

рающие заметную роль на начальном участке транспортировки.

Следует также отметить, что конкуренцию фокусировке в (22) формально составляет диссипация энергии, а не рассеяние, как следовало ожидать. Однако практическая идентичность последних эффектов (выражения (3), (5) и (6)) подтверждает, что на самом деле именно рассеяние играет основную роль в увеличении диаметра пучка.

1. Lee E. P., Cooper R. K. // Particle Accelerators. 1976. № 7. P. 83.
2. Кольчужкин А. М., Учайкин В. В. Введение в теорию прохождения частиц через вещество. — М.: Атомиздат, 1978.
3. Lee E. P. // Physics of Fluids. 1976. V. 19. P. 60.
4. Мотт Н., Мессу Г. Теория атомных столкновений. — М.: Мир, 1969.
5. Куритейн П. Т., Кайно Г. С., Уотерс У. Е. Формирование электронных пучков. — М.: Мир, 1981.
6. Зайцев В. Ф., Полянин А. Ф. Справочник по обыкновенным дифференциальным уравнениям. — М.: Физматлит, 2001.
7. Власов М. А., Дубас Л. Г., Жаринов А. В. // Физика и химия обработки материалов. 1977. V. 2. С. 21.

Л и т е р а т у р а

Статья поступила в редакцию 14 августа 2006 г.

Analytical solution of electron beam envelope equation in paraxial approximation taking into account scattering medium and external magnetic field

R. N. Rizakhanov

Keldish Research Center, Moscow, Russia

Analytical solution of electron beam envelope equation in paraxial approximation (Lee-Cooper's equation) under external magnetic field and scattering-dissipative forces from gas particles is considered. Focusing criterion that governs beam cross dimension extension during its transportation through gas medium is presented. Particular cases of transportation are analyzed.

УДК 537.533.35.7:519.245

Вычисления распределений по глубине энергии и заряда выделенных при облучении мишени электронным пучком в приближении дискретных потерь

С. С. Борисов, Е. А. Грачев

МГУ им. М. В. Ломоносова, физический факультет, Москва, Россия

С. И. Зайцев

Институт проблем технологий микроэлектроники РАН, г. Черноголовка Московской обл., Россия

Рассмотрена проблема моделирования распределения выделенных в процессе облучения образца электронным пучком энергии (дозы облучения) и заряда. Сравниваются результаты, полученные методом Монте-Карло в приближении дискретных и непрерывных потерь. Получены аналитические выражения для распределений глубина—доза и глубина—заряд для Si, Au, Ag, Cu, GaN.

© Борисов С. С., Грачев Е. А., Зайцев С. И., 2007

Существуют два подхода к моделированию рассеяния электронов в твердых телах: приближения дискретных (ПДП) и непрерывных (ПНП) потерь. Приближение, в котором все существенные в предлагаемом диапазоне энергии сечения рассеяния (упругое взаимодействие с атомными ядрами, ионизация внешних и внутренних атомных оболочек, генерация Оже-электронов, плазмонов) рассматриваются по отдельности, можно назвать приближением дискретных потерь в

отличие от приближения непрерывных потерь, в котором потери энергии вычисляются исходя из непрерывного характера потерь, рассчитываемого обычно по формуле Бете. Фактически используемый для моделирования метод Монте-Карло в ПДП является имитационным для задачи рассеяния электронов в твердых гетерогенных средах. Более подробно используемая при расчетах модель описана в [1, 2].

При различных расчетах пользоваться результатами прямого моделирования не всегда удобно, поэтому разными авторами [3—8] делались попытки аналитически выразить распределение накопленной дозы облучения, как правило, с помощью распределения Гаусса. Так, распределение накопленной дозы облучения записывается как

$$I = I_{\max} \exp\left(-\frac{1}{2}\left(\frac{x-1}{w}\right)^2\right); \quad (1)$$

$$x = \frac{z}{aE^b}; \quad w = \begin{cases} f_1, & x < 1 \\ f_2, & x \geq 1 \end{cases}$$

где z — глубина, мкм;

E — энергия первичных электронов, эВ;

I_{\max} — нормировочная константа.

Глубину проникновения электронов Z_a и положение максимума энерговыделения Z_m также аппроксимируем выражениями

$$Z_m = aE^b; \quad Z_a = cE^d. \quad (2)$$

В [1, 2] было показано, что ПДП позволяет корректно моделировать характер распределения выделенного в процессе облучения заряда, а также то, что получаемые в ПДП энергетические спектры вторичных электронов качественно и количественно совпадают с экспериментальными данными в отличие от результатов, даваемых ПНП. Это позволяет предположить, что распределения выделившихся заряда и энергии, получаемые в ПДП, будут более точными.

