

Ն

ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱԿԱՆ ԻՆՏԻՏՈՒՏ
ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

ЕФИ- 353(II)-79

Г.А.АБГАРЯН, С.А.БАБАЯН, В.Л.ВИНЕЦКИЙ,
Г.Н.ЕРИЦЯН, Р.А.МЕЛКОНЯН, В.А.СААКЯН

ПРОХОЖДЕНИЕ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ ЧЕРЕЗ
МОНОКРИСТАЛЛЫ (ПРИМЕР КРЕМНИЯ)

ԱՐՄՍ

ԵՐԵՎԱՆ

1979

ԵՐԵՎԱՆ



ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

ЕФИ- 353(II)-79

Г.А.АБГАРЯН, С.А.БАБАЯН, В.Л.ВИНЕЦКИЙ,
Г.Н.ЕРИЦЯН, Р.А.МЕЛКОНЯН, В.А.СААКЯН

ПРОХОЖДЕНИЕ РЕЛЯТИВИСТСКИХ ЭЛЕКТРОНОВ ЧЕРЕЗ
МОНОКРИСТАЛЛЫ (ПРИМЕР КРЕМНИЯ)

Ереван 1979

© *Ереванский физический институт, 1979*

Введение.

При облучении вещества высокоэнергетичными частицами, особенно релятивистскими электронами, немаловажное значение приобретают вторичные эффекты, связанные с возможностью создания, помимо основного процесса, дополнительных радиационных дефектов в объеме данного вещества. Учет этих факторов, как например, тормозного излучения, ионизации и т.д., приводит, как показывают результаты данной работы, к некоторому увеличению точечных радиационных дефектов. Особенно большое значение это имеет для облучения полупроводников, поскольку один из их основных параметров — время жизни неосновных носителей тока, играющий значительную роль в работе полупроводниковых приборов, очень чувствительно изменяется при облучении, и в случае релятивистских энергий электронов пренебрежение рекомбинационными центрами, связанными с указанными процессами, может привести к ошибочным результатам.

В настоящей работе более корректно учтены потери энергии, имеющие место при облучении кристаллов и связанные с ним процессы дополнительного радиационного дефектообразования. На примере кремния, облученного электронами с энергией 50 Мэв показано, что вторичные "электронные" и "радиационные" эффекты

приводят к поправкам в пределах нескольких процентов (2+3%) от основных радиационных дефектов.

§ I. Неупругое рассеяние. Ионизационные потери энергии

При облучении вещества релятивистскими электронами основными или более вероятными процессами являются столкновения падающих электронов с атомами тормозящей среды, в которых электрон просто отклоняется от своего первоначального направления, не теряя энергии, т.е. происходит упругое рассеяние электронов атомами тормозящей среды. Однако, наряду с этим процессом, играющим основную роль в радиационном дефектообразовании, о котором подробно речь пойдет ниже, определенная часть энергии падающих электронов теряется на неупругие соударения с электронами атомов тормозящей среды и с ядрами, а также происходит рассеяние некоторой её части на кристаллической решетке в целом.

Последние два процесса приводят соответственно к ядерной трансмутации и к образованию упругих волн в кристалле. Однако эти процессы нас не будут интересовать в дальнейшем, поскольку они не способны образовать смещения атомов из узлов в междоузлия и создавать радиационные дефекты.

Потери энергии падающих частиц, обусловленные такими неупругими электрон-электронными столкновениями, называются ионизационными потерями энергии. Теория ионизационных потерь энергии разработана Бете [1,2]. Для потерь энергии электронов на единице пути при нерелятивистских скоростях им получено следующее выражение:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi q^4 N_0}{m v^2} Z \ln \frac{m v^2}{I}, \quad (I)$$

где v - скорость, m - масса электрона, q - его заряд, I - средняя энергия возбуждения атома (средний ионизационный потенциал), E - кинетическая энергия падающих электронов. Однако, выражение (1) не совсем точное, так как оно не учитывает полную неразличимость двух электронов, образующихся при ионизационном столкновении. Учет этого фактора приводит к выражению:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi q^4 N_0}{m v^2} Z \ln \frac{m v^2}{2I} \sqrt{\frac{e}{2}} \quad (1a)$$

Поправка обычно не превышает 10%.

Выражение для ионизационных потерь в случае релятивистских электронов было выведено Бете на основе формулы Мёллера [3] для рассеяния электронов электронами. Оно имеет вид:

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{2\pi q^4 N_0}{m v^2} Z \left[\ln \frac{m v^2 E}{2I^2(1-\beta^2)} - (2\sqrt{1-\beta^2} - 1 + \beta^2) \ln 2 + 1 - \beta^2 + \frac{1}{8} (1 - \sqrt{1-\beta^2})^2 \right] \quad (2)$$

При малых энергиях, когда $\beta^2 = \frac{v^2}{c^2} \ll 1$, формула (2) переходит в формулу (1a).

Приведенные выше формулы, а также аналогичные формулы для тяжелых заряженных частиц удовлетворительно согласуются с экспериментальными данными о потерях энергии при прохождении в газах и тонких металлических фольгах, если считать, что для легких элементов при $Z < 15$ будет $I = 11,5 Z$ эв, а для тяжелых ядер $I \approx 9 Z$ эв [4].

Расчет на основе формулы (2) показывает, что при прохождении 50 Мэвных электронов через образцы Si, ионизационные потери энергии на 1 см составляют 5,25 Мэв. Эти потери почти

полностью обусловлены возбуждением связанных электронов атомов Si .

§ 2. Вторичные электроны. Энергетическое распределение вторичных электронов

Ионизационные потери энергии электронов, как уже отмечалось, связаны с неупругим рассеянием падающих электронов с электронами атомов тормозящей среды. В результате такого взаимодействия первичный, падающий электрон будет освобождать из атомов вторичные электроны.

