

# Послойный рентгеноспектральный микроанализ полупроводниковых структур методом вариации энергии электронного зонда

© Л.А. Бакалейников, Я.В. Домрачева, М.В. Загорянская,  
Е.В. Колесникова, Т.Б. Попова, Е.Ю. Флегонтова<sup>†</sup>

Физико-технический институт им. А.Ф. Иоффе Российской академии наук,  
194021 Санкт-Петербург, Россия

(Получена 9 июля 2008 г. Принята к печати 18 июля 2008 г.)

Описана методика послойного рентгеноспектрального микроанализа полупроводниковых структур методом вариации энергии электронного зонда с последующей математической обработкой результатов измерений. Экспериментальные зависимости относительной интенсивности рентгеновского излучения от энергии электронного зонда сравнивались с результатами расчетов методом Монте-Карло. При этом делались априорные предположения о характере распределения концентрации по глубине, а численные параметры распределения отыскивались из условия наилучшего совпадения экспериментальных и расчетных зависимостей. Описанная методика применена для анализа распределения концентрации Al по глубине в образцах SiC и GaN.