Результаты моделирования распределения выделенной энергии

Рассмотрим результаты моделирования на примере GaN. В разработанной программе есть возможность использовать в качестве сечения упругого взаимодействия как сечение Резерфорда, так и сечение Мотта. Таким образом, проводилось моделирование для четырех случаев: в ПДП с использованием сечений Мотта и Резерфорда в качестве сечений упругого взаимодей-

ствия и в ПНП с генерацией быстрых вторичных электронов (ВЭ) [1] и без нее.

При сравнении данных, полученных одной моделью, обезразмерим их, нормировав интенсивность выделения энергии на единицу, а глубину — на положения максимума энерговыделения. Несмотря на то что данные распределения обычно нормируют на полный пробег по Бете, статистически более надежно использовать нормировку на положение максимума, так как в отличие от ПНП в ПДП пробег частицы теоретически неограничен. Нормированные таким образом распределения превосходно ложатся на одну кривую, и мы можем записать универсальное распределение, опираясь на формулы (1) и (2), где данное распределение описывается при помощи двух распределений Гаусса с центром в точке максимума энерговыделения (рис. 1). В табл. 1 представлены коэффициенты для формул (1) и (2) полученные в различных приближениях для Si, Au, Ag, Cu и GaN.

На рис. 2, а представлено распределение глубина—доза для энергии первичных электронов 15 кэВ, откуда видно, что разные приближения дают несколько различающиеся оценки распределения энергии, как и положения максимумов.

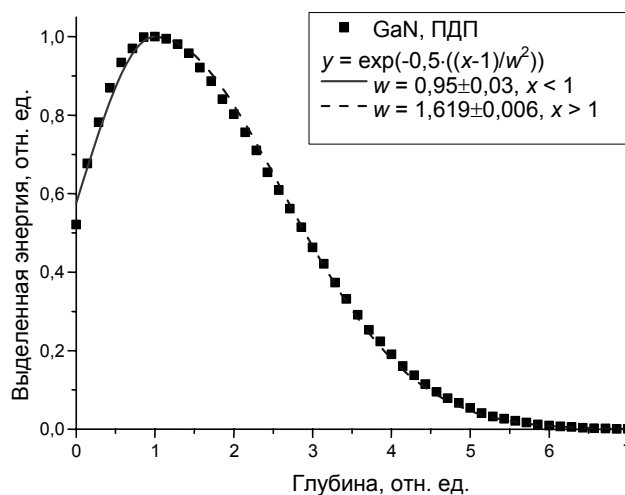


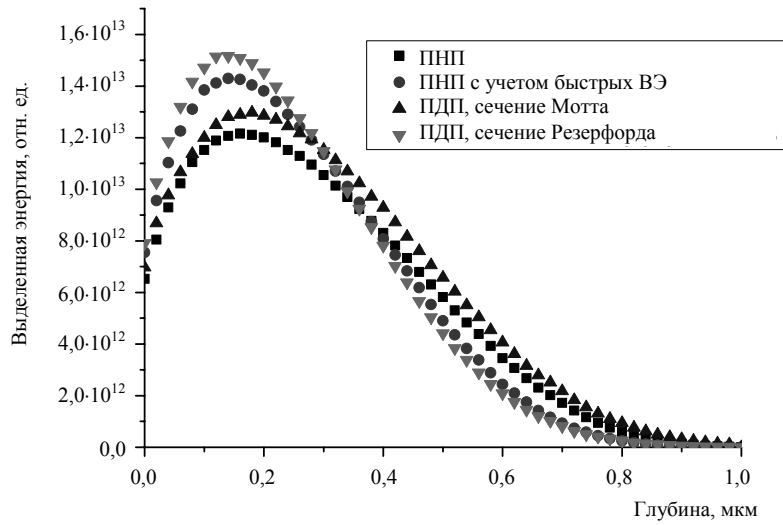
Рис. 1. Аппроксимация распределения глубина—доза для GaN

