нужен по двум причинам:

- 1) Для отжига радиационных дефектов,
- 2) Для активации атомов ^{31}P , которые в объеме Si обладают донорными свойствами лишь в узлах.

Атом ^{31}P в объеме Si является парамагнитной примесью и идентифицируется с помощью ЭПР. В результате облучения возникает большое число радиационных дефектов (на 2 – 3 порядка выше, чем концентрация фосфора). Большая часть дефектов парамагнитна и дает спектры ЭПР.

Исследования показывают, что после облучения 99% всех вакансий и междоузелий рекомбинируют. Остаются главным образом дивакансии, вакансионные кластеры и некоторые другие непарамагнитные дефекты.

Полный отжиг радиационных дефектов, образующихся после облучения большим (10^{20} см^{-2}) потоком нейтронов, происходит при температуре 750°C в течение получаса.

В процессе отжига концентрация фосфора в приповерхностных областях повышается на полтора – два порядка вследствие механических нарушений (особенно заметно при шлифовании поверхности).

Другой особенностью высокотемпературного отжига легированного Si состоит в том, что он создает термоакцепторы, концентрация которых растет с ростом температуры отжига от 800 до 1250°C .

Отжиг трансмутационно введенного и металлургически введенного фосфора дает идентичные результаты.

Пример. Найти время облучения, необходимое для компенсации акцепторного кремния при трансмутационном легировании (кремний имеет электропроводность $10^{-3} \text{ Ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$).

Решение.

Скорость поступления примеси в трансмутационном легировании:

$N_i = k\Phi\sigma_0 N$, где $k=0,03$ - содержание необходимого изотопа кремния, $\Phi=10^{12} \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$, $\sigma_0=10^{-25}$ - сечение захвата медленных нейтронов кремнием выраженное в см^2 , $N=5 \cdot 10^{22}$ - концентрация атомов мишени в см^{-3} . Подставляя значения, запишем:

$N_i(\text{см}^{-2} \text{ с}^{-1}) = 0,03 \cdot 10^{12} \cdot 10^{-25} \cdot 5 \cdot 10^{22} = 1,5 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}$. При решении считаем подвижность дырок равной $0,5 \cdot 10^3 \text{ см}^2/\text{В} \cdot \text{с}$.

Для компенсации необходимо создать концентрацию донорной примеси, равную концентрации акцепторов N_p в исходном материале:

$$N_p = \frac{\sigma}{q\mu_p} = p = \frac{10^{-3} \text{ Ом}^{-1} \text{ см}^{-1}}{1,6 \cdot 10^{-19} \text{ К} \cdot 500 \frac{\text{см}^2}{\text{В} \cdot \text{с}}} \approx 1,2 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-3}$$

Для компенсации необходимо время

$$t = \frac{N_p \text{ см}^{-3}}{N_i \text{ см}^{-2} \text{ с}^{-1}} \approx 8 \cdot 10^4 \text{ с} \approx 22 \text{ час.}$$

Другие виды радиационного легирования

Лазерным облучением и электронным пучком улучшают чувствительность и инерционность фоторезисторов из сульфида и селенида кадмия. Происходящие при этом процессы связаны с радиолизом сульфида кадмия, при котором сера, как правило, улетучивается, а кадмий (донор) остается. [Ссылки на кн. Вавилов, Кив, Ниязова, а также Броудей и Мерей. Физические основы микротехнологии]. Таким путем можно даже получать омический контакт на поверхности CdS или CdSe.

Код поля изменен

Индукцированная проводимость и детектирование излучений

Катодопроводимость

Наведенная проводимость создает кратковременные изменения в работе полупроводниковых и других электронных приборов.

Особенно существенна наведенная проводимость для высокоомных полупроводников и диэлектриков. Рассмотрим роль наведенной проводимости на примере ЭВП (электронно-возбужденной проводимости – катодопроводимости):

$$f(x) = \frac{dE/dx}{\varepsilon} \cdot \frac{I_e}{q} (1-r)$$

f - скорость генерации,

I_e - плотность тока электронного пучка,

r - коэффициент отражения электронного пучка,

ε - энергия образования электронно-дырочной пары $\approx 3E_g$.

Используя первое характеристическое соотношение:

$$\sigma_e = q\mu n_e,$$

$$n_e = f(x)\tau_{эф},$$

$$\sigma_e = \mu\tau \frac{I_e(1-r)}{\varepsilon} \cdot \frac{dE}{dx},$$

$$\Sigma_e = \frac{h}{l} \mu\tau \frac{I_e(1-r)}{\varepsilon} \int_0^d \left| \frac{dE}{dx} \right| dx = \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot \frac{h}{l} \cdot \frac{\mu\tau I_e E_0(1-r)}{\varepsilon} \left[\operatorname{erf} \frac{\sqrt{2}x_0}{R_E - x_0} + \operatorname{erf} \frac{\sqrt{2}(d-x_0)}{R_E - x_0} \right].$$

d - толщина,

h - ширина электродов,

l - расстояние между электродами,

x_0 - глубина диффузии электронного пучка.

В том случае, когда на поверхности образца имеется нечувствительный слой толщиной d_0 , выражение приобретает вид:

$$\Sigma_e = \frac{1}{\sqrt{2}} \cdot \frac{\mu\tau I_e E_0(1-r)}{\varepsilon} \cdot \left(\operatorname{erf} \sqrt{2} \frac{d-x_0}{R_E - x_0} - \operatorname{erf} \sqrt{2} \frac{d_0-x_0}{R_E - x_0} \right)$$

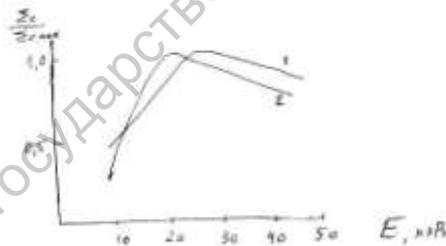


Рис. 22. Зависимость катодопроводимости от энергии бомбардирующих электронов:

1 – экспериментальные результаты Ляппе,

2 – расчетные данные.

Смещение максимума в низкоэнергетическую сторону обусловлено наличием сверхчувствительного слоя на поверхности.

$$\Sigma_e = kIE_0 \left[\tau_{нов} - \tau_{об} \operatorname{erf} \sqrt{2} \frac{d_{нов} - x_0}{R_E - x_0} + \tau_{нов} \operatorname{erf} \sqrt{2} \frac{x_0}{R_E - x_0} + \tau_{об} \operatorname{erf} \sqrt{2} \frac{d - x_0}{R_E - x_0} \right].$$

Исследуя зависимость $\Sigma_e = \Sigma_e(E_0)$ и времени жизни $\tau = \tau(E_0)$, можно получать представление о строении образца.

Наведенная проводимость р-п-перехода и атомные источники тока

Протяженность обратно смещенного р-п-перехода рассчитывается по формуле:

$$d \approx \sqrt{10^{-9} \rho(V + V_0)},$$

где ρ - удельное сопротивление (Ом·см),

V [В] – обратное смещение,

V_0 – потенциальный барьер.

При 500 В $d \approx 1$ мм.

Обычно используются кристаллы р-типа, в которые загоняют Р или As. В качестве донора активно используют Li.

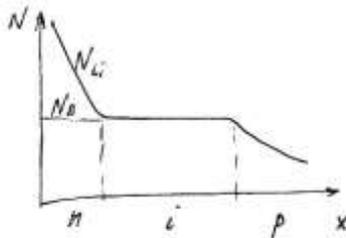


Рис. 23. Структура р-п перехода при наличии Li.

Диффузия Li проводится при 300 – 600°C несколько минут, затем прикладывают обратное напряжение при повышенной температуре до 200°C. Толщина р-п-перехода до 10 мм. Необходимо глубокое охлаждение для предупреждения диффузии Li при хранении, особенно в Ge-детекторах.

Датчики РГД-0, РГД-1, РГД-2, ГД-Г1, ФСК-М, ФСК, ФСД и др. на основе сульфида кадмия и его аналогов чувствительны к x - и γ -лучам.

Атомные электроэлементы. Срок службы гораздо меньше периода полураспада Sr (28 лет), который является источником β -излучения. Для повышения срока службы атомных электроэлементов:

- 1) подбирают радиоактивные изотопы с низкими энергиями частиц,
- 2) используют замедлители частиц,
- 3) преобразуют энергию ионизирующего излучения в световую,
- 4) с помощью экранов создают нужную конфигурацию легированной области,
- 5) используют Si, полученный трансмутационным легированием, обладающий повышенной стойкостью к последующим термообработкам.