Нас, в первую очередь, интересуют вторичные электроны, которые способны участвовать в процессе дефектообразования, т.е. вторичными электронами с относительно высокой энергией, большей, чем порог дефектообразования.

Сечение электрон-электронного взаимодействия в нерелятивистском случае было получено Моттом [5] .

Однако, так как нас интересуют вторичные электроны, способные выбивать атом из узла решетки, то мы должны воспользоваться сечением взаимодействия в релятивистском случае. Выражение сечения рассеяния в этом случае в первом приближении теории возмущения описывается формулой, полученной Мёллером [3] :

$$d\phi(E, W) = \frac{25q^4}{mV^2} dW \left\{ \frac{1}{W^2} - \frac{1}{W(E-W)} \cdot \frac{mc^2(2E+mc^2)}{(E+mc^2)^2} + \frac{1}{(E-W)^2} + \frac{1}{(E+mc^2)^2} \right\} \quad (3)$$

где E и W - кинетические энергии падающего и рассеянного электронов соответственно.

Таким образом, $d\phi(E, W)$ представляет собой сечение рассеяния, при котором рассеянный электрон получает энергию между W и $W + dW$. Как мы видим, выражение (3) для $d\phi(E, W)$ симметрично относительно W и $E - W$, т.е. имеет место куполообразное распределение с центром симметрии в точке $E - W = W$ (т.е. в точке $W = \frac{E}{2}$). Такое распределение обусловлено неразличимостью падающих и рассеянных электронов. Поэтому для определенности принимается, что энергия рассеянного электрона всегда меньше энергии падающего электрона после столкновения, т.е. $W \leq E - W$ и, следовательно, $W \leq \frac{E}{2}$. Тогда, чтобы получить число вторичных электронов с данной энергией, можно рассчитать это число при энергиях до $\frac{E}{2}$ и полученное значение умножить на 2.

Таким образом, число вторичных электронов, которые обладают энергией в интервале от W до $W + dW$, образованных на расстоянии dx , равно $2ZN_0 d\phi(E, W)dx$ на каждый падающий электрон с первичной энергией E , где ZN_0 - число электронов в 1 см^3 .

Экспериментальные исследования Чемпиона [6] для энергий от 400 до 800 кэв, Скобельцына [7] для энергий от 1000 до 3000 кэв, Пейджа и Вудворда [8] при энергиях от 1 до 3,5 Мэв, а также Скотта, Хансона и Леймана [9] при энергии 15,7 Мэв в пределах ошибок измерений, составляющих около 10%, находятся в очень хорошем согласии с формулами Мёллера.

На основе формулы (3) Мёллера мы получили энергетическое распределение вторичных электронов, возникающих в образцах Si толщиной 1 см под воздействием одного 50 Мэвного электрона.

Оно представлено на рис. I, из которого видно, что основная часть "ионизационных" вторичных электронов получает малую энергию. Используя эту зависимость, мы можем определить их роль в процессе дефектообразования.

§ 3. Радиационные потери энергии. Спектр тормозного излучения

При больших энергиях падающих электронов, помимо ионизационного механизма, действует также другой механизм потери энергии электронов, обусловленный торможением падающих электронов в электрическом поле ядер атомов среды. В результате такого торможения в электрическом поле ядер тормозящего вещества возникает электромагнитное излучение. Такое излучение называется тормозным излучением, а потери энергии падающих электронов на тормозное излучение называются радиационными потерями энергии.

Согласно Бете и Гайтлеру [10], отношение потерь на излучение к ионизационным потерям для быстрых электронов:

$$\frac{(dE/dx)_{\text{изл}}}{(dE/dx)_{\text{иониз}}} \approx \frac{E_0 Z}{1600 mc^2},$$

где E_0 — начальная энергия падающих электронов. Видно, что с увеличением энергии E_0 роль радиационного механизма в отношении ионизационного механизма потери энергии возрастает.

Возникающее таким образом излучение (γ -излучение), взаимодействуя с другими атомами среды, в результате фотоэффекта или комптон-эффекта может вырвать электрон из какого-либо атома. Таким образом, наряду с "ионизационными" вторич-

ными электронами при электронном облучении возникает также "радиационные" вторичные электроны. Для того, чтобы определить число таких электронов и, следовательно, их вклад в процессе дефектообразования нам необходимо сначала определить число γ -квантов с данной энергией, т.е. энергетический спектр тормозного излучения.

Полное рассмотрение радиационных потерь энергии падающих электронов было проведено Бете и Гайтлером [10], которые использовали уравнение Дирака для электрона и борновское приближение для описания взаимодействия электрона с ядром. Они показали, что вероятность тормозного излучения существенным образом зависит от эффективного расстояния электрона от ядра и от степени экранирования ядра атомными электронами, которая определяется величиной.

$$\gamma = 100 \frac{mc^2 h\nu}{E_0 E z^{1/3}}, \quad (4)$$

где E_0 - полная начальная энергия падающего электрона, $E = E_0 - h\nu$ - его конечная энергия, $h\nu$ - энергия испускаемого γ -кванта.

При $\gamma \gg 1$ экранированием можно пренебречь, в то время как при $\gamma \approx 0$ практически наблюдается "полное" экранирование. Формула (4) показывает, что с увеличением энергии падающих электронов E_0 эффект экранирования растет. Для наиболее интересного случая $E_0 \gg mc^2$ (что вполне реализуется у нас), в зависимости от степени экранирования (т.е. величины γ), Бете и Гайтлер получили несколько отличающихся друг от друга выражений для сечения испускания $\phi(E_0, \nu) d\nu$ -кванта в интервале

частот $d\nu$ электроном с энергией E_0 .

