

УДК 539.12.04

КОРРЕЛЯЦИИ ЯДЕРНЫХ И ЭЛЕКТРОННЫХ КАНАЛОВ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ИОННОГО ПУЧКА С ВЕЩЕСТВОМ

© 2005 А.Г. Кадменский, Е. Е. Михайлова¹, В.Р. Файзрахманов, Ю.А. Шурыгина

ФГУП «ЦНИИ машиностроение»

¹ Воронежский государственный университет

Поступила в редакцию 20.09.05

Рассматриваются условия, при которых при транспорте быстрых ионов в веществе доля электронных потерь энергии, скоррелированных с потерями при ядерных упругих столкновениях, велика, рассчитывается коэффициент корреляции и вычисляются параметры совместного распределения ядерных и электронных потерь энергии.

В настоящее время пучки ускоренных ионов широко применяются для модификации (например, ионная имплантация, ионный синтез скрытого диэлектрика и др.) и исследования (обратное резерфордовское рассеяние (ОРР), вторичная ионная масс-спектрометрия (ВИМС) и др.) физических свойств поверхностных слоев твердого тела. Одновременно тенденция появления в элементной базе аппаратуры космических аппаратов с длительными сроками активного существования на орбите изделий полупроводниковой электроники передовых субмикронных технологий с толщинами рабочих областей 0,1 мкм и менее, а диэлектрических слоев — нескольких нм, ставит вопрос о необходимости учета особенностей радиационного повреждения таких изделий. В частности, в [1] были отмечены при компьютерных вычислениях возбуждения электронного газа МОП структур заряженными частицами космического пространства квантовые свойства, прямым образом связанные с малыми толщинами диэлектрических слоев.

Для последующего удобно классифицировать слои вещества с точки зрения энергии иона и толщины как тонкие и толстые. Под толстыми будем подразумевать слои, по толщине соизмеримые с нормальным пробегом иона с заданной энергией. Все остальные будем называть тонкими. Для ра-

диационной деградации материалов и приборов на их основе важно отметить, что в толстых слоях реализуются процессы дозовой деградации одновременно в ядерном и электронном каналах взаимодействия с веществом. С другой стороны, для тонких реализуются единичные столкновения, можно ввести приближение начальной (постоянной) энергии, макроскопическое сечение единичного взаимодействия и статистику редких событий (Пуассона).

При компьютерном моделировании транспорта ионного пучка с учетом торможения и многократного рассеяния, например, для предсказания профиля примеси имплантированных слоев, а также расчета поглощенной дозы в электронном и ядерном каналах возбуждения среды при исследовании радиационной деградации, важно иметь детальную информацию об энергетических потерях ускоренных ионов в твердом теле. Используемые при этом электронные S_e и ядерные S_n потери энергии при столкновении с атомами мишени принято рассматривать независимо как в научной (см., например, [2]), так и в специальной литературе и в ряде директивных документов.

Однако, экспериментальные данные о влиянии уровня электронного возбуждения на ядерное повреждение структуры полупроводника при описании деградации коэф-

фициента передачи тока базы биполярного транзистора в зависимости от потока ядерных излучений, как, впрочем, и результаты математического моделирования этой величины (см., например, [3] и цитируемую там литературу), показывают существенное взаимовлияние двух указанных каналов повреждения в толстых слоях вещества. При этом при значительных энергиях частиц-снарядов S_e и S_n настолько существенно различаются по величине, что ядерными потерями энергии при упругом рассеянии обычно пренебрегают, т.е. на структурное повреждение энергия якобы не тратится. В области малых энергий, однако, электронные и ядерные потери сравнимы по величине и могут быть скоррелированы. В данной работе рассматриваются условия, при которых доля электронных потерь энергии, скоррелированных с ядерными потерями, велика, рассчитывается коэффициент корреляции и рассчитываются параметры совместного распределения ядерных и электронных потерь энергии.

1. Функции прицельного параметра

Для оценки возможного эффекта корреляции электронные потери удобно представить в виде функции от прицельного параметра столкновения иона с атомом b , например, на основе теории Фирсова [4]. Отметим, что для протонов экспериментальные и компьютерные исследования таких функции в тонких слоях [5, 6] показали разительное расхождение с существующей теорией [7].