Ближняя кинетика и учет малых доз облучения

В Si р-п-переходах, легированных золотом, увеличивается время жизни неосновных носителей заряда при облучении электронами 1 МэВ 10^{13} см⁻². Снижение обратного тока при малых дозах вопреки обычному его увеличению при больших наблюдали в кремниевых р-п-переходах (аналогичная картина в диодах из GaP). В высокоомном Si при малых дозах электронов наблюдается увеличение подвижности. Используются электроны с $E = 25$ МэВ. При комнатной температуре доза составляет $2 \cdot 10^{13}$ см⁻², холловская подвижность возрастала примерно в 3,3 раза: с $3 \cdot 10^3$ до 10^4 см²·В⁻¹·с⁻¹. Это связано с уменьшением концентрации рассеивающих примесей.

Увеличение времени жизни неосновных носителей заряда в транзисторах происходит при повышенной температуре отжига.

Таблица 6. Зависимость времени жизни неосновных носителей заряда в кремниевых диодах от электронного облучения (малых доз) и отжига

Операция	T _{отж.} , К	τ _p , мкс			
		D ₁	D ₂	D ₃	D ₄
До облучения	-	1,6	4,9	4,6	2,4
Облучение	-	4,4	18,0	11,3	5,2
Отжиг	323	4,4	18,0	11,2	5,2
	373	4,4	18,0	11,2	5,2
	423	4,5	18,0	11,2	5,3
	473	4,5	18,0	11,2	5,3
	523	4,4	18,1	11,3	5,3

Малые дозы электронного облучения $10^{12} \div 10^{14}$ см⁻² и γ -облучение $10^3 \div 10^6$ рад. Радиационный отжиг появляется при дозах $10^{17} \div 10^{18}$ см⁻².

В ряде экспериментов показано, что компенсация проводимости полупроводников приводит к появлению N- и S-образных участков ВАХ, отсутствующих в однородном образце.

6. Радиационная физика пространственно-неоднородных систем

Неоднородность после облучения приводит к тому, что применение некоторых усредненных параметров полупроводника становится невозможным. Если ввести эффективную подвижность $\mu_{эфф}$ так, чтобы проводимость $\sigma = q\langle n \rangle \mu_{эфф}$, то $R_n \sigma \neq \mu_{эфф}$.

В полупроводниках со слоистым распределением примеси возникает отрицательная дифференциальная проводимость. Носители разогреваются внешним электрическим полем. При этом получают довольно разнообразные искажения ВАХ. Физически это обусловлено внутренней инжекцией носителей тока с "холмов" распределения примеси в плохо проводящие "долины" и тепмопотоками из "долин" на "холмы". В области греющих полей, например, может возникнуть отрицательная дифференциальная проводимость, целиком обусловленная слоисто распределенной примесью.

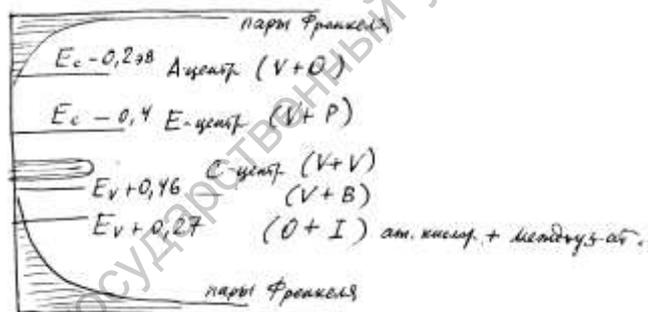


Рис. 24. Упрощенная схема энергетических уровней в Si, созданных излучением

Наличие большого числа уровней затрудняет расчет и требует принципиально другого подхода.

Инструменты для изучения свойств проводимости полупроводников и полупроводниковых приборов с помощью ионизирующих излучений описаны в книге «Практическая растровая электронная микроскопия» М., "Мир", 1978, 656 с.

Свойства полупроводников с кластерами дефектов

Первыми экспериментальными подтверждениями наличия кластеров дефектов явилось исследование затухания ультразвуковых волн в кремнии, облученном нейтронами. В дальнейшем применялась электронная микроскопия. Размеры кластеров – $100 \div 2000$ Å.

Критерий малости доз D облучения:

$\frac{4\pi r_{эф}^3}{3} N_{кл} \sum_i D_i < 1$	(*)
---	-----

При малых дозах в выражениях для подвижности, МС, эффекта Холла вносятся поправки. Если доза определяется обратным (по отношению к (*)) неравенством, то появляется новый характер кинетических явлений, отличающихся по величине, температуре и полевой зависимости.

Необходимость применения теории протекания. Превращения кристалла в односвязную область с уровнем протекания γ_n .

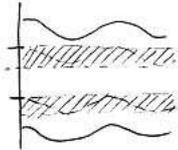


Рис. 25. Потенциальный рельеф в кристалле с большой концентрацией примесей.

При изменении концентрации носителей происходит пространственное перераспределение носителей заряда между однородными участками и так как обычно дефекты в неоднородных областях электрически активны, меняется суммарный заряд таких областей. При этом иной вид приобретает потенциальная функция и, следовательно, перемещается положение уровня протекания. Шик А.Я. полуколичественным образом описал электрические и гальваномагнитные свойства полупроводников с сильными неоднородностями (а также фотоэлектрические). Падение напряжения $d\bar{E}$ вдоль направления внешнего поля Ox на произвольном элементе объема $d\bar{r}$ между сечениями $S(x)$ и $S(x+dx)$ определяется участками наименьшего сопротивления, т.е. наибольшее значения $n(\bar{r})$ в элементе $d\bar{r}$. Это значение $d\bar{E}$ определяет и силу Лоренца, независимо от степени связности хорошо проводящих участков.

Если при усреднении по поверхности холловских контактов (размеры которых больше размеров неоднородностей) основной вклад дают хорошо проводящие участки объема, найденное значение $R_n^{-1} \sim \langle n \rangle$ в таких участках. В то же время величина проводимости $\langle \sigma \rangle$ всего кристалла определяется участками высокого сопротивления и пропорциональности концентрации электронов на уровне протекания: $\sigma_{эф} = q\mu n_{эф}$. Тогда холловская подвижность $\mu_n = \mu n_{эф} / \langle n \rangle$. В случае гауссова распределения случайный потенциал, связанный с неоднородностями, Δ , входит в выражение для подвижности:

$$\mu_n \sim \exp(-\Delta^2 / 2k^2T^2) \exp(-\frac{\epsilon_n}{kT}),$$

где Δ – средноквадратическое отклонение потенциальной энергии от среднего значения.

Таким образом, с понижением температуры подвижность резко падает. Эксперимент это подтверждает.

Одной из основных особенностей полупроводника, содержащего сильные случайные неоднородности, является равенство продольного и поперечного МС:

$\frac{\rho_n - \rho_0}{\rho_0} = \frac{3}{2} \left(\frac{\mu H}{c} \right)^2 \left(a_2 - \frac{a_1}{2} \right) \text{ в случае слабых и}$	(1)
--	-----

$\frac{\rho_n - \rho_0}{\rho_0} = \frac{4}{3} \frac{\mu H}{c} \text{ в случае сильных магнитных полей}$	(2)
---	-----

$$a_1 = \frac{3\sqrt{\pi}}{4} \cdot \frac{\Gamma(2p + \frac{1}{2})}{\Gamma^2(p + \frac{1}{2})},$$

$$a_2 = \frac{9\pi}{16} \cdot \frac{\Gamma(3p + \frac{1}{2})}{\Gamma^3(p + \frac{1}{2})}, \text{ где}$$

$\Gamma(x)$ – гамма функция, p определяет характер зависимости времени релаксации от кинетической энергии электрона в зоне $\tau \sim \varepsilon^p$.

Из (2) следует, что в сильно неоднородных полупроводниках МС растет с ростом H , не насыщаясь.

В случайно неоднородных кристаллах роль разогрева носителей электрическим полем весьма существенна уже при малых полях – к разогреву чувствительна высокоэнергетическая часть функции распределения (такой результат был получен в § 2 у Винецкого – см. стр. 300).

Остаточная проводимость и долговременные релаксации.

$$\tau_{\max} = \kappa S_{\min} \Delta n^{-1}$$

Δn – концентрация неравновесных носителей. $S_{\min} = 10^{-23} \text{ см}^2$.

Так как релаксация неравновесных носителей заряда связана с преодолением барьера, то $\tau \sim \exp\left(\frac{E_{\sigma}}{kT}\right)$. E_{σ} убывает с освещенностью.

В работах Смирнова Л. С. установлено, что с ростом дозы ионного облучения до 10^{14} см^{-2} происходит аморфизация кремния, однако с ростом дозы до 10^{15} см^{-2} имеет место рекристаллизация аморфного слоя. Факт аморфизации и рекристаллизации определяется по спектру ЭПР.

Часть 2. РАДИАЦИОННАЯ ФИЗИКА ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ПРИБОРОВ

7. Влияние излучений на работу полупроводниковых приборов

Действие ионизирующих излучений на р-п-переход

Изменения ВАХ р-п-перехода носят сложный характер. Общим является возрастание падения прямого напряжения и обратного тока. При больших дозах р-п-переход полностью теряет нелинейные свойства. Качественно поведение ВАХ не зависит от вида излучений. Требуются лишь различные дозы для достижения одинаковых изменений.