Таблица 1

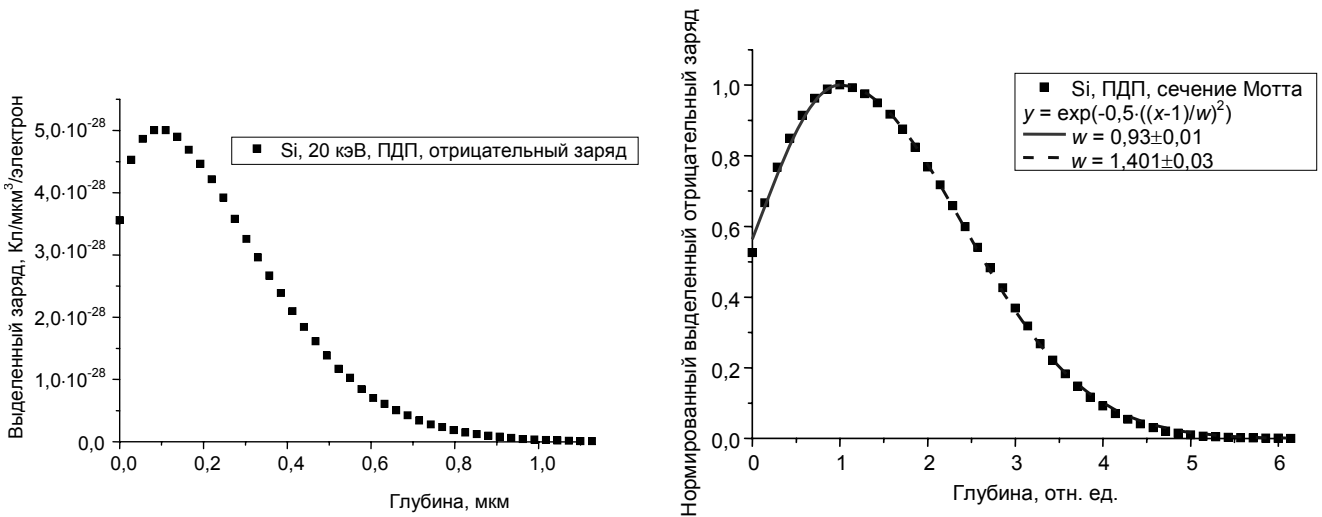
Значения коэффициентов в формулах (1) и (2) для распределения глубина—доза

Вещество	Модель	a	b	c	f_1	f_2
GaN	ПДП, сечение Резерфорда	0,0008±0,0001	1,92±0,05	0,009±0,002	0,95±0,03	1,619±0,006
GaN	ПДП, сечение Мотта	0,0013±0,0002	1,80±0,04	0,016±0,008	0,98±0,03	1,514±0,005
GaN	ПНП	0,0020±0,0006	1,65±0,09	0,009±0,002	0,98±0,03	1,555±0,008
GaN	ПНП с учетом быстрых ВЭ	0,0008±0,0001	1,92±0,04	0,011±0,001	0,94±0,02	1,741±0,005
Si	ПДП, сечение Резерфорда	0,0040±0,0006	1,82±0,05	0,10±0,04	0,92±0,02	1,354±0,004
Si	ПДП, сечение Мотта	0,003±0,001	1,88±0,2	0,13±0,06	0,92±0,02	1,410±0,003
Si	ПНП	0,0040±0,0005	1,5±0,1	0,06±0,02	0,92±0,01	1,37±0,01
Ag	ПДП, сечение Резерфорда	0,0002±0,0001	2,1±0,2	0,012±0,002	0,92±0,03	2,16±0,01
Ag	ПДП, сечение Мотта	0,0009±0,0003	1,70±0,09	0,012±0,002	0,98±0,03	1,97±0,01
Ag	ПНП	0,00067±0,00006	1,75±0,03	0,012±0,002	0,97±0,03	2,001±0,003
Au	ПДП, сечение Резерфорда	0,00012±0,00006	1,8±0,1	0,0011±0,0003	1,13±0,08	2,32±0,03
Au	ПДП, сечение Мотта	0,006±0,004	1,4±0,3	0,2±0,0002	1,19±0,06	2,43±0,02

Au	ПНП	$0,00011 \pm 0,00004$	$1,8 \pm 0,1$	$0,0019 \pm 0,0001$	$1,12 \pm 0,07$	$2,17 \pm 0,01$
----	-----	-----------------------	---------------	---------------------	-----------------	-----------------



a



б

Рис. 2. Распределение:

a — глубина—доза для GaN и энергии первичных электронов 15 кэВ; б — выделенных положительного и отрицательного зарядов по глубине для Si