В данном случае нас интересуют только те γ -кванты, которые могут вырвать электроны, способные участвовать в процессе дефектообразования. Следовательно, энергия γ -квантов должна быть примерно $h\nu \approx 0,5$ Мэв. С другой стороны, максимальная энергия γ -квантов определяется формулой

$$h\nu_0 = E_0 - mc^2.$$

Тогда из формулы (4) определяем, что при облучении монокристаллов Si электронами с энергией 50 Мэв, параметр экранирования γ изменяется, в основном (при $0,5 \leq h\nu \leq 41$ Мэв), в области $\gamma < 2$. Для этого случая Бете и Гайтлер получили следующее выражение

$$\begin{aligned} \phi(E_0, \nu) d\nu = \frac{4Z^2}{137} \left(\frac{q^2}{mc^2} \right)^2 \frac{d\nu}{\nu} \left\{ \left(1 + \frac{E^2}{E_0^2} \right) \left[\frac{\psi_1(\gamma)}{4} - \frac{1}{3} \ln Z \right] - \right. \\ \left. - \frac{2}{3} \frac{E}{E_0} \left[\frac{\psi_2(\gamma)}{4} - \frac{1}{3} \ln Z \right] \right\}. \end{aligned} \quad (5)$$

В области энергий γ -квантов $42 \leq h\nu \leq (h\nu)_{\max} = 50$ Мэв получаем $2 < \gamma < 42$. В этом случае Бете и Гайтлер дают

$$\phi(E_0, \nu) d\nu = \frac{4Z^2}{137} \left(\frac{q^2}{mc^2} \right)^2 \frac{d\nu}{\nu} \left[1 + \left(\frac{E}{E_0} \right)^2 - \frac{2}{3} \frac{E}{E_0} \right] \left[\ln \frac{2E_0 E}{mc^2 h\nu} - \frac{1}{2} - c(\gamma) \right] \quad (5a)$$

Функции $\psi_1(\gamma)$, $\psi_2(\gamma)$ и $c(\gamma)$ взяты из [11].

Формулы (5) и (5a) описывают излучение только в электрическом поле заряда. Однако, как указали Ландау и Румер [12], следует также учитывать излучение в поле атомных электронов.

Исследования этих авторов показывают, что в первом приближении

учет этого фактора приводит к замене в формулах (5) и (5а) Z^2 на $Z (Z + 1)$.

Таким образом, если электрон с энергией E_0 пересекает слой тормозящей среды толщиной dx , то в результате радиационных процессов испускается $N_0 \phi_1(E_0, \nu) d\nu dx$ квантов в интервале частот от ν до $\nu + d\nu$, где N_0 - число атомов в 1 см^3 среды, а $\phi_1(E_0, \nu)$ получается от $\phi(E_0, \nu)$ заменой Z^2 на $Z (Z + 1)$. Исходя из этого, мы получили энергетический спектр испускаемых γ -квантов в случае облучения образцов электронами с энергией 50 Мэв. Этот спектр, представленный на рис.2, показывает, что основная часть испускаемых γ -квантов имеет малую энергию.

§ 4. Вторичные электроны, образованные тормозными γ -квантами

Из вышеизложенного следует, что при электронном облучении возникновение вторичных электронов реализуется двумя механизмами. С первым, "ионизационным" механизмом, когда вторичный электрон испускается в результате непосредственного столкновения с первичным электроном, мы уже познакомились. Теперь несколько подробно рассмотрим второй, "радиационный" механизм, когда первичным электронным облучением вначале испускаются γ -кванты, которые затем, взаимодействуя с другими атомами среды, высвобождают из них вторичные электроны.

"Радиационный" механизм образования вторичных электронов осуществляется тремя основными процессами. Этими процессами являются комптон-эффект; рождение γ -квантом в электрическом поле атома пары электрон+позитрон; фотоэффект.

Рассмотрим каждый из этих процессов в отдельности.

I. Комpton-эффектом называется рассеяние γ -кванта электронами атома, когда имеет место ионизация атома с удалением одного из электронов, а падающий γ -квант рассеивается с меньшей энергией. Такое рассеяние можно рассмотреть как рассеяние γ -кванта свободными электронами так как в нашем случае энергия γ -кванта значительно превосходит энергию связи электронов.

Поперечное сечение комptonовского рассеяния дается формулой Клейна-Нишины [13]:

$$\frac{d\sigma(\epsilon, \alpha)}{d\epsilon} = \frac{\pi r_0^2 z}{\alpha^2} \left[1 + \frac{\epsilon^2}{\alpha(\alpha - \epsilon)} + \left(1 - \frac{\epsilon}{\alpha(\alpha - \epsilon)} \right)^2 \right], \quad (6)$$

где ϵ и α - кинетические энергии соответственно рассеянного электрона и падающего γ -кванта в единицах mc^2 , r_0 - классический радиус электрона, равный q^2/mc^2 . Тогда число вторичных электронов, высвобожденных одним γ -квантом с энергией α вследствие комpton-эффекта на единице длины (1см), будет:

$$\begin{aligned} \Pi_{\text{компт}} &= N_0 \int_{\epsilon_d}^{\frac{2\alpha^2}{1+2\alpha}} \frac{d\sigma(\alpha, \epsilon)}{d\epsilon} d\epsilon = \\ &= \frac{N_0 \pi r_0^2 z}{\alpha^2} \int_{\epsilon_d}^{\frac{2\alpha^2}{1+2\alpha}} \left[1 + \frac{\epsilon^2}{\alpha(\alpha - \epsilon)} + \left(1 - \frac{\epsilon}{\alpha(\alpha - \epsilon)} \right)^2 \right] d\epsilon, \quad (6a) \end{aligned}$$

где ϵ_d - энергия электрона (в единицах mc^2), соответствующая пороговой энергии образования дефектов Френкеля E_d .