При расчетах упругих ядерных потерь энергии рассматриваемые значения прицельных параметров ограничиваются некоторыми b_{max} , определяемыми при введении σ_e — полного сечения упругого рассеяния с помощью выражения $\sigma_e(E) = \pi b_{max}^2$. Тогда в области $b > b_{max}$ ядерные потери энергии отсутствуют, а электронные потери, нескоррелированные с ядерными, \bar{S}_e^{HK} , получаются в результате усреднения

$$\bar{S}_e^{HK} = 2\pi \int_{b_{max}}^{\infty} b db S_e(b). \quad (1)$$

В области $0 < b < b_{max}$ $S_e(b)$ и $S_n(b)$ рассчитываются одновременно и могут считаться скоррелированными. При этом коррелиро-

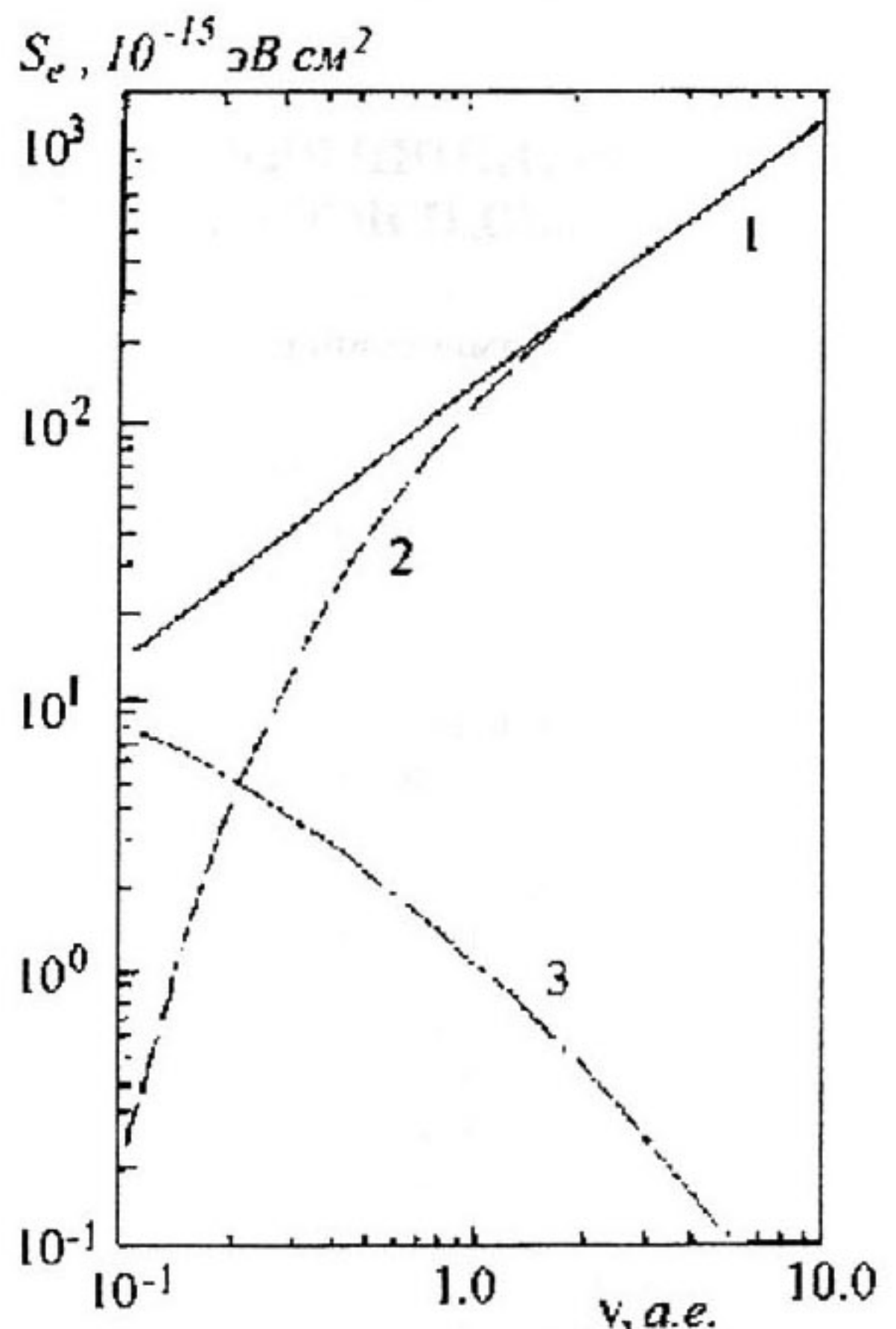


Рис. 1. Зависимость неупругих потерь энергии S_e от скорости налетающих ионов в веществе v (атомные единицы) на примере бора в кремнии: 1 — полные потери энергии \bar{S}_e ; 2 — некоррелированные потери энергии \bar{S}_e^{HK} ; 3 — безразмерный параметр b_{max}/a из [9].

ванная доля электронных потерь, \bar{S}_e^K , усредненная по b , должна иметь среднее значение, удовлетворяющее равенству $\bar{S}_e^K = \bar{S}_e - \bar{S}_e^{HK}$, где \bar{S}_e — полные неупругие потери энергии, которые получаются при проведении интегрирования, аналогичного (1), но по всей области разрешенных прицельных параметров.