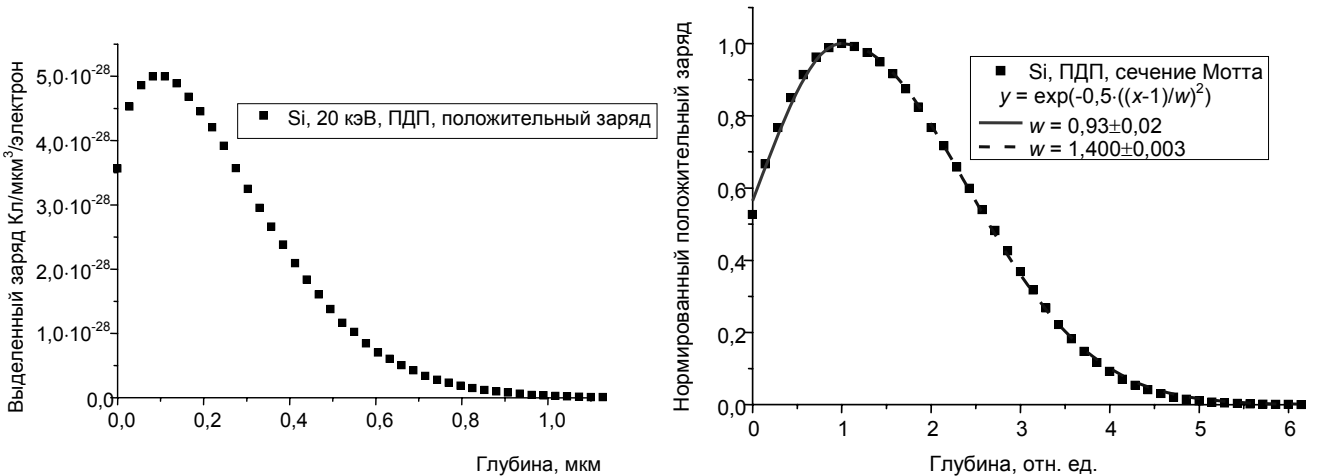


Рис. 2. Окончание

**Результаты моделирования
распределения осажденного заряда**

Дисперсия значений выделенной пучком электронов энергии гораздо меньше, чем дисперсия выделенного заряда, получаемые при моделировании значения выделившего заряда статистически менее достоверны, чем значения выделившейся энергии. Кроме того, для моделирования распределения энергии можно использовать упрощенную более быструю процедуру моделирования, например, основанную на аппроксимационных формулах (1). Поэтому рассмотрим возможность получения зависимости, позволяющей вычислять распределение заряда при известном распределении энергии.

Характерным отличием ПДП от ПНП является возможность расчета распределения заряда, возникающего в образце сразу после облучения его электронным пучком [2]. Как видно из рис. 2, б, распределения положительного (дырок, образовавшихся в процессе облучения) и отрицательного (затормозившихся электронов, в том числе и вторичных) зарядов сходны с распределением энергии, поэтому аппроксимируем распределения заряда формулой (1). При этом коэффициенты у формулы (1) получаются с точностью до погрешности равными соответствующим коэффициентам для распределения энергии. Таким образом, использовать формулу вида (1) и отдельные распределения положительных и отрицательных зарядов для вычисления суммарного осажденного заряда (рис. 3) нельзя. Поэтому рассмотрим зависимость отношения зарядов от глубины (рис. 4), которая нормирована на положение максимума энерговыведения. Видно, что данная зависимость линейна за исключением небольшой приповерхностной области, поэтому аппроксимируем ее при помощи выражения

$$I(z) = a + b \cdot x + c \exp(-x \cdot 55); \quad x = \frac{z}{aE^b} \quad (3)$$