(электроны с меньшей энергией нас не интересуют), а $\frac{2\alpha^2}{1+2\alpha}$ - максимальная энергия, которую может получить электрон от γ -кванта с энергией α при комптоновском рассеянии. Затем, умножая $\Pi_{\text{компт.}}$ на число γ -квантов с энергией α , приходящихся на один падающий 50 Мэвный электрон, и интегрируя по α от $\alpha = \alpha_d = \epsilon_d$ до $\alpha = \alpha_{\text{max}} = \frac{E_e - mc^2}{mc^2}$, получим полное число вторичных "комптоновских" электронов, возникающих в образцах Si толщиной l см одним 50 Мэвным электроном.

2. Теория рождения электрон-позитронных пар в кулоновском поле ядра разработана Бете и Гайтлером [10]. Они получили выражения для сечения взаимодействия этого процесса при различных степенях экранирования в зависимости от энергии γ -кванта. Как мы уже видели в (4), в нашем случае ($E_e = 50$ Мэв и $Z_{\text{Si}} = 14$) параметр экранирования χ , в основном, меняется в области $0 < \chi \leq 2$. При этих условиях сечение взаимодействия даётся формулой:

$$\phi(E_+) dE_+ = 4\bar{\phi} \frac{dE_+}{(h\nu)^3} \left[(E_+^2 + E_-^2 + \frac{2}{3} E_+ E_-) \ln(183Z^{-1/3}) - \frac{1}{9} E_+ E_- \right], \quad (7)$$

где $\bar{\phi} = \frac{z^2}{137} r_0^2 = 5.793 \cdot 10^{-28} z^2 \text{ см}^2$.

Выражение (7) даёт вероятность того, что в кулоновском поле ядра с зарядом Z_q образован позитрон с полной энергией в интервале от E_+ до $E_+ + dE_+$ и электрон с полной энергией $E_- = h\nu - E_+$, γ -квантом с энергией $h\nu$.

Для расчета числа вторичных электронов, возникающих вследствие рождения электрон-позитронных пар γ -квантами, мы исходим примерно из таких же соображений, как в случае Комптона-эффекта. Различие состоит в том, что для осуществления данного

явления энергия падающего γ -кванта должна быть $\alpha \geq 2mc^2 = 1,02 \text{ МэВ}$. Кроме этого, так как электроны и позитроны для образования дефектов играют одинаковую роль, то мы здесь должны интересоваться суммарным числом электронов и позитронов с данной энергией.

3. Явление фотоэффекта в образовании вторичных электронов, особенно в нашем случае, играет гораздо меньшую роль, чем вышеописанные два процесса. Суть этого явления состоит в том, что вся энергия падающего γ -кванта передается связанному электрону, который вылетает из атома с кинетической энергией

$T = h\nu - I$, где I - энергия ионизации той оболочки, на которой вначале находился электрон. Поэтому вклад этого процесса существенен только при низких энергиях падающего излучения, когда $h\nu$ порядка I , т.е. порядка нескольких кэВ.

Выражение для сечения фотоэффекта на K-оболочке в нерелятивистском случае получил Холл [14]. В случае релятивистских энергий падающего излучения выражение для сечения фотоэффекта на K-оболочке дается формулой Заутера [15]:

$$\frac{\sigma_K}{\varphi_0} = \frac{3}{2} \frac{Z^5}{137^4} \frac{(\gamma+1)^{3/2}}{(\gamma-1)^{7/2}} \left[\frac{4}{3} + \frac{\gamma(\gamma+2)}{\gamma+1} \left(1 - \frac{1}{2\gamma\sqrt{\gamma^2-1}} \right) \ln \frac{\gamma + \sqrt{\gamma^2-1}}{\gamma - \sqrt{\gamma^2-1}} \right] \quad (8)$$

здесь $\gamma = \frac{h\nu + mc^2}{mc^2} = \alpha + 1$ и $\varphi_0 = \frac{8\pi}{3} \left(\frac{q^2}{mc^2} \right)^2 = 6,65 \cdot 10^{-25} \text{ см}^2$.

Вероятность фотоэффекта на L-оболочке обычно в несколько раз меньше, чем на K-оболочке (так как $I_L < I_K$), и по оценкам Бете и Ашкина [16] полное сечение фотоэффекта равно $5/4 \sigma_K$.

Следовательно, исходя из формулы (8), можно подсчитать число вторичных, "фотоэффективных" электронов по той же схеме,

что и при Комптон-эффекте.

Результаты этих расчетов для числа вторичных электронов, приходящихся на один падающий 50 Мэвный электрон, возникающих на 1 см длины в результате каждого из этих процессов и для их суммарного действия в зависимости от энергии представлены на рис.3.

Эти расчеты показывают, что число вторичных электронов возникающих за счет тормозного излучения гораздо меньше числа "прямых" вторичных электронов (\sim в 100 раз), так что общее число вторичных электронов всех видов почти не отличается от числа "ионизационных" вторичных электронов, высвобожденных за счет прямого электрон-электронного взаимодействия и представленного на рис.1.

§ 5. Упругое рассеяние

Как мы уже отметили в § 1, основным процессом во время электронного облучения является упругое рассеяние электронов атомами тормозящей среды. Поскольку электроны имеют малую массу, в электрическом поле атома они могут рассеиваться на большие углы даже в случае, когда они пролетают сравнительно далеко от ядра. Поэтому следует ожидать, что при таком рассеянии большую роль играет экранирование заряда ядра орбитальными электронами атома.