На рис. 1 представлены результаты расчетов электронных потерь энергии \bar{S}_e^{HK} и \bar{S}_e^K для процесса прохождения ионов бора в кремнии в зависимости от скорости налетающих ионов. При этом $\bar{S}_e(b)$ рассчитывались в рамках модифицированной теории Фирсова [8], которая учитывает электронную структуру сталкивающихся атомов и объясняет Z_1, Z_2 — осцилляции тормозной способности. Значение b_{max} рассчитывалось с помощью аппроксимации [9].

Из рисунка видно, что в области малых

КОРРЕЛЯЦИИ ЯДЕРНЫХ И ЭЛЕКТРОННЫХ КАНАЛОВ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ИОННОГО ПУЧКА С ВЕЩЕСТВОМ

скоростей некоррелированные потери энергии \bar{S}_e^{HK} много меньше, чем потери \bar{S}_e^K , т.е. величина полных потерь определяется коррелированными потерями, и следовательно, имеет смысл провести анализ корреляций электронных и ядерных потерь энергии.

2. Способ детектирования для малоуглового рассеяния

При корреляционном анализе следует учитывать, что потери энергии обычно измеряются для определенной группы частиц входного пучка. Разделение первичного пучка на две группы можно [10] проводить по прицельным параметрам столкновения из условия

$$\theta(E, b_0) = \theta_D, \quad (2)$$

где θ — полярный угол рассеяния иона с энергией E , b_0 — параметр деления, θ_D — угол раствора детектора. К первой группе относятся частицы, которые рассеиваются преимущественно вперед, т.е. $b_0 < b \leq b_{\max}$, при этом торможение определяется большим числом столкновений с малой переданной энергией и малоугловым рассеянием. Частицы второй группы не попадают в детектор. В этом случае в истории прохождения частицы через слой вещества могут содержаться столкновения с большим углом рассеяния, т.е. с малым прицельным параметром и, соответственно, большой передачей энергии атому отдачи. Если рассмотреть большой угол рассеяния $\sim \pi$, то вклад в потери энергии малых прицельных параметров станет определяющим.

Рассчитаем параметры совместного распределения ядерных и электронных потерь энергии частиц первой группы за тонким слоем ΔZ . Толщина слоя ΔZ выбиралась таким образом, чтобы полное число столкновений было велико, а средняя потеря энергии ΔE — мала по сравнению с начальной энергией: $\Delta E/E \ll 1$. Коэффициент корреляции совместного распределения ядерных и электронных потерь энергии вычисляется следующим образом

$$\rho = (\overline{S_e S_n} - \bar{S}_e \bar{S}_n) / \Omega_e \Omega_n, \quad (3)$$

где смешанный момент $\overline{S_e S_n}$, средние значения \bar{S}_e, \bar{S}_n и дисперсии Ω_e, Ω_n электронных и ядерных потерь энергии частиц первой группы рассчитывались с помощью усред-

нения, аналогичного (1), по интервалу (b_0, b_{\max}) :

$$\overline{S_e S_n} = \int_{b_0}^{b_{\max}} S_e(b) S_n(b) f(b) db;$$

$$\bar{S}_{e,n} = \int_{b_0}^{b_{\max}} S_{e,n}(b) f(b) db;$$

$$\Omega_{e,n}^2 = \int_{b_0}^{b_{\max}} (S_{e,n}(b) - \bar{S}_{e,n})^2 f(b) db, \quad (4)$$

где $f(b) = 2B/(b_{\max}^2 - b_0^2)$ — функция распределения по прицельным параметрам столкновения. Ядерные потери энергии вычислялись в малоугловом приближении с использованием потенциала Линдхарда [11]:

$$S_n(b) = \frac{9M_1 C_E^2}{M_2 E} \left(3 \frac{b}{a} + \left(\frac{b}{a} \right)^3 \right)^{-1}, \quad (5)$$

где M_1 и M_2 — массы иона и атома мишени, $C_E = 7,07$ кэВ, a — радиус экранирования Томаса-Ферми (0,0143 нм для комбинации бор-кремний). При вычислении электронных потерь энергии использовалась аналитическая аппроксимация результатов МТФ [12]:

$$S_e(b) = \alpha E^{1/2} \left(1 + \beta \frac{b}{a} \right)^{-6}, \quad (6)$$

где $\alpha = 4,79E-02$, $\beta = 7,85E-0,2$ для комбинации бор-кремний. Энергия и потери энергии в (6) измеряются в кэВ. Подставляя функции торможения (5) и (6) в выражения (4, 3), получим:

$$\bar{S}_e = 0,02 \alpha E^{1/2} F_{01} \left(\frac{b_0}{a} \right);$$

$$\bar{S}_n = 0,18 \frac{M_1 C_E^2}{M_2 E} F_{01} \left(\frac{b_0}{a} \right); \quad (7)$$

$$\Omega_e^2 = 0,02 \alpha^2 E \left(F_{20} \left(\frac{b_0}{a} \right) - 0,02 F_{10}^2 \left(\frac{b_0}{a} \right) \right);$$

$$\Omega_n^2 = 1,62 \left(\frac{M_1 C_E^2}{M_2 E} \right)^2 \left(F_{02} \left(\frac{b_0}{a} \right) - 0,02 F_{01}^2 \left(\frac{b_0}{a} \right) \right);$$

$$\rho = \frac{F_{11}\left(\frac{b_0}{a}\right) - F_{01}\left(\frac{b_0}{a}\right)F_{10}\left(\frac{b_0}{a}\right)}{\left(F_{02}\left(\frac{b_0}{a}\right) - 0,02F_{01}^2\left(\frac{b_0}{a}\right)\right)^{1/2} \left(F_{20}\left(\frac{b_0}{a}\right) - 0,02F_{10}^2\left(\frac{b_0}{a}\right)\right)^{1/2}}$$

Выражения для функций от безразмерного параметра $F_{ij}(b_0/a)$ приведены в Приложении 1. Из (7) следует, что коэффициент корреляции для частиц первой группы не зависит от энергии иона и монотонно изменяется от 0,274 до 0,539 при изменении b_0/a от 0,1 до 0,5 соответственно. Этот факт является следствием использования малоуглового приближения при вычислении ядерных потерь энергии (5).

Полный страгглинг Ω^2 совместного распределения электронных и ядерных потерь энергии определяется выражением

$$\Omega^2 = \Omega_n^2 + \Omega_e^2 + 2\rho\Omega_n\Omega_e, \quad (8)$$

из которого следует, что при $\rho = const$ эффект влияния корреляций максимален в области энергий, где $\Omega_n \sim \Omega_e$. Результаты расчетов величин $\bar{S}_e, \bar{S}_n, \Omega_e, \Omega_n, \Omega^2$ в зависимости от энергии налетающих ионов приведены на рис. 2 на примере процесса торможения ионов бора в кремнии. Из рисунка видно, что влияние корреляций в области энергий, где $\Omega_n \sim \Omega_e$ проявляется в значительном (в 1,3 – 1,5 раза) увеличении полного энергетического страгглинга. Например, при прохождении ионов бора с энергией 60 кэВ через пленку кремния толщиной 10 нм и регистрации энергетического спектра детектором с $\theta_D \sim 0,2$ с помощью выражений (3–8) можно получить следующие оценки коэффициента корреляции — 0,539, средние потери энергии — 1,90 кэВ, полный энергетический страгглинг — 0,25 кэВ², страгглинг без учета корреляций — 0,17 кэВ². Значение Ω^2 без учета корреляций показано на рис. 2 пунктиром. В области малых энергий Ω^2 определяется ядерными столкновениями, при больших — электронными. Увеличение энергетического страгглинга за счет корреляций в областях, где Ω_e и Ω_n сильно отличаются друг от друга, незначительно. Следует подчеркнуть, что в области энергий, где $\Omega_n \sim \Omega_e$ выполняется соотношение $\bar{S}_e \gg \bar{S}_n$ т.е. средние потери энергии определяются электронными потерями.