Во всех р-п-переходах, за исключением германиевых, наибольшее изменение достигается в прямых ветвях ВАХ.

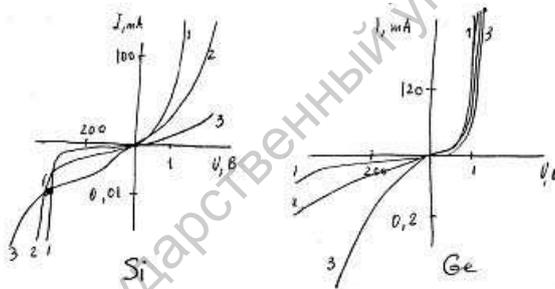


Рис. 26. Вольт-амперные характеристики германиевых и кремниевых выпрямительных диодов

1 – до облучения, 2 - $\Phi = 8 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ (нейтроны), 3 - $2 \cdot 10^{14} \text{ см}^{-2}$.

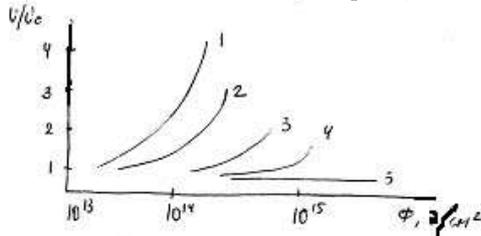


Рис. 27. Зависимость прямого падения напряжения при плотности тока 6 A/cm^2 на кремниевом р-п-структурах от интегрального потока электронов с $E = 25 \text{ МэВ}$ при исходном удельном сопротивлении 80 (1), 30 (2), 15 (3), 5 (4), 0,3 Ом·см (5).

Влияние излучения на поверхность р-п-переходов

Поверхностные эффекты усиливаются при наличии смещения. Электрическое поле способствует появлению зарядов на поверхности незащищенных областей вблизи р-п-перехода.

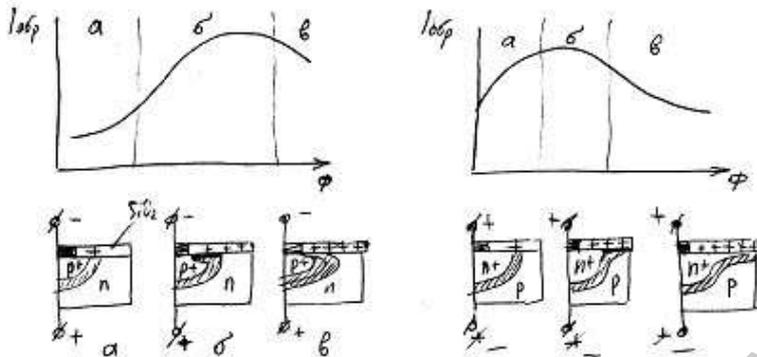


Рис. 28. Изменения обратных токов планарных кремниевых р-п-переходов в процессе воздействия радиации при наличии электрического смещения (слева – для р⁺-структуры, справа – для п⁺-структуры) и схема деформации р-п-перехода у поверхности.

Излучение изменяет величину барьерной емкости р-п-перехода

$$C(\Phi) = S \sqrt{\frac{\epsilon \epsilon_0 q N_D}{2(U + \phi_k)}} e^{-k_n \Phi / 2} = C_0 e^{-k_n \Phi / 2}$$

N_D – концентрация доноров до облучения,

N_k – КРП, U – напряжение обратного смещения.

Глубокие центры, создаваемые излучением, влияют на инерционные свойства р-п-переходов и приводят к тому, что на высоких частотах емкость уменьшается.

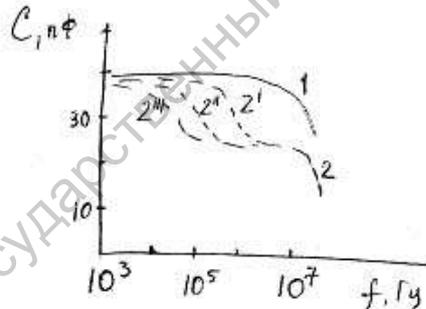


Рис. 29. Частотная зависимость барьера емкости р-п-перехода в Si с $\rho_0 = 200 \text{ Ом·см}$ до (1) и после облучения потоком быстрых нейтронов $9 \cdot 10^{13} \text{ см}^{-2}$ (2) при температурах 298K (1 и 2'), 338K (2') и 273 K (2'').

Исследование частотной зависимости емкости или ее релаксации при резком изменении напряжения можно использовать для определения как энергетического положения уровней радиационных дефектов, так и поперечного сечения захвата основных носителей заряда.

Сильная ионизация излучением влияет также на величину барьерной емкости, которая, однако, после окончания импульса восстанавливается.

Ширина р-п-перехода при облучении, как правило, увеличивается, что видно в электронный микроскоп (на отражение).

Радиационные изменения в полупроводниковых приборах.

Диоды

Изменяется прямое падение напряжения и обратный ток. Радиационная чувствительность прямого падения напряжения возрастает с ростом начального времени жизни неосновных носителей заряда и с увеличением толщины базовой области.

Величина обратного тока есть сумма тока тепловой генерации, тока насыщения, или диффузионного тока, поверхностной утечки и тока ионизации:

$$I_{обр} = I_r + I_s + I_{ут} + I_{ион}.$$

Все компоненты обратного тока изменяются при воздействии радиации.

I_r возрастает за счет возникновения дополнительных генерационно – рекомбинационных центров в ОПЗ, I_s возрастает в случае снижения диффузионной длины носителей заряда, $I_{ут}$ растет за счет развития поверхностных каналов проводимости и увеличивает скорость поверхностной рекомбинации. $I_{ион}$ обусловлен ионизацией основного вещества (особенно существенен при большой мощности дозы). Скорость генерации носителей заряда зависит от мощности дозы и не зависит от вида излучения:

$$G \approx \gamma P, \text{ где}$$

G – скорость генерации, P – мощность дозы, равная $4 \cdot 10^{13}$ пар/рад·см³ для Ge и 10^{14} пар/рад·см³ для кремния.

Варикап.

$$C = C_0 e^{-k_n \Phi / 2},$$

$$Q = Q_0 e^{-k_n \Phi / 2},$$

$$(n = n_0 e^{-k_n \Phi}).$$

Туннельный диод. Увеличение тока в области отрицательного сопротивления и седловины в случае глубоких центров.

Фотопреобразователи. Радиационные эффекты полностью определяются изменением диффузионной длины неосновных носителей заряда в базовой области. Для повышения стойкости некоторых элементов: Li для Si. Фотоэлементы из p-Si в несколько раз более стойкие, чем из n-Si (для облучения электронами и протонами).

Радиационная стойкость фотопреобразователей на основе GaAs более высокая, чем кремниевых, что связано с малым временем жизни неосновных носителей заряда. Более чувствителен GaAs к облучению заряженными частицами малых энергий. Это связано с разной глубиной проникновения света в GaAs (неглубоко) и Si (глубоко).

Биполярные транзисторы. Изменяется главным образом время жизни неосновных носителей заряда в базе (уменьшается). Наиболее существенно изменяется коэффициент передачи тока эмиттера A , коэффициент усиления по току B и обратный коллекторный ток $I_{к0}$.

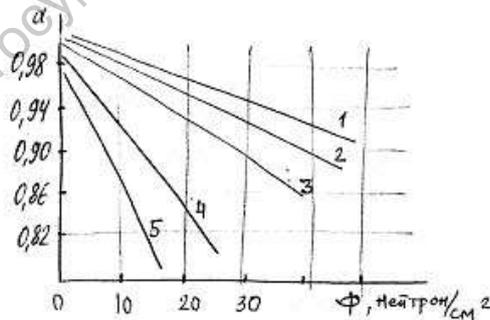


Рис. 30. Зависимость коэффициента передачи тока эмиттера Ge транзисторов типа p-p-n с граничными частотами 7,2 (1), 5,8 (2), 5,0 (3), 2,4 (4), 1,4 (5) МГц от интегрального потока нейтронов (* 10^{14}).