В нерелятивистском случае без учета экранирования рассеяние электронов в кулоновском поле ядра описывается сечением Резерфорда:

$$d\phi_0(\theta) = \frac{2\pi q^4 z^2}{16 E^2 \sin^4(\theta/2)} \sin \theta d\theta, \quad (9)$$

где $E = \frac{mv^2}{2}$ - кинетическая энергия электрона в Мэвах
 Θ - угол отклонения электрона.

С учетом экранирования в бортовском приближении эта формула приобретает вид [17] :

$$d\phi(\theta) = \frac{2\pi q^4}{4m^2v^4} [Z - F(k)]^2 \frac{\sin\theta d\theta}{\sin^4(\theta/2)}, \quad (9a)$$

где $F(k)$ - атомный форм-фактор, равный

$$F(k) = \int \sum_{j=1}^Z e^{i\vec{k}\vec{r}_j} |\psi_0|^2 d\tau \quad (9b)$$

здесь, ψ_0 - электронная волновая функция основного состояния атома, \vec{r}_j - радиус-вектор j -го электрона, $h\vec{k} = 2m\vec{v} \sin \frac{\theta}{2}$ - изменение импульса электрона при рассеянии на угол θ без изменения скорости. Интегрирование ведется по всем электронам.

Таким образом, при малых углах, когда $\theta \rightarrow 0$, то $\vec{k} \rightarrow 0$ и из (9б) $F(0) = Z$. Вследствие этого сечение (9а) не обращается в бесконечность, как это получается в случае формулы Резерфорда (9) при $\theta \rightarrow 0$. При больших углах \vec{k} велико и, следовательно, $F(\vec{k}) \rightarrow 0$, так что формула (9а) переходит в формулу (9), т.е. влияние экранирования снимается.

Многочисленные теоретические и экспериментальные исследования показывают, что влияние экранирования уменьшается с увеличением энергии падающих электронов и с уменьшением атомного номера рассеивающего атома. Например, Карр показал [18], что формула для дифференциального сечения рассеяния релятивистских электронов атомами, полученная на основе релятивистской теории электрона Дирака без учета экранирования Моттом [19], Мак-Кин-

ли и Фешбахом [20] ,

$$d\phi = \frac{2\pi q^4 z^2}{4m^2 v^4} (1-\beta^2) \frac{\sin \theta d\theta}{\sin^4(\theta/2)} \left\{ 1 - \beta^2 \sin^2 \frac{\theta}{2} + \frac{z\sqrt{\beta}}{137} (\sin \frac{\theta}{2} - 1) \right\} \quad (10)$$

находится в прекрасном согласии с экспериментом ($\sim 1\%$) для атомов с атомными номерами $Z < 40$.

Таким образом, при рассмотрении вопросов, связанных с облучением Si электронами с энергией 50 Мэв, можно с полным основанием пренебречь экранированием и воспользоваться сечением Мотта-Мак-Кинли-Фешбаха.

§ 6. Образование изолированных френкелевских пар 1-У и кластеров дефектов

Для конкретного расчета числа атомов из узла решетки (т.е. числа образованных пар $V-T$) в кристаллах Si при электронном облучении мы воспользуемся несколько видоизмененной зейтцем и Келлером [21] формулой Мотта-Мак-Кинли-Фешбаха (10) для сечения упругого рассеяния релятивистских электронов на атомах вещества. Она имеет вид:

$$d\phi(\tau, \epsilon) = \pi \tau_0^2 z^2 \frac{(1-\beta^2)}{\beta^4} \left[1 - \beta \left(\beta + \frac{\sqrt{1-\beta^2}}{137} \right) \frac{T}{T_m} + \frac{\sqrt{1-\beta^2}}{137} \left(\frac{T}{T_m} \right)^{1/2} \right] \frac{T_m}{T^2} dT, \quad (10a)$$

где T_m - максимальная энергия, которую может приобрести атом мишени при столкновении с электроном данной энергии. Она равна

$$T_m = \frac{561}{A} \epsilon (\epsilon + 2),$$

где A - атомный вес мишени ($A_{Si} = 28$).

Таким образом, $d\phi(\tau, \epsilon)$ в формуле (10a) показывает вероятность того, что атом, первично выбитый электроном с энергией ϵ , получит энергию между T и $T+dT$. Тогда, умножив

$d\phi(T, \epsilon)$ на концентрацию атомов мишени N_0 , получим число первично выбитых атомов $dn(T, \epsilon) = N_0 d\phi(T, \epsilon)$ с энергией между T и $T+dT$.

Следовательно, среднее число первично выбитых на единице пути атомов с энергией T будет

$$n(T, \epsilon) = \frac{dn(T, \epsilon)}{dT} = N_0 \frac{d\phi(T, \epsilon)}{dT} = N_0 \pi z_0^2 z^2 \frac{(1-\beta^2)}{\beta^4} \left[1 - \beta \left(\beta + \frac{\pi z}{137} \right) \frac{T}{T_m} + \frac{\pi z \beta}{137} \left(\frac{T}{T_m} \right)^{1/2} \right] \frac{T_m}{T^2}. \quad (\text{II})$$

Таким образом, мы получим энергетическое распределение первично выбитых атомов. Из этого выражения видно, что спектр в основном определяется первым членом суммы (II) при данном ϵ , т.е. $n(T, \epsilon) \sim T^{-2}$. Поэтому основная часть первично выбитых атомов приобретает малую энергию. Энергетический спектр первично выбитых атомов S_i , облученных электронами с энергией 50 Мэв, представлен на рис.4. Он показывает, что все же определенная часть атомов S_i , при таком облучении, получает энергию, при которой возможно возникновение каскадов смещений и образование локального скопления дефектов, хотя малоэнергетических атомов образуется намного больше.