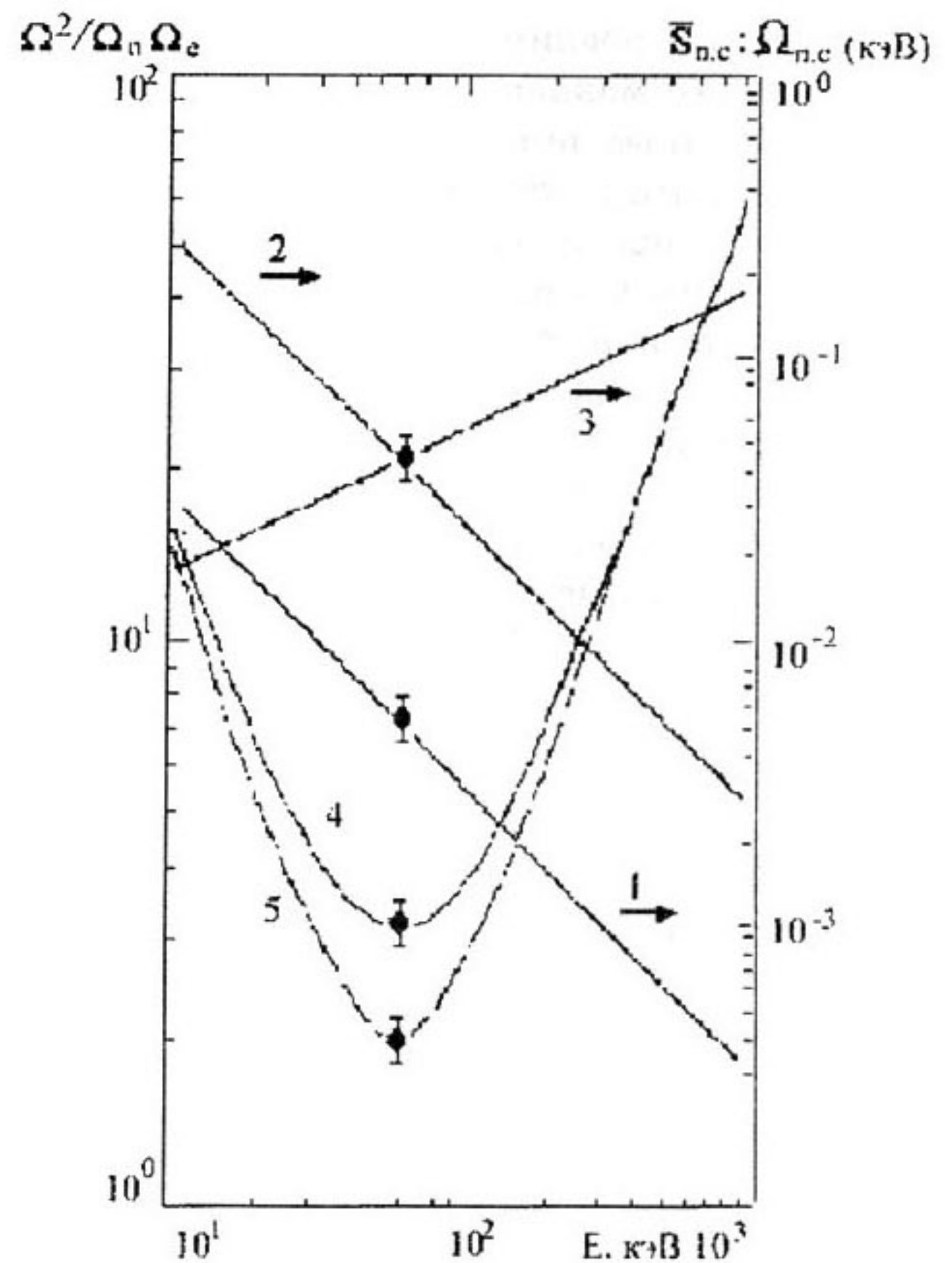


Рис. 2. Моменты энергетического распределения ионов бора за тонким слоем кремния: 1 — \bar{S}_n ; 2 — Ω_n ; 3 — $\bar{S}_e \sim \Omega_e$; 4 — $\Omega^2 / \Omega_n \Omega_e$; 5 — $(\Omega_n^2 + \Omega_e^2) / (\Omega_n \Omega_e)$ без учета корреляций; \bullet — результаты машинного моделирования.

Приведенный метод расчета параметров энергетического распределения частиц первой группы за тонким слоем не учитывает влияния изменения полной энергии иона в слое ΔZ на функции торможения (5) и (6). Кроме того, параметр разделения b_0 следует выбирать так, чтобы соответствующий ему угол регистрации детектора θ_D в выражении (2) “вырезал” из первичного пучка ионы, движение которых можно рассматривать как малоугловую диффузию в импульсном пространстве, т.е. для корректного определения угла регистрации θ_D необходимо иметь априорную информацию об угловом распределении пучка ионов за тонкой мишенью. Поэтому для контроля полученных аналитических результатов и для корректировки выбора параметра b_0 проводилось статистическое моделирование

угловых и энергетических распределений ионов, на примере бора за тонким слоем кремния. Траектории ионов моделировались в приближении бинарных столкновений с атомами среды [5, 6, 13], длина свободного пробега считалась равной среднему межатомному расстоянию в кремнии, b_{\max} полагался равным половине этой величины ($\sim 10a$). Результаты статистического моделирования при числе испытаний ~ 1000 параметров $\bar{S}_e, \bar{S}_n, \Omega_e, \Omega_n, \Omega^2$, энергетического распределения ионов бора за слоем 10 нм кремния для энергии, при которой $\Omega_n \sim \Omega_e$ (61 кэВ для $b_0/a = 0,5$), показаны на рис. 2. Видно, что результаты статистического моделирования совпадают в пределах статистической ошибки с аналитическими оценками величин $\bar{S}_e, \bar{S}_n, \Omega_e, \Omega_n, \Omega^2$ и ρ . Проведенные машинные эксперименты показали, что учет корреляций не оказывает влияния на параметры $\bar{S}_e, \bar{S}_n, \Omega_e, \Omega_n$, коэффициенты угловой диффузии частиц первой группы и форму угловых распределений ионного пучка за тонкой мишенью.