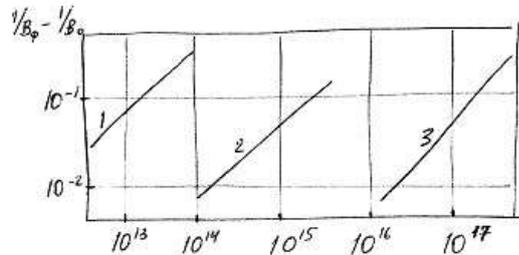
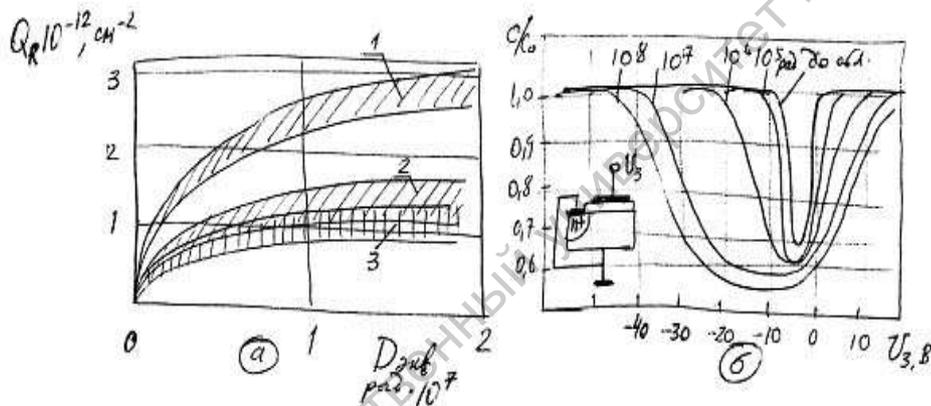


Рис. 31. Изменение коэффициента усиления по току B кремниевого транзистора p-p-n 2N336 при облучении реакторными нейтронами (1), электронами $E = 2\text{МэВ}$ (2) и γ -квантами Co^{60} (3).

Полевые транзисторы

Рис. 32. Введение радиационного заряда



Q_R в окисел SiO_2 (а) при облучении нейтронами (1), рентгеновскими лучами (2) и электронами (3) и изменение $C - U$ — характеристики МОП — структуры (б) после облучения электронами с $E = 20\text{кэВ}$ при нулевом смещении на затворе.

Ни один из диэлектриков не остается неизменным при воздействии электрических полей и ионизирующих излучений. Поэтому МДП — структуру при анализе радиационных повреждений следует рассматривать как активную электронную систему.

МДП — структуры с оксинитридом кремния оказываются наиболее радиационно-стойкими. При смещениях $-9\text{В} \leq U_3 \leq 10\text{В}$ они практически нечувствительны к радиации до доз 10^7 рад. Al_2O_3 дает большую радиационную стойкость по сравнению с SiO_2 .

8. Механизмы радиационных изменений в полупроводниковых приборах

Радиационная стойкость диодов

Прямая ветвь реального p-n-перехода описывается следующим уравнением в области больших токов:

$$I = I_0 \left[\exp\left(\frac{V - Ir_B}{\phi_T}\right) - 1 \right] \quad (1)$$

В области малых токов (особенно для Si приборов)

$$I = qA_{p-n}(x_1 + x_2) \frac{V - Ir_B}{\phi_{бар} - V} \cdot \frac{n_i}{\tau} e^{\frac{V}{2\phi_T}} \quad (2)$$

I_0 – тепловой ток, V – напряжение на диоде, r_B – сопротивление базы, N_T – температурный потенциал, q – заряд электрона, A_{p-n} – площадь p-n-перехода, (x_1+x_2) – ширина обедненных слоев p-n-перехода, $\phi_{бар}$ – высота потенциального барьера, n_i – концентрация свободных носителей заряда в собственном полупроводнике, τ – время жизни.

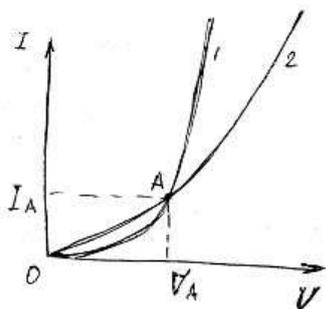


Рис. 33. Изменение прямой ветви ВАХ диода в результате воздействия радиации: 1- до и 2 – после облучения.

При малых токах (рис.31) происходит увеличение прямого тока, а при больших – значительное уменьшение. В области малых токов это объясняется значительным уменьшением τ . Уменьшение наклона ВАХ диода объясняется увеличением сопротивления базы r_B (при больших токах).

ВАХ диода для любых токов имеет вид:

$$V = V_{p-n} + V_B = M_{\phi_T} \left(\ln \frac{I}{I_0} + \chi \ln \dots \right) + Ir_B \quad (3)$$

$M = 1 + 2$, $\chi = 0 + 1$, V_{p-n} и V_B – падения напряжения на p-n-переходе и базе.

Используя (3), видим, что с ростом Φ_n V_{p-n} уменьшается, а V_B увеличивается. Имеется точка А, где не происходят изменения. В этой точке А:

$$\frac{\partial V_{p-n}}{\partial \phi_n} + \frac{\partial V_B}{\partial \phi_n} = 0 \quad (4)$$

Таким образом, наименьшие радиационные изменения происходят вблизи точки А.

В пассивированных приборах на ток утечки большое влияние оказывает заряд, образующийся в объеме диэлектрика. Пленка SiO_2 обрабатывается в различных средах и в нее вводятся компенсирующие примеси для уменьшения накопления заряда.

Пробивное напряжение p-n-перехода, в котором поверхность не играет существенной роли, определяется удельным сопротивлением базы:

$$V_{проб} \sim \rho^2.$$

Если $Z = 1$, то пробой полевой (Зенеровский), если $Z < 1$, то лавинный. Однако независимо от характера пробоя величина $V_{проб}$ увеличивается в результате облучения вследствие роста ρ .

Ионизационный ток в диоде

Ионизирующее излучение генерирует электронно-дырочные пары равномерно во всем объеме полупроводника. Носители заряда собираются полем p-n-перехода практически сразу после начала облучения. Концентрация носителей заряда возрастает. При прямом и обратном напряжении на диоде ток определяется следующими выражениями:

$$I(U_{обр.}) = I_{нас} + i_u$$

$$I(U_{пр.}) = I_{нас} \exp \left(\frac{U_{пр.}}{\phi_T} - 1 \right) - i_u \quad (5)$$

где $I_{нас} = Q_0/\tau$ - ток насыщения диода.

Для анализа радиационных эффектов в реальных диодах можно воспользоваться эквивалентной схемой диода (рис. 34).

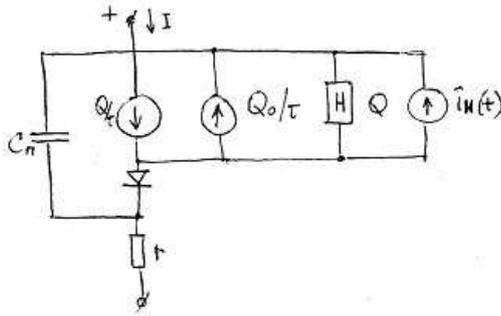


Рис. 34. Эквивалентная схема диода в поле радиации

Накопитель N отражает свойство p- и n-областей накапливать электроны и дырки в равном количестве и может быть уподоблен бесконечной емкости. Ток в диоде определяется накопленным зарядом Q и складывается из трех компонентов, представленных в схеме генераторами тока: Q/τ , Q_0/τ и i_u - ионизационный ток идеализированного диода, $Q = Q_0 \exp \left(\frac{V_{p-n}}{\phi_T} \right)$, где V_{p-n} - напряжение не идеальном диоде, Q_0 - заряд при $V_{p-n} = 0$. Параметры C_n и r (емкость перехода и сопротивление базы) суть функции V .

Из уравнения (5) можно вычислить, что под действием прямоугольного импульса мощности дозы 10^7 p/c в диоде с диффузионной длиной $L_B = 10^2$ мкм возникает ионизационный ток плотностью $j_U = 0,8$ А/см². Эта величина сравнима с плотностью прямого тока.

Радиационная стойкость различных диодов

Выпрямительные и детектирующие диоды сравнивают по изменению напряжения на диоде $V(\Phi_n)$ от облучения при фиксированном прямом токе I^* .

Сложный характер температурных зависимостей определяет сложный и различный вид ВАХ в прямом направлении.

Иногда на прямом участке ВАХ обнаруживается отрицательное сопротивление. Появление отрицательного сопротивления с зависимостью τ и μ неосновных носителей заряда в базе от уровня инжекции. Гистерезисные явления связаны с пространственной неоднородностью p-структуры.

Обратный ток: рост температуры окружающей среды приводит к возрастанию обратного тока как за счет диффузионной компоненты, так и за счет генерационно - рекомбинационных процессов в ОПЗ.

Влияние облучения на структуру p-n-переходов

Облучение способствует ускорению диффузионных процессов в p-n-переходе. Рассмотрим облучение кремниевого p-n-перехода протонами, проникающая способность которых соответствует глубине залегания p-n-перехода. После облучения p-n-переход сместился вглубь, к базе. Вакансии, генерированные облучением, способствуют диффузии бора из сильнолегированной эмиттерной части транзистора в базу. Этот эффект наблюдается при высоких дозах (10^{18} см⁻²).