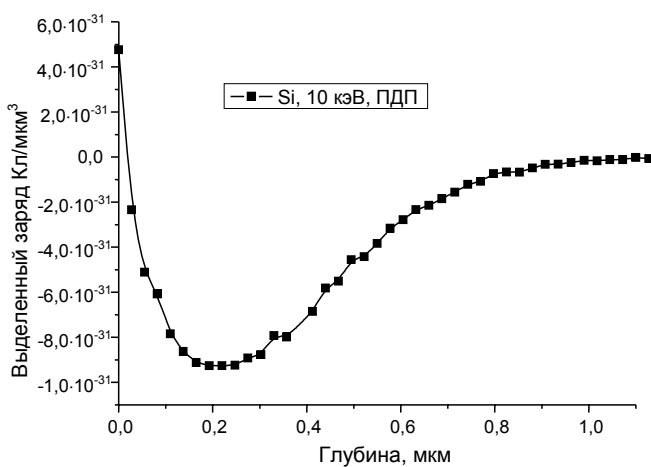


Рис. 3. Суммарный выделенный заряд в расчете на один первичный электрон

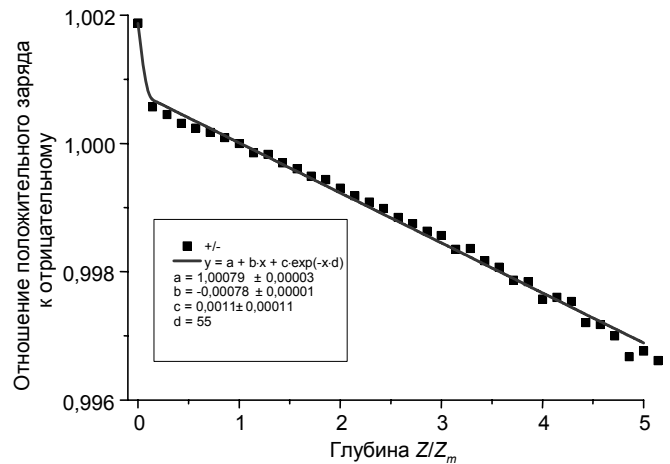


Рис. 4. Распределение отношения положительного заряда к отрицательному по глубине

Значения коэффициентов для Si и GaN приведены в табл. 2.

Таблица 2

Значения коэффициентов в формуле (3) для распределения отношения положительного заряда к отрицательному по глубине

Материал	a	b	c
Si	1,00079±0,00003	-0,00078±0,00001	0,0011±0,0001
GaN	1,00127±0,00009	-0,00111±0,00003	0,0014±0,0001

Выводы

В настоящей работе при сравнении результатов различных моделей получены универсальные в диапазоне энергий первичных электронов 5—30 кэВ зависимости для распределений выделенных энергии и заряда по глубине вида (1), а также коэффициенты для аналитической аппроксимации указанных распределений.

Установлено, что ПНП и ПДП, как и использование сечения Резерфорда или Мотта, дают качественно совпадающие, но несколько различающиеся количественно оценки вышеприведенных распределений.

Для распределений положительного (дырок) и отрицательного (электронов) зарядов нормированное по интенсивности на единицу распределение с точностью до погрешности совпадает с нормированным аналогичным образом распределением энергии. Поэтому для вычисления суммарного распределения заряда предложено использовать зависимость отношения зарядов от глубины, аналитически выражаемой в виде (3).

Л и т е р а т у р а

1. Борисов С. С., Грачев Е. А., Зайцев С. И. Моделирование взаимодействия электронного пучка с гетерогенными средами методом Монте-Карло в приближении дискретных потерь// Прикладная физика. 2004. № 3. С. 65.

2. Борисов С. С., Грачев Е. А., Зайцев С. И. Моделирование поляризации диэлектрика в процессе облучения электронным пучком// Там же. № 1. С. 118.
3. Конников С. Г., Соловьев В. А., Уманский В. Е., Чистяков В. М. Функция генерации электронно-дырочных пар в полупроводниках $A^{III}B^V$ при возбуждении электронным пучком// ФТП. 1987. Т. 21. Вып. 11. С. 2028—2032.
4. Phys. Status Solidi (a). 1985. 87(1). P. 383.
5. Oelgart G., Scholz H.// Ibid. 1983. 75(2). P. 547.
6. Oelgart G., Werner U.// Ibid. 1984. 85(1). P. 205.
7. J. Phys. D// Appl. Phys. 1988. 21. P. 116—124.
8. Бакалейников Л. А., Галактионов Е. В. и др. Расчет теплового воздействия электронного зонда на образец нитрида галлия// Физика твердого тела. 2001. Т. 43. Вып. 5.

Статья поступила в редакцию 22 декабря 2005 г.

Computation of charge and energy deposited during electron beam irradiation depth distributions in discrete looses approximation

S. S. Borisov, E. A. Grachev

M. V. Lomonosov State University, Physical Facility, Moscow, Russia

S. I. Zaitsev

Institute of Problems of Microelectronic Technology, Russian Academy of Science, Chernogolovka, Moscow region, Russia

Problems of simulation of deposited during beam irradiation charge and energy (dose) simulation. Results obtained using Monte-Carlo method in discrete and continuous looses. Analytical approximations for depth-dose and charge-dose for Si, Au, Ag, Cu, GaN obtained.

УДК 537.533.35; 535.37; 535.08

Математическое моделирование зависимостей интенсивности монохроматической катодолюминесценции от энергии электронов пучка для двухслойной полупроводниковой структуры

М. Г. Снопина

Калужский филиал Московского государственного технического университета им. Н. Э. Баумана, Калуга, Россия

А. Г. Хохлов

Факультет физики и геологии Лейпцигского университета, г. Лейпциг, Германия

Н. Н. Михеев

Научно-исследовательский центр "Космическое материаловедение" Института кристаллографии им. А. В. Шубникова РАН, Калуга, Россия

М. А. Степович

Калужский государственный педагогический университет им. К. Э. Циолковского, Калуга, Россия