3. Способ детектирования при рассеянии на большой угол

Рассмотренный метод можно применить для расчета коэффициента корреляции и параметров энергетического распределения частиц второй группы. В этом случае вместо потенциала Линдхарда в выражении (5) следует использовать потенциал Кулона:

$$S_n(b) = \frac{M_1 C_E^2}{M_2 E} \left(A^2 + \left(\frac{b}{a} \right)^2 \right)^{-1}, \quad A = \frac{M_1 + M_2}{2M_2} \frac{C_E}{E}, \quad (9)$$

где усреднения вида (4) необходимо проводить по интервалу $(0, b_0)$ с функцией распределения $f(b) = 2b/b_0^2$. В общем случае для моментов энергетического распределения частиц второй группы имеем:

$$\begin{aligned} \bar{S}_n &= \frac{2a^2 M_1 C_E^2}{b_0 M_2 E} G_{01} \left(E, \frac{b_0}{a} \right); \\ \bar{S}_e &= \frac{2a^2}{b_0^2} \alpha E^{1/2} H_{10} \left(\frac{b_0}{a} \right); \\ \Omega_n &= \frac{\sqrt{2} a M_1 C_E^2}{b_0 M_2 E} \left(G_{02} \left(E, \frac{b_0}{a} \right) - \frac{2a^2}{b_0^2} G_{01}^2 \left(E, \frac{b_0}{a} \right) \right); \end{aligned} \quad (10)$$

$$\begin{aligned} \Omega_e &= \frac{\sqrt{2} a}{b_0} \alpha E^{1/2} \left(H_{20} \left(\frac{b_0}{a} \right) - \frac{2a^2}{b_0} H_{10}^2 \left(\frac{b_0}{a} \right) \right); \\ \rho &= \frac{G_{11} \left(E, \frac{b_0}{a} \right) - \frac{2a^2}{b_0^2} G_{01} \left(E, \frac{b_0}{a} \right) H_{10} \left(\frac{b_0}{a} \right)}{\left(G_{02} - \frac{2a^2}{b_0^2} G_{01}^2 \right)^{1/2} \left(H_{20} - \frac{2a^2}{b_0^2} H_{10}^2 \right)^{1/2}}. \quad (10) \end{aligned}$$

Функции G_{ij} и H_{ij} приведены в Приложении 2. Страгглинг совместного энергетического распределения W^2 частиц второй группы вычисляется с помощью выражения (8). Из (10) видно, что в общем случае коэффициент корреляции зависит от энергии иона и для выявления области, в которой эффект корреляции значителен, необходимо решать сложную экстремальную задачу. Можно упростить анализ, рассматривая энергетические распределения частиц, рассеянных назад. В этом случае функции торможения (6) и (9) можно разложить по малым параметрам $\beta b_0/a$ и b_0/Aa , соответственно. В результате получим оценки:

$$\begin{aligned} \bar{S}_e &= \alpha \sqrt{E} \left(1 - 4\beta \frac{b_0}{a} \right); \quad \bar{S}_n \gamma E \left(1 - \frac{b_0^2}{2a^2 A^2} \right); \\ \Omega_e &= \sqrt{2E} \alpha \beta \frac{b_0}{a}; \quad \Omega_n = \frac{\gamma^2 M_2 E^3 b_0^2}{\sqrt{12} M_1 C_E^2 a^2}; \\ \rho &= 2\sqrt{6}/5 - 0,9798, \end{aligned} \quad (11)$$

где $\gamma = 4M_1 M_2 / (M_1 + M_2)$. Коэффициент корреляции для частиц, рассеивающихся назад, оказывается близким к единице и не зависит ни от энергии иона, ни от параметра разделения b_0 . В соответствии с (8) такое значение коэффициента корреляции должно приводить к увеличению полного страгглинга почти в два раза в области энергий, где дисперсии ядерных и электронных потерь энергии близки, $\Omega_e \sim \Omega_n$. Из (11) следует, что дисперсии Ω_e и Ω_n являются малыми величинами (порядка $\beta b_0/a$ и b_0/Aa , соответственно) по сравнению со средними потерями \bar{S}_e и \bar{S}_n . Например, при регистрации ионов бора с начальной энергией 12,5 кэВ в диапазоне углов 179,5 – 180,5 град оказывается, что электронная дисперсия Ω_e равна ядерной Ω_n и составляет $1,88 \cdot 10^{-5}$ кэВ, полная дисперсия с учетом корреля-

ций — $3.74 \cdot 10^{-5}$ кэВ, без учёта корреляций — $2,66 \cdot 10^{-5}$ кэВ. Таким образом, при рассеянии назад коэффициент корреляций близок к единице. Это приводит к значительному увеличению энергетического страгглинга, однако, малая величина последнего делает эффект ненаблюдаемым.