Другое влияние радиационных дефектов - увеличение ширины p-n-перехода

$$d = d_0 + \Delta d,$$

d_0 - ширина ОПЗ до облучения.

Глубокие радиационные ловушки влияют на ширину ОПЗ p^+ - n -структуры (Si). В предположении акцепторной природы дефектов и отсутствия их взаимодействия с донорами решалось уравнение Пуассона.

$$d_0 = \left(\frac{2\epsilon\epsilon_0}{q} \right)^{1/2} \left(\frac{V + \phi_K}{N_D} \right)^{1/2} \quad (6)$$

$$\Delta d = \left(\frac{2\epsilon\epsilon_0}{q} \right)^{1/2} \frac{N_i}{N_D} \left[\frac{E_F - E_i}{q(N_D - N_i)} \right]^{1/2},$$

где E_i - уровень, N_i - концентрация ловушек. $N_i \leq N_D$, чтобы тип проводимости не менялся.

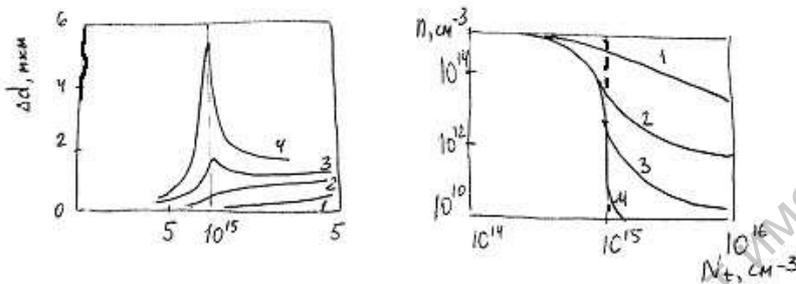


Рис. 35. Зависимость уширения ОПЗ p^+ - n -перехода в кремнии (слева) и концентрации электронов в n -области (справа) от концентрации акцепторных ловушек с энергетическими уровнями E_i - 0,3эВ (1), -0,4эВ (2), -0,5эВ (3), -0,6эВ (4).

Как видно из левого рисунка, глубокие уровни с -0,6эВ при N_i стремящейся к N_D создают неопределенность в значении Δd . Мелкие уровни с $E_i = -0,3$ эВ малоэффективны. Подходят промежуточные случаи. Глубины ловушек выбраны близко к реальным значениям. (Дивакансия в кремнии имеет два уровня -0,4 и -0,58эВ).

Температурные изменения ВАХ облученных $p-n$ переходов

Речь идет о температурах, не приводящих к отжигу дефектов. Основную роль играет время жизни и удельное сопротивление. Последнее изменяется на несколько порядков от температуры, а первое (τ) в несколько раз при изменении температуры кремния от комнатной до температуры жидкого азота.

До облучения в области малых токов (прямых) падение напряжения на структуре с $p-n$ -переходом с ростом температуры уменьшается. Это согласуется с выражением для V_{p-n} на p^+ - n -структуре:

$$V_{p-n} \approx \frac{mkT}{q} \ln \frac{In_n}{Sq n_i^2} \sqrt{\frac{\tau_p}{\frac{kT}{q} \mu_p}} \quad (1)$$

С учетом $n_i^2 \sim T^3 e^{-1/T}$ и $\mu_p \approx T^{-2,7}$, τ_p и n_n зависят от температуры слабо. С учетом этих зависимостей из (1) имеем:

$$\frac{dV_{p-n}}{dT} \approx -c \ln T \quad (2)$$

Из (2) следует, что с ростом T V_{p-n} при фиксированном токе уменьшается.

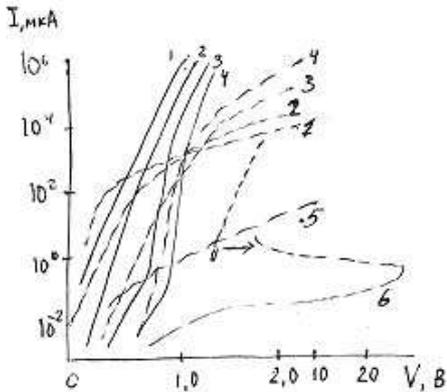


Рис. 36. Прямые ветви ВАХ диодных структур на кремнии с $\rho_0=80 \text{ Ом}\cdot\text{см}$ до (сплошные линии) и после (штриховые линии) облучения интегральным потоком электронов с $E=25 \text{ МэВ}$ при $\Phi=2\cdot 10^{14} \text{ э/см}^2$ (1–4) и $5\cdot 10^{14} \text{ э/см}^2$ (5–6) и температурах 400 (1), 300 (2), 196 (3,5) и 77К (4,6). 6 – участок с ОС.

Как следует из рисунка, падение напряжения на р–п–переходе действительно снижается с повышением температуры при малых уровнях тока, когда основную роль играет сопротивление р–п–перехода.

После облучения характер зависимости $V_{p-n}(T)$ сохраняется. Величина прямого тока, для которого скорость радиационного изменения падения напряжения равна нулю, при снижении температуры уменьшается (точки пересечения сплошных и штриховых кривых и являются точками нулевого изменения тока).

При более высоких прямых токах ВАХ определяется падением напряжения на базовой области.

$$V_B = IW / Sqn\mu_n \quad (3)$$

(без учета модуляции свободными носителями заряда).

Анализ (2) показывает, что на необлученных образцах с повышением температуры V_B должно возрастать в противоположность V_{p-n} . Следовательно, на прямой ветви ВАХ должны быть точки температурной инверсии. До облучения эта точка наблюдается при высоких уровнях инжекции или в длинных диодах, когда роль базы велика. В результате облучения падение напряжения на базе растет, точки температурной инверсии появляются при более низких уровнях инжекции.

Дальнейший рост дозы приводит к тому, что заметную роль начинают играть температурные изменения n и μ . В этом случае

$$n = N_D - N_A \left(1 - \frac{1}{1 + g e^{(E_A - E_F) / kT}} \right), \quad (4)$$

где g – фактор вырождения, N_D – концентрация доноров, N_A – концентрация акцепторов, E_A – глубина акцепторных уровней, E_F – уровень Ферми. n падает с уменьшением T .

$$V(\Phi_n) = U_{p-n} + I * r_B(\Phi_n) \quad (5)$$

Возрастание $r_B(\Phi_n)$ приводит к росту $V(\Phi_n)$. Типичная зависимость $V(\Phi_n)$ приведена на рисунке.

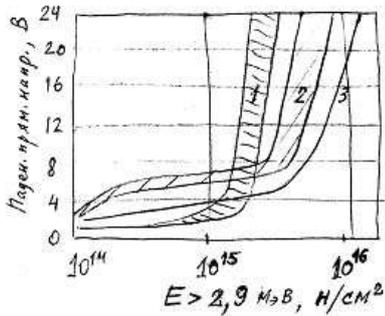


Рис. 37. Зависимость падения прямого напряжения от флюенса нейтронов.

Стойкость микроволновых диодов несколько выше. Это объясняется малой толщиной базы и более высокой степенью ее легирования. Сплавные диоды с резким р–п–переходом выдерживают меньшую дозу, чем диффузионные (с плавным р–п–переходом). Опорные диоды (стабилитроны) имеют высокую степень легирования. Они стойки до 10^{16} н/см² и более.

Радиационные изменения в транзисторах

Основные изменения в коэффициентах передачи тока и в обратном токе коллектора. Кроме того, могут увеличиваться сопротивления базы и коллектора, но при очень больших потоках ($\geq 10^{14}$ н/см²), так что не они определяют стойкость.

Коэффициент передачи эмиттерного тока

$$\alpha = \gamma \left[1 - \frac{1}{2} \left(\frac{l_B}{L_B} \right)^2 \right], \quad (6)$$

где $L_B = \sqrt{D\tau}$, l_B – ширина базы, γ – коэффициент инжекции эмиттера. Для простоты применяется уравнение

$$\alpha(\Phi_n) = \alpha_0 - \frac{t_B}{K_\alpha} \Phi_n, \quad (7)$$

где t_B время пролета неосновных носителей заряда через базу, $K_\alpha = 10^5 - 10^6$ н/см²с для германиевых диффузионных транзисторов, для кремниевых $K_\alpha = 10^7 - 10^8$ н/см²с.

Коэффициент усиления базового тока может быть выражен следующим образом:

$$\beta \approx \frac{1}{1 - \alpha},$$

$$\beta(\Phi_n) = \frac{\beta_0}{1 + 2,3 \frac{\beta_0 \Phi_n}{K_\beta \omega_\alpha}}, \quad (8)$$

где K_β определяется из таблицы 7:

Таблица 7.