Чтобы оценить относительный вклад высокоэнергетических и малоэнергетических атомов в процессе дефектообразования надо учесть, что часть первично выбитых атомов способна сама выбивать еще несколько соседних атомов (т.е. передать им энергию больше, чем E_d). В модели Кинчина и Пиза [22] этот фактор учитывается умножением вероятности $d\phi(T, \epsilon)$, в (IOa) на функцию

$$g(T) = \begin{cases} 1 & \text{при } E_d \leq T \leq 2E_d \\ T/2E_d & \text{при } T > 2E_d \end{cases}$$

Однако это грубое допущение, предполагающее, что вся энергия первично выбитых атомов размещается только на упругих столкновениях с соседними атомами и полностью пренебрегающее потери энергии на ионизацию. Разумеется эти потери увеличиваются с увеличением энергии атомов. Поэтому при расчете числа смещенных атомов мы умножали вероятность $d\phi(T, \epsilon)$ на функцию $\alpha(T)g(T)$, где $\alpha(T)$ функция, рассчитанная для Si и Ge Дрейном [23]. Она определяет долю энергии атомов, расходуемую на упругие соударения атомов. Тогда, в этом приближении, число точечных френкелевских дефектов на единицу длины (т.е. скорость введения френкелевских изолированных пар) можно подсчитать по формуле [24]:

$$\eta_0 = \frac{dN_{\text{фр}}}{dx} = N_0 \int_{E_d}^{E_z} \frac{d\phi(T, \epsilon)}{dT} g(T) \alpha(T) dT, \quad (12)$$

где E_z - пороговая энергия образования скоплений дефектов или разупорядоченных областей. Запись выражения для скорости введения дефектов Френкеля η_0 в формуле (12), предполагает допущение о том, что изолированные У - I пары возникают только в случае, если атом решетки получает энергию меньше, чем E_z , в то время как при энергиях $T > E_z$ возникают только каскады смещения. Следовательно, общее число выбитых атомов на единицу длины в кластерах будет:

$$\eta_{\text{кл}} = N_0 \int_{E_z}^{T_m} \frac{d\phi(T, \epsilon)}{dT} g(T) \alpha(T) dT. \quad (12a)$$

При расчете интегралов (12) и (12a) мы воспользовались графическим изображением функции $\alpha(T)$ [25]. Поэтому интегрирование проводилось по маленьким областям, каждый раз из под знака

интеграла брали среднее значение $\alpha(T)$ для этой области.

В качестве пороговой энергии образования кластеров мы взяли $E_{\tau} = 7,5$ кэв, среднее между 5 кэв и 10 кэв, которыми обычно апеллируют в литературе (такая вольготность обычно мало влияет на числовые значения η_0 и $\eta_{\text{кл}}$). А для пороговой энергии образования дефекта Френкеля E_d , как показывают последние исследования в этой области [26], самым вероятным значением является $40 \text{ эв} \leq E_d \leq 60 \text{ эв}$.

При этих условиях в случае облучения образцов Si электронами с энергией 50 Мэв для скорости введения френкелевских дефектов получаем $1,8 \leq \eta_0 \leq 2,95 \text{ см}^{-1}$, а для скорости введения выбитых атомов в кластерах $0,63 \leq \eta_{\text{кл}} \leq 0,95 \text{ см}^{-1}$. По вышеописанной схеме была рассчитана также скорость введения дефектов за счет вторичных электронов ("ионизационных" + "радиационных"). Так как у нас высокоэнергетических вторичных электронов практически не имеется, то они (вторичные электроны) могут создать лишь "точечные" дефекты. В случае наших образцов (толщина $d \approx 1$ мм) их вклад составляет примерно $\eta'_0 = 0,08 \text{ см}^{-1}$, т.е. составляет около 2,5% от скорости введения η_0 за счет упругого рассеяния первичных 50 Мэвных электронов.