Проведенный выше анализ имеет отношение к тонким слоям вещества и не может применяться в тех случаях, когда толщина слоя сравнима с полным пробегом иона. Статистическое моделирование процесса торможения ионов бора в толстой кремниевой мишени [13] показало, что корреляции практически не влияют на профили остановившихся ионов и плотность дефектообразования и незначительно изменяют профили плотности ионизации. Ослабление влияния корреляций на распределения остановившихся ионов, плотность дефектообразования и ионизации по глубине объясняется двумя обстоятельствами. Во-первых, деградация полной энергии иона с глубиной приводит к тому, что корреляции электронных и ядерных потерь влияют на потери энергии только на некотором участке траектории иона, там, где электронный и ядерный страгглинги соизмеримы. Во-вторых, с увеличением глубины возрастает вероятность близких столкновений и разделение первичного пучка на две независимые группы частиц становится некорректным, т.е. на большой глубине происходит перемешивание частиц первой и второй групп, или другими словами, стирание памяти и соответственно корреляций. По этим причинам применение приближения о независимости электронных и ядерных потерь энергии для расчета профилей примеси и дефектообразования при ионной имплантации [2] вполне оправдано.

Таким образом, корреляции электронных и ядерных потерь энергии оказывают существенное влияние на процесс торможения ускоренного иона в области энергии, где дисперсии электронных и ядерных потерь энергии соизмеримы. Влияние корреляций проявляется в увеличении страгглинга потерь энергии. Параметры энергетического спектра за тонкой мишенью и при рассеянии

назад можно рассчитать с помощью выражений (7) и (11) соответственно. Экспериментально эффект влияния корреляций можно обнаружить при измерении энергетических спектров ускоренных ионов за тонкой мишенью. При рассеянии назад относительное увеличение страгглинга велико, однако, абсолютно малая величина страгглинга (доли эВ) не позволяет зарегистрировать эффект. В толстой мишени корреляционные эффекты не проявляются.

В заключение следует отметить, что проведенный анализ соответствует газовой модели для твердого тела. Поэтому развитый метод может быть с успехом применен для исследования аморфных слоев вещества, например, диэлектрика в МОП структурах. При этом развитый формализм следует применять с учетом скоррелированности каналов выделения энергии, поскольку используемые в технологии слои являются тонкими по сравнению с пробегом падающих ионов. Это относится как к задачам радиационного заряжения подзатворного диэлектрика в МОП-транзисторах, так и к задачам электронно-ионной литографии в полупроводниковой технологии. При повышении энергии заряженной частицы, например, в соответствии с реальными спектрами энергии частиц космического пространства, предложенный формализм следует распространять на процессы выделения в активных областях полупроводниковых приборов.

При обращении к кристаллическим материалам, в частности, к кристаллам полупроводников, рассмотрение подобного типа взаимодействия ионных пучков носит, по видимому, ориентировочный характер, хотя и широко применяется при расчете как профилей примеси при ионной имплантации, так и процессов радиационной деградации полупроводниковых материалов и приборов полупроводниковой микроэлектроники. Более точное рассмотрение должно проводиться в рамках моделей, учитывающих роль кристаллической решетки и температуры кристалла, например, [14,15], что будет предметом следующих публикаций.

КОРРЕЛЯЦИИ ЯДЕРНЫХ И ЭЛЕКТРОННЫХ КАНАЛОВ ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ ИОННОГО ПУЧКА С ВЕЩЕСТВОМ

Приложение 1

Функции $F_{ij}(b_0/a)$, $H_{ij}(b_0/a)$ и $G_{ij}(E, b_0/a)$, используемые для вычисления параметров энергетических распределений за тонкой мишенью соответственно, имеют следующий вид:

$$\gamma = \frac{b_0}{a};$$

$$F_{01}(\gamma) = \frac{1}{18} \left\{ \ln \frac{3+\gamma^2}{\gamma^2} - \frac{3}{3+\gamma^2} \right\} - 2,4033 \cdot 10^{-5};$$

$$F_{02}(\gamma) = \frac{1}{486} \left\{ 4,333 + \frac{3}{\gamma^2} - 4 \ln \left(1 + \frac{3}{\gamma^2} \right) - \frac{6\gamma^2}{\gamma^2 + 3} + \frac{2}{(1+3/\gamma^2)^2} - \frac{1}{3(1+3/\gamma^2)^3} \right\};$$

$$F_{10}(\gamma) = \frac{1}{20\beta^2} \left\{ \frac{5\beta\gamma+1}{(1+\beta\gamma)^5} - \frac{50\beta+1}{(1+10\beta)^5} \right\}.$$