Материал базы	Тип	K_β , н*с/см ²
Ge	n	$5,0 \cdot 10^7$
Ge	p	$2,4 \cdot 10^7$
Si	n	$2,8 \cdot 10^6$
Si	p	$3,2 \cdot 10^6$

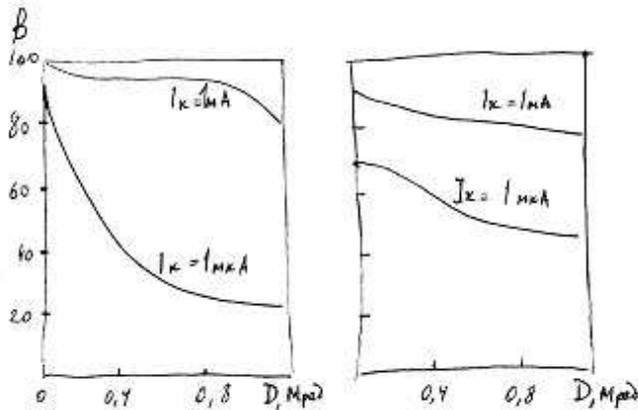


Рис. 38. Радиационные изменения коэффициента усиления по току биполярного транзистора в схеме с общим эмиттером

Радиационная стойкость транзисторов определяется степенью легирования базы (чем выше – тем выше).

Таблица 8. Радиационная стойкость транзисторов

Транзистор	Полупроводник	$\Phi_n, \text{н/см}^2$	
		При изменении β на 30%	При полном отказе транзистора
Высокочастотный	Si	10^{15}	10^{15}
Высокочастотный	Ge	$2 \cdot 10^{13}$	10^{15}
Низкочастотный	Si	10^{14}	$3 \cdot 10^{15}$
Низкочастотный	Ge	10^{12}	$3 \cdot 10^{13}$

Ионы газа могут замыкать эмиттер с коллектором. Применение инертных газов или вакуумированного корпуса может значительно улучшить стойкость.

Радиационная стойкость приборов с отрицательным сопротивлением

Тиристоры. Они более стойки к нейтронному облучению, чем биполярные транзисторы. Это объясняется тем, что в этих приборах допустимо большее изменение α , чем в транзисторах. Так в тиристоре р–п–р–транзистор допускает уменьшение α до 0,5 – 0,3, а п–р–п–транзистор – до 0,9 – 0,7. Предельные потоки нейтронов 10^{15}см^{-2} .

Туннельные диоды. Особо сильное изменение происходит в минимуме. Спрямление характеристики связано с появлением туннельного тока через дополнительные энергетические уровни, возникающие в запрещенной зоне при облучении.

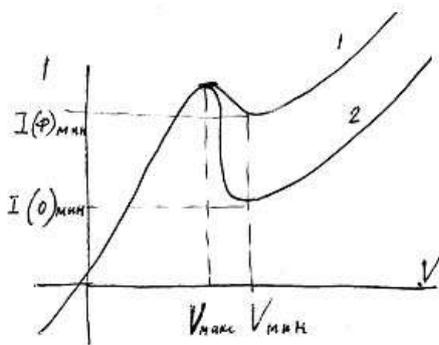


Рис. 39. Изменение ВАХ туннельного диода при облучении.

Таблица 9. Предельные потоки нейтронов для туннельных диодов

Материал	Φ_n пред., н/см ²
Si	$10^{15} - 10^{16}$
Ge	$10^{16} - 10^{17}$
GaAs	$10^{16} - 10^{17}$

Изменение параметров резисторов под действием излучения.

Общие эффекты для всех типов резисторов:

- 1) кратковременное изменение (уменьшение) сопротивления утечки из – за ионизации материала резистора и окружающего пространства,
- 2) появление переходного тока комптоновских электронов,
- 3) долговременное изменение под действием структурных дефектов, образованных в основном быстрыми нейтронами.

Первые два эффекта уменьшают номинал, а третий – увеличивает.

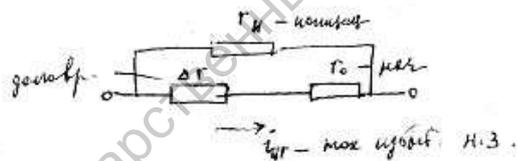


Рис. 40. Эквивалентная схема резистора, учитывающая радиационные изменения.

$r_u = \kappa_{r1} R^{-1}$, $i_{ur} = \kappa_{r2} R$, $\frac{\Delta r}{r_0} = \kappa_{r3} \Phi_n \cdot R$ - мощность полной дозы. Для угольных резисторов

$\kappa_{r1} = 2 \cdot 10^{16}$ рад*Ом/с, $\kappa_{r2} = 5 \cdot 10^{-13}$ А*с/рад, $\kappa_{r3} = 2 \cdot 10^{-16}$ см²/н.

Относительное изменение номинала на 10% происходит при $\Phi_n = 5 \cdot 10^{14}$ н/см².

Объемные угольные резисторы наименее стойки, особенно высокоомные. Пленочные углеродистые резисторы чувствительны к содержанию бора в подложке (стойкость падает).

Пленочные металлические резисторы менее чувствительны к действию радиации. Чистые металлы имеют более высокую стойкость.

Резисторы ИМС. Используют тонкопленочные металлические резисторы и объемные полупроводниковые резисторы.

Наименьшую чувствительность к радиации имеют диффузионные резисторы с диэлектрической изоляцией, а наибольшую - диффузионные резисторы с изолирующим p-n-переходом. Стремятся использовать металлизированные резисторы.

Конденсаторы. Изменяется проводимость диэлектрика. В большинстве случаев у дискретных конденсаторов для поглощенной дозы 10^9 рад и потока 10^{17} н/см² изменения емкости, добротности, напряжения пробоя и сопротивления утечки не превышают 50%. Наибольшую радиационную стойкость имеют стеклянные конденсаторы, наименьшую – бумажные.

Конденсаторы ИМС. Конденсаторы с р–п–переходом стойки до примерно 10^{15} н/см². Более стойкими являются МДП и МДМ – конденсаторы – 10^8 – 10^9 рад и 10^{16} н/см² не создают ощутимых изменений.

Индуктивность. Радиационные изменения определяются в основном изменением конст-рукционных материалов (и изоляции), а также сердечников. Стойкость 10^{18} н/см² и 10^9 рад – практически не меняется для индуктивности без сердечника.

Действие радиации на полевые транзисторы

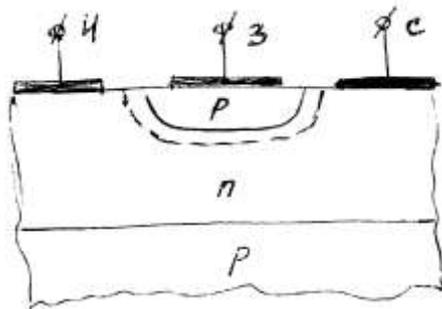


Рис. 41. Полевой транзистор с р-п переходом

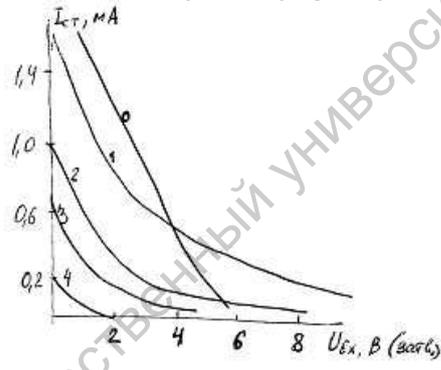


Рис. 42. Изменение характеристик полевого транзистора при облучении быстрыми нейтронами (0 – до облучения, 1–4 – после облучения различными потоками)

Сток – затворная и стоковая характеристики полевого транзистора с управляющим р-п переходом практически не зависят от поверхностных эффектов. Стойкость выше (до 10^9 рад). Чем выше концентрация примеси в канале, тем выше стойкость. Однако верхний предел легирования ограничен напряжением пробоя, которое должно превышать напряжение отсечки. Некоторые типы выдерживают $4 \cdot 10^{15}$ н/см².

В цифровой видеотехнике применяют в основном транзисторы с индуцированным каналом. Специфической особенностью транзисторов с МДП – структурой является слабая зависимость их характеристик от параметров полупроводника. Поэтому радиационные эффекты учитываются в диэлектрике и на границе раздела полупроводник – диэлектрик.

Пороговое напряжение транзистора:

$$V_{пор} = V_{пор \pm} + \Delta V_{\omega\omega} + \Delta V_{\omega\omega}$$

$V_{пор}$ - собственное пороговое напряжение, определяемое параметрами полупроводника, ΔV_{sd} - величина сдвига сток - затворной характеристики, обусловленная зарядом в объемных ловушках диэлектрика, ΔV_{sc} - величина, учитывающая вклад заряда в поверхностные состояния.

Если в диэлектрике присутствуют ловушки дырок и электронов, то у одной границы диэлектрика образуется положительный заряд, а у другой - отрицательный.