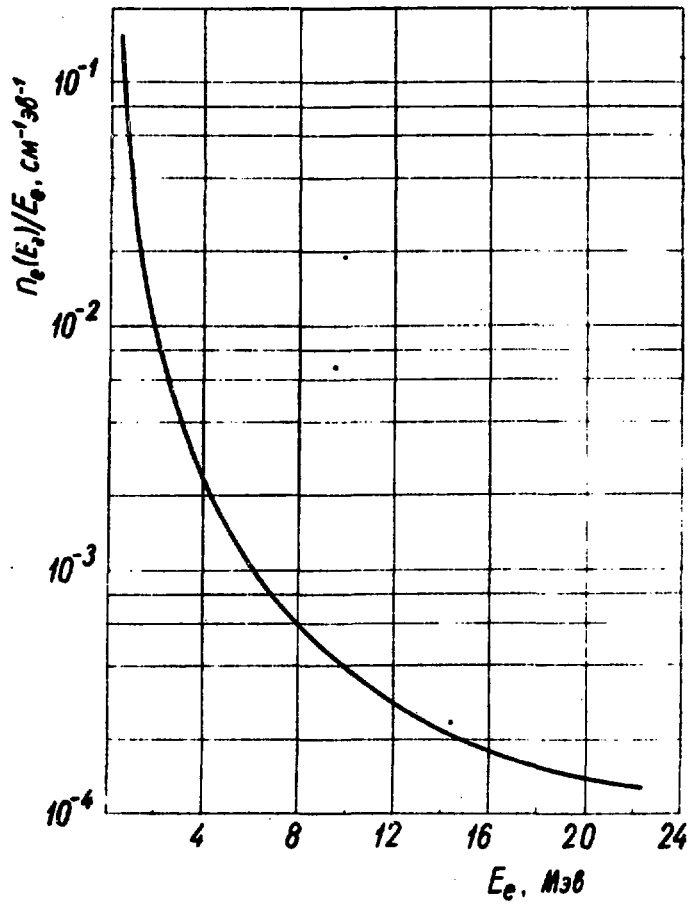


Рис. I

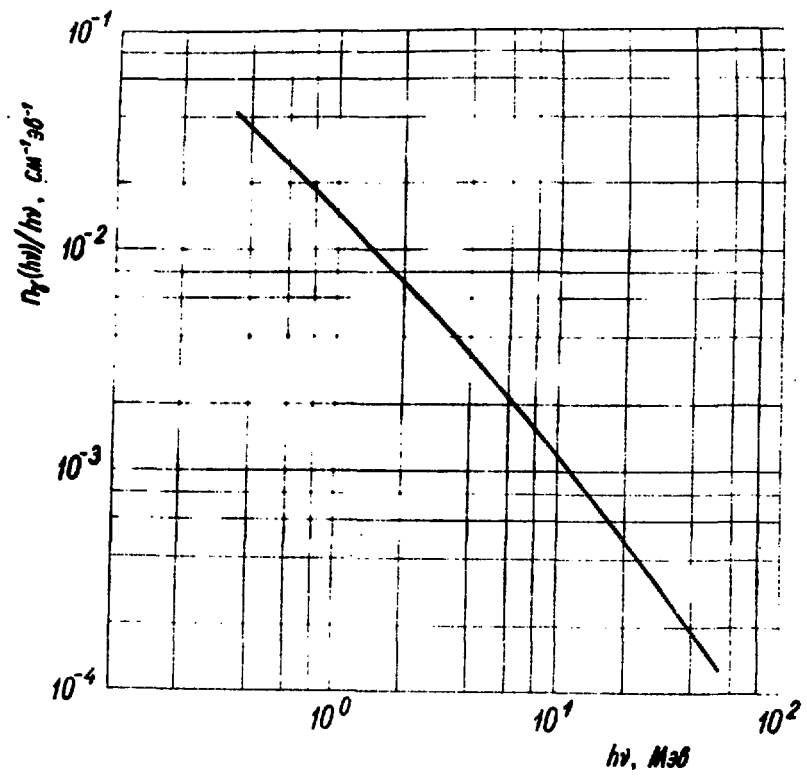


Рис. 2

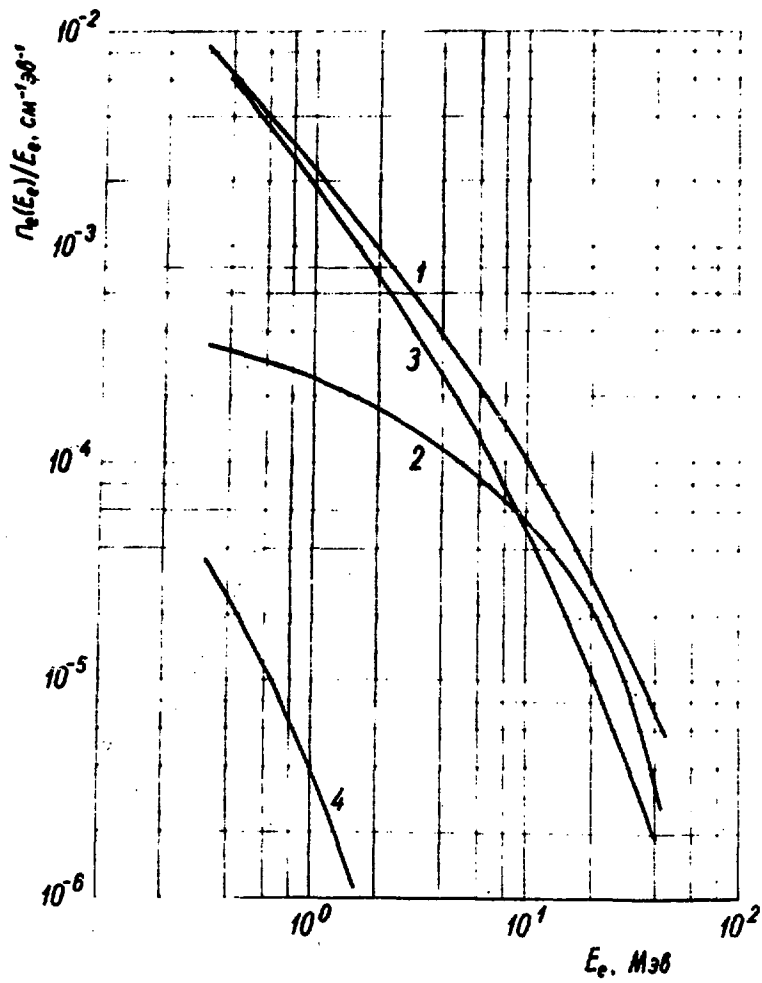


Рис. 3

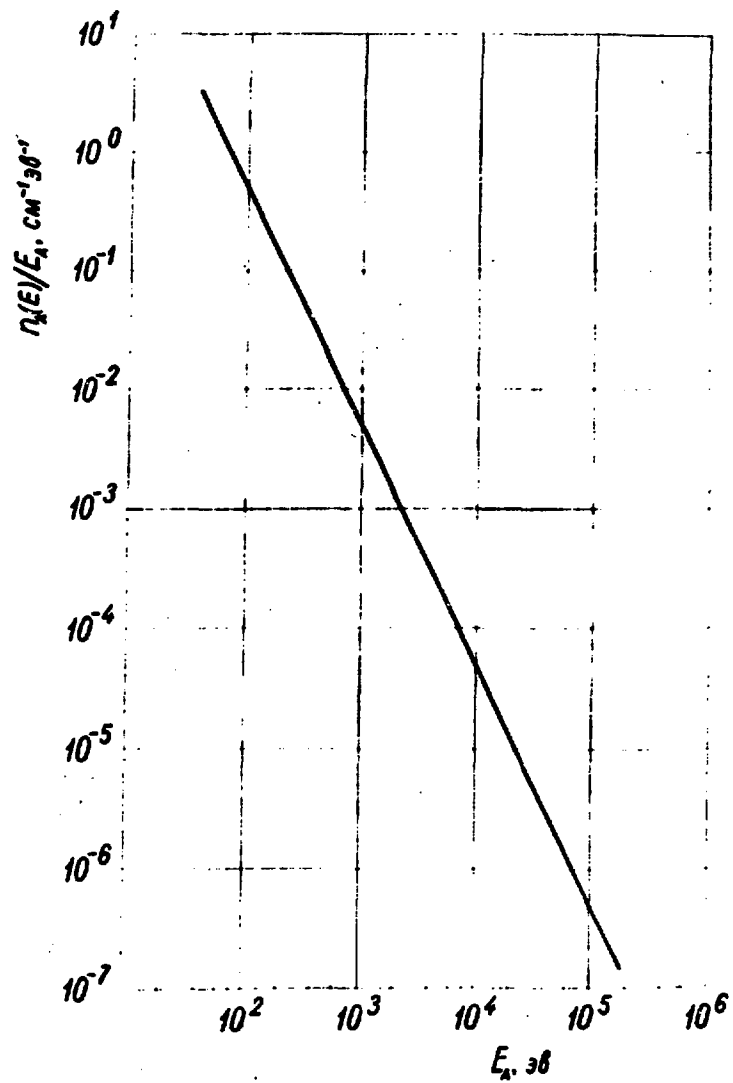


Рис. 4

ПОДПИСИ К РИСУНКАМ

Рис.1 Энергетическая зависимость числа вторичных электронов в единичном интервале энергии (0,1 Мэв), образующихся в образцах Si толщиной 1 см при облучении электронами с энергией 50 Мэв.

Рис.2 Энергетическая зависимость числа γ -квантов в единичном интервале энергии (0,1 Мэв), образующихся в образцах Si толщиной 1 см при облучении электронами с энергией 50 Мэв.

Рис.3 Энергетическая зависимость числа вторичных электронов в единичном интервале энергии (0,1 Мэв), образующихся благодаря тормозному излучению в образцах Si толщиной 1 см при облучении электронами с энергией 50 Мэв.

1 - суммарное число электронов

2 - электроны, образующиеся в результате рождения электрон-позитронных пар

3 - электроны, образующиеся благодаря комптоновскому рассеянию

4 - электроны, высвобожденные фотоэффектом

Рис.4 Энергетическая зависимость числа первично выбитых атомов Si по единице длины в единичном интервале энергии (0,1 Мэв), образующихся в образцах толщиной 1 см при облучении электронами с энергией 50 Мэв.

ЛИТЕРАТУРА

1. H.A. Bethe Ann. d. Phys. 5, 325, 1930
2. H.A. Bethe Handb d. Phys. Berlin, Vol. 24, 1933.
3. C. Moller Ann d. Phys. 14, 531, 1932.
4. В.С. Вавилов. "Действие излучений на полупроводники" , Физматгиз, 117, 1963.
5. N.F. Mott. Proc. Roy. Soc. A126, 259, 1930.
6. F.C. Champion Proc. Roy. Soc. A137, 688, 1932.
7. Д.Скробельцин . ДАН СССР, 21, 427, 1938.
8. L.A. Page, Woodward W.M., Phys. Rev. 79, 228, 1950.
9. M.B. Scott, A.O. Hanson, E.M. Lyman, Phys. Rev. 84, 638, 1951.
10. H.A. Bethe, W. Heitler Proc. Roy. Soc. A146, 83, 1934.
11. Э.Сегре. Экспериментальная ядерная физика, 1, 222, Москва, ИЛ, 1955.
12. Л.Ландау, Г.Румер Proc. Roy. Soc. A 166, 213, 1938.
13. O. Klein and J. Nishina, Z. Physik 52, 853, 1929.
14. H. Hall, Roy. Mod. Phys. 8, 358, 1936.
15. F. Sauter, Ann d. Phys. 9, 217; 11, 454, 1931.
16. H.A. Bethe and J. Ashkin, Experimental Nuclear Physics (John Wiley and Sons. Inc. New York, 1953) Vol. 1.
17. Э.Сегре. Экспериментальная ядерная физика, 1, 236, ИЛ, 1955.
18. R.M. Curr, Proc. Phys. Soc. (London) A68, 156, 1953.
19. N.F. Mott, Proc. Roy. Soc. A124, 425, 1929; A135, 429, 1932.
20. W.A. McKinley, H. Feshbach, Phys. Rev. 74, 1759, 1948.

21. F. Seitz and J. S. Kochler, in Solid State Phys. Vol. 2, p. 305.
22. C. W. Kinchin and R. S. Peace, Repts Progr. Phys. 18, 1, 1955 .
23. D Drein et al. Solid State Electronics 9, 1081, 1966.
24. I. Kohn, J. Appl. Phys. 30, 1310, 1959.
25. Р.Ф .Коноплева, В.Л.Литвинов, Н.А.Ужин. Особенности радиационного повреждения полупроводников частицами высоких энергий. Под. ред. Н.А.Ужина, М., Атомиздат, 176, 1971.
26. Н.А.Витовский, Д.Мустафакулов, А.И.Чекмарева. ФТИ 11, 1747, 1977.

Рукопись поступила 26-го февраля 1979г.



индекс 3624