Интеграл $F_{11}(\gamma)$ в аналитических функциях не выражается и может быть определен с помощью следующей таблицы:

γ	0.1	0.2	0.3	0.4	0.5
$F_{11}(\gamma)$	0.211	0.139	0.101	0.076	0.0583

Приложение 2

Функции $H_{ij}(b_0/a)$ и $G_{ij}(E, b_0/a)$, используемые для вычисления параметров энергетических распределений при обратном рассеянии имеют вид:

$$\gamma = \frac{b_0}{a};$$

$$H_{10}(\gamma) = \frac{1}{20\beta^2} \left\{ 1 - \frac{5\beta\gamma+1}{(1+\beta\gamma)^5} \right\};$$

$$H_{20}(\gamma) = \frac{1}{110\beta^2} \left\{ 1 - \frac{11\beta\gamma+1}{(1+\beta\gamma)^{11}} \right\};$$

$$G_{01}(E, \gamma) = \frac{1}{2} \ln \frac{A^2 + \gamma^2}{A^2};$$

$$G_{02}(E, \gamma) = \frac{\gamma^2}{2A^2(A^2 + \gamma^2)};$$

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Кадменский А.Г. Учет спектральных распределений вторичных электронов в материалах и структурах МОП БИС при воздействии радиации космоса // ВАНТ, серия: физика радиационного воздействия на радиоэлектронную аппаратуру. 1999. В. 1-2. С. 76-88.
2. Буренков А.Ф., Комаров Ф.Ф., Кумахов М.А., Темкин М.М. Пространственные распределения энергии, выделенной в каскаде атомных столкновений в твердых телах. М.: ЭнергATOMиздат, 1985. 248 с.
3. Кадменский А.Г., Кожевников В.П., Рагозин А.Ю. Математическое моделирование электропереноса в биполярных транзисторах БИС после воздействия радиации с учетом диффузии и реакций первичных радиационных дефектов // ВАНТ. Серия: физика радиационного воздействия на радиоэлектронную аппаратуру. 2000. В. 1-2. С.74-88.
4. Фирсов О.Б. Качественная трактовка средней энергии возбуждения электронов при атомных столкновениях // ЖЭТФ. 1959. Т. 36. № 7. С.1517-1522.
5. Бедняков А.А., Иферов Г.А., Кадменский А.Г. и др. Рассеяние протонов в тонкой аморфной пленке. // Поверхность. Физика, химия, механика. 1985. N 10. С.151-153.
6. Bednyakov A.A., Iferov G.A., Kadmensky A.G., et al. The role of single collisions in the process of scattering and stopping of 200 to 400 KeV protons in thin gold foils // Phys. stat. Solidi (b). 1986. V. 140. P. 63-67.
7. Dettman K. and Robinson M. Stopping power of fast protons under channeling conditions // Phys.Rev. 1974. V.B10. P.1-9.
8. Komarov F.F., Kumakhov M.A. Electronic energy loss of ions in the modified Firsov theory // Phys. Stat. Sol. (B). 1973. V. 58. № 2. P. 389-400.
9. Muller G.P. Differential cross section and related integrals for Moliere potential // Rad. Eff. Lett. 1980. V. 50. P. 87-90.
10. Cruz S.A., Vargas - Aburto C., Brice D. K., Alonso E.V., Armour D.G. Detailed analysis

of the scope of the modified Firsov model // Phys. Rev. A. 1983. V. 27. № 5. P. 2403-2420.

11. Линдхард Й. Влияние кристаллической решетки на движение быстрых заряженных частиц // УФН. 1969. Т. 99. С. 249-296.

12. Кадменский А.Г., Файзрахманов В.Р. Моделирование профилей распределения примеси по глубине при ионной имплантации // Автометрия. 1986. № 5. С. 70-77.

13. Кадменский А.Г., Файзрахманов В.Р., Шурыгина Ю.А. Расчет профилей имплантированных ионов бора в кремнии // Материалы ХУИ Всесоюзн. совещание по физике взаимодействия заряженных частиц с кристаллами. М.: Изд-во Москов. ун-та, 1988. С. 127-130.

14. Кадменский А.Г. Влияние структуры и температуры кристаллических материалов БИС на поглощение энергии тяжелых заряженных частиц космического пространства: многократное рассеяние и торможение // ВАНТ. Серия: физика радиационного воздействия на радиоэлектронную аппаратуру. 2001. В. 1-2. С. 36-46.

15. Кадменский А.Г., Самарин В.В., Тулинов А.Ф. Регулярное и стохастическое движение в кристалле при каналировании. Эволюция потока частиц в толстом кристалле // Физика элементарных частиц и атомного ядра. Т. 34. вып. 4. 2003. С. 823-868.