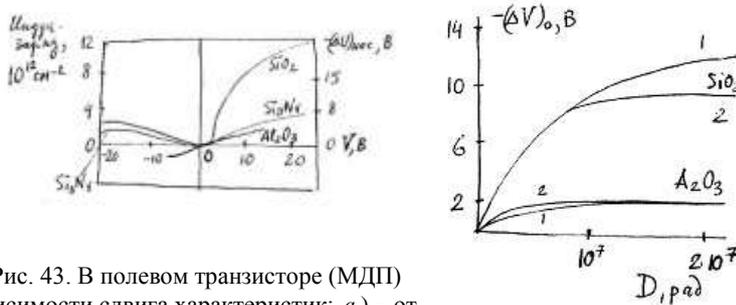


Рис. 43. В полевом транзисторе (МДП) даны зависимости сдвига характеристик: а) - от величины напряжения, приложенного при облучении, б) - от дозы облучения в реакторе (1) и γ -лучами (2) с фиксированным напряжением.

МДП - транзисторы с индуцированным p-каналом (p⁺-n-переходом)

При облучении МДП - структуры в диэлектрике обычно образуется положительный заряд, и ток утечки зависит от степени легирования p⁺-области. При концентрации примеси меньше 10^{18} см^{-3} возможно образование инверсионного слоя, который соединяет n-область с металлическим электродом стока.

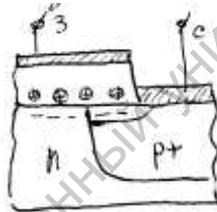


Рис. 44. МДП-транзистор с индуцированным p-каналом.

Это приводит к значительному увеличению тока утечки. При концентрации $p^+ > 10^{19} \text{ см}^{-3}$, что характерно для большинства полевых транзисторов, инверсионного слоя не наблюдается. При больших напряжениях на p⁺-n-переходе ток утечки определяется поверхностным состоянием (обусловленным ионизацией).

Изменение входного сопротивления

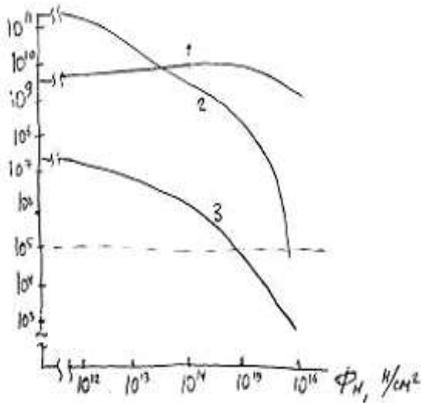


Рис. 45. Типичная зависимость изменения входного сопротивления МДП – транзисторов с диэлектрическими пленками: 1 – окиси алюминия, 2 – двуокиси кремния, 3 – нитрида кремния.

Радиационная стойкость МДП – транзисторов

Сдвиг сток – затворной характеристики при положительном напряжении больше, чем при отрицательном. Поэтому р – канальные МДП – транзисторы с такими диэлектриками более стойки, чем п – канальные и выдерживают 10^4 рад.

Если в диэлектрике существуют ловушки как дырок, так и электронов (окись алюминия и двуокись кремния, легированные по всей толщине пленки хромом, алюминием и некоторыми другими металлами), то изменение характеристик для п- и р – каналов примерно одинаковы. Выдерживают 10^7 рад или 10^{15} н/см². Радиационные изменения – главным образом во входном сопротивлении.

Действие нестационарного излучения

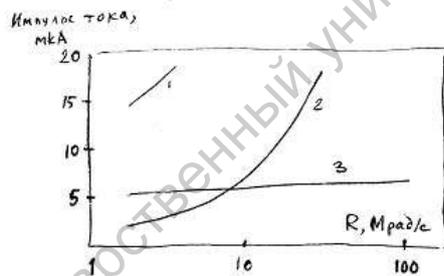


Рис. 46. Типичные зависимости амплитуды импульсов фототока от мощности дозы импульсного излучения обычных полевых транзисторов (1,2) и тонкопленочных транзисторов (3).

Взаимное влияние компонентов приводит к тому, что чувствительность ИС к нестационарному излучению выше, чем дискретных элементов. Так гибридные тонкопленочные ИМС не могут работать при мощности дозы выше 10^7 рад/с, несмотря на то, что дискретные аналоги тонкопленочных элементов имеют повышенную радиационную стойкость.

1. ВЧ транзисторы и транзисторы по схеме с общей базой менее чувствительны к нестационарному излучению.
2. В кремниевых приборах пробой происходит прямою, а в германиевых в обратном направлении.
3. Отказы ВЧ приборах реже.
4. Нагрузочные резисторы повышают стойкость диодно – транзисторных логических ИМС (резистивно – транзисторная логика более стойкая, чем диодно – транзисторная).
5. Тонкопленочные пассивные элементы более стойкие, чем диффузионные и эпитаксиальные.

6 Диэлектрическая изоляция элементов ИМС более стойкая, чем изоляция p–n–переходом. При больших мощностях дозы $R > 10^8$ рад/с наблюдается перегорание алюминиевых соединений проводов из-за больших ионизационных токов. Для профилактики отказов периодически увеличивают температуру кристалла до 150 – 200⁰С повышением тока стока или тока нагревающего элемента.

9. Пути повышения стойкости ИМС

Независимо от типа ИМС, рекомендуется:

- 1) конструировать ИМС с максимальным коэффициентом усиления, наибольшим запасом по шуму,
- 2) использовать каскады с непосредственной связью, отрицательной обратной связью и режимы ограниченного тока,
- 3) применять конденсаторы и резисторы с небольшими значениями емкостей и сопротивлений,
- 4) конструировать схемы с низким входным и выходным импедансом,
- 5) применять схемы, работающие при высоких температурах и уровнях инжекции.

Стоимость радиационностойких схем примерно на порядок выше обычных. Однако это объясняется малым тиражом. Стойкость к радиации коррелирует со стойкостью к деградации вообще. Это обнадеживает.

Три группы мер:

- 1) непосредственная защита от облучения,
- 2) конструктивно – технологические меры,
- 3) конструктивно – схемотехнические меры.

Конструктивно–технологические методы. Уменьшение геометрических размеров активных приборов, особенно площадей p – n – переходов, снижение удельного сопротивления и толщины базы в транзисторах и др. Один из основных технологических способов – применение диэлектрической изоляции элементов схем. Следует, по возможности, применять диоды на горячих носителях заряда, полевые транзисторы с p – n – переходом и тонкопленочные пассивные элементы. Это по существу означает, что для изготовления радиационно-стойких схем целесообразно использовать гибридную технологию.

Конструктивно – схемотехнические способы. Использование ИМС расширяет возможности схемотехнических способов увеличения стабильности без увеличения веса и уменьшения надежности аппаратуры.

Для схем на биполярных транзисторах рекомендуется:

- 1) включать транзистор по схеме с общей базой,
- 2) использовать транзистор в режиме насыщения.

Для логических схем на МДП – транзисторах необходимо:

- 1) применять автоматическое повышение напряжения питания, обеспечивающего переключение состояний при данной дозе,
- 2) использовать резервирование для автоматической замены системы, набравшей дозу.

Интегральные микросхемы и излучения

Большое количество элементов в кристалле и сложность процессов затрудняют прогнозирование радиационной стойкости микросхемы. Однако оценить можно. Менее стойкими являются биполярные транзисторы. Радиация усиливает также шумы. Для интегральных схем на МДП:

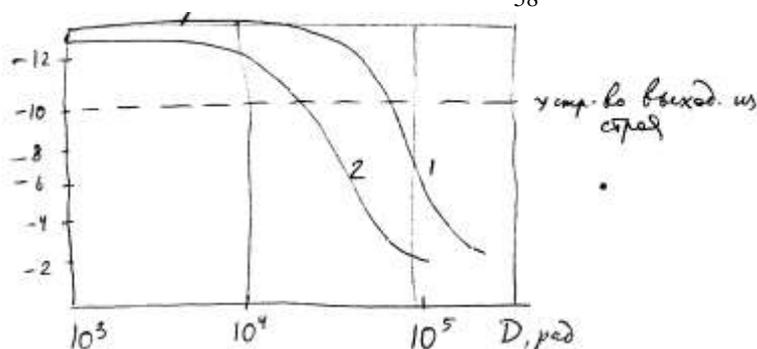


Рис. 47. Изменение напряжения на затворе МДП-транзистора под действием радиации.

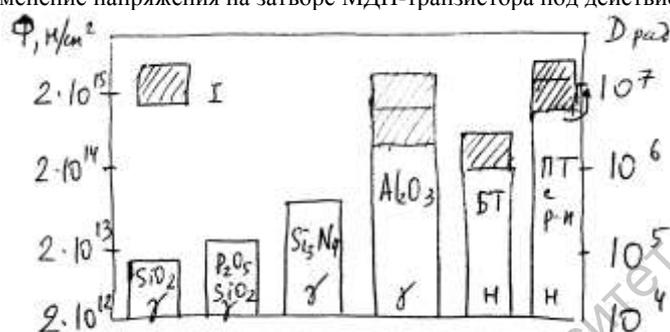


Рис. 48. Радиационная стойкость интегральных микросхем на МДП – транзисторах (а) без смещения во время облучения γ -квантами (1) и в рабочем режиме во время облучения γ -квантами (2) и на МДП, биполярных транзисторах (БТ) и транзисторах с управляющим р – п – переходом (полевых) (б); I – оценка возможностей (лабораторные разработки).

Еще раз о методах повышения радиационной стойкости

- 1) конструктивно – технологический метод,
- 2) конструктивно – схемотехнический метод,
- 3) путем экранирования.

Стойкие диэлектрики в МДП. Диоды на горячих носителях заряда, тонкопленочные пассивные элементы. Биполярные транзисторы с общей базой, транзисторы в режиме насыщения.

Необходимо проектировать микросхемы с максимальным коэффициентом усиления и высоким запасом по шуму. Низкое входное и выходное сопротивление.

Если перечисленные требования противоречат друг другу, то выбирают оптимальный вариант.

Заключение

Широкое распространение радиационных методов в народном хозяйстве и военной технике оправдывает внимание к этому вопросу. Радиационная физика полупроводниковых материалов, лежащая на стыке ядерной физики и физики твердого тела требует учета особенностей различных излучений.

Излучения можно разделить на корпускулярные и фотонные, а составные их части – на заряженные и нейтральные. Для нейтральных частиц их первоначальное количество экспоненциально убывает по мере углубления в мишень. Для заряженных частиц закон убывания интенсивности иной. Он напоминает закон распределения диффундирующей примеси в глубину полупроводника. Для заряженных частиц максимум энергетических потерь расположен не на поверхности полупроводника, а на некотором расстоянии от бомбардируемой поверхности.

Объединяющим физическим явлением, присущим в той или иной степени всем видам излучений является ионизация среды взаимодействия. Это позволяет рассматривать облучение гамма-лучами или потоком электронов как своего рода модельные воздействия, дающие представления о

влиянии всех остальных излучений, кроме, быть может, нейтронного, которое характеризуется еще и ядерными реакциями. Ядерные реакции, широко использованные при разработке ядерного оружия, получили «второе дыхание» в радиационной физике полупроводников, в которой малые количества легирующей примеси играют большую роль. К тому же эти легирующие добавки, полученные в результате ядерных превращений, равномерно распределены по объему полупроводника.

Ионизирующие излучения создают в твердом теле над- и подпороговые дефекты, которые могут существенно изменить свойства полупроводника. Наименее изученными остаются механизмы подпорогового дефектообразования. Протекающие при этом процессы сильно напоминают фотохимические реакции, имеющие место при оптическом возбуждении полупроводникового материала.

Что касается радиационного воздействия, то здесь существенную роль могут играть вторичные процессы. Так, при электронном возбуждении вторичные электроны взаимодействуют уже с другими, более внешними оболочками атомов мишени, чем первичные. Для нейтронов в качестве вторичных процессов выступают ядерные превращения.

Специфическую роль для полупроводников играет ионное легирование, позволяющее изготавливать р-п переходы. Облучение заряженными частицами используется для измерения параметров полупроводниковых материалов таких как профиль легирования, распределение по глубине времени жизни носителей заряда и др.

В результате длительного облучения полупроводниковый материал превращается в случайно-неоднородную среду, содержащую большое количество дефектов кристаллической решетки, которая частично упорядочивается отжигом дефектов при повышенной температуре. Для такой среды могут оказаться несправедливыми оценки, исходящие из средних значений параметров полупроводника, т.е. требуется использовать представления физики неоднородных сред, такие как случайный потенциальный рельеф, теория протекания, аномальная температурная зависимость подвижности и др.

Повышая коэффициент диффузии, радиационное воздействие приводит к размыванию потенциального рельефа неоднородно легированного полупроводника, в частности размыванию резкого р-п перехода и его уширению. Это влияет на характеристики диодов, транзисторов и других полупроводниковых приборов и интегральных микросхем. Для последних особую важность приобретают поверхностные эффекты и заряд, накапливаемый в окисле.

Что касается биполярных транзисторов, то для них значительную роль играет уменьшение времени жизни неосновных носителей и связанное с ним повышение сопротивления базы. Уменьшается также инжектирующая способность эмиттера. Особенно заметны эти изменения при включении транзистора в схему с общим эмиттером. Для полевых транзисторов действие радиации проявляется в заметном изменении смещения на затворе.

При оценке радиационной стойкости полупроводниковых приборов важно видеть разницу в поведении металлов и высокоомных полупроводников (и диэлектриков). В самом деле, если радиационно-стойкими оказываются чистые металлы, то чистые высокоомные полупроводники и диэлектрики таким свойством не обладают. Здесь радиационная стойкость обеспечивается существованием стоков для дефектов и возбуждений, что требует неоднородности в структуре материала и нарушает его «полупроводниковую» чистоту.

Мероприятия, обеспечивающие увеличение стойкости к радиации, основаны на знании закономерностей физики полупроводников и полупроводниковых приборов, изучение которых предшествует прохождению этого спецкурса.

Экзаменационные билеты

Билет №1

1. Виды излучений и способы их получения.
2. Ионное легирование полупроводников.
3. Магнитосопротивление полупроводников с радиационными дефектами.

Билет №2

1. Поле ионизирующих излучений. Дозиметрические параметры.

2. Трансмутационное легирование полупроводников.
3. Особенности зонной диаграммы полупроводника с радиационными дефектами.

Билет №3

1. Радиационные пояса Земли.
2. Сравнительное влияние различных излучений на полупроводники.
3. Влияние облучения на p-n переходы.

Билет №4

1. Взаимодействие заряженных частиц с твердым телом.
2. Характеристические потери электронов.
3. Влияние излучения на полупроводниковые диоды.

Билет №5

1. Взаимодействие электронов с твердым телом. Дифференциальные потери
2. Природа и свойства радиационных дефектов.
3. Влияние радиации на приборы с отрицательным сопротивлением.

Билет №6

1. Взаимодействие нейтронов с твердым телом.
2. Отжиг радиационных дефектов.
3. Воздействие радиации на биполярные транзисторы.

Билет №7

1. Характеристические потери электронов и вторичная электронная эмиссия.
2. Ориентационные эффекты при облучении кристаллов.
3. Влияние излучений на интегральные микросхемы.

Билет №8

1. Дозиметрические характеристики поля излучений.
2. Трансмутационное легирование.
3. Пути повышения радиационной стойкости полупроводниковых приборов.

Билет №9

1. Процессы в диэлектрике и на поверхности полупроводника.
2. Зонная диаграмма полупроводников, аморфизированных излучением.
3. Влияние излучения на диоды и тиристоры.

Билет №10

1. Источники радиоактивных излучений.
2. Оже- и Комптон-процессы при облучении.
3. Магнетосопротивление и другие свойства радиационно-разупорядоченных полупроводников

Билет №11

1. Особенности взаимодействия электронов с полупроводником.
2. Лазерное облучение полупроводника.
3. Влияние радиации на МДП-транзисторы.

Билет №12

1. Сравнительное действие различных видов излучений. Таблицы.
2. Ионное легирование полупроводников.
3. Влияние радиации на биполярные транзисторы.

Билет №13

1. Диффузия точечных дефектов.
 2. Отжиг и взаимодействие дефектов.
 3. Радиационные изменения в ИМС.
-

Билет №14

1. Радиационная ситуация в ближнем космосе.
 2. Взаимодействие кремния с медленными нейтронами.
 3. Радиационные изменения в биполярных транзисторах.
-

Билет №15

1. Полевые транзисторы под действием радиации.
 2. Дифференциальные потери энергии электронов.
 3. Влияние излучений на p-n переходы.
-

Билет №16

1. Защита от рентгеновского излучения: из свинца или алюминия?
 2. Магнетосопротивление и другие свойства неоднородных полупроводников.
 3. Влияние излучения на полупроводниковые диоды.
-

Билет №17

1. Взаимодействие излучения с веществом. Первичные и вторичные процессы.
 2. Диффузия радиационных дефектов.
 3. Радиационные изменения в полевых транзисторах.
-

Рефераты

1. Взаимодействие электронов с веществом.
2. Взаимодействие ионов с веществом.
3. Взаимодействие нейтронов с веществом.
4. Масс-спектрометрия вторичных ионов.
5. Пути повышения радиационной стойкости интегральных микросхем.
6. Радиационные методы исследования (полупроводниковых) материалов.
7. Радиационные методы исследования и лечения человека.
8. Рентгеновский электронно-оптический преобразователь (РЭОП).
9. Радиационно-стимулированная диффузия.
10. Действие радиации на микросхемы.
11. Действие радиации на нанoeлектронные устройства.
12. Новые виды радиационных исследований и воздействий на полупроводниковые материалы и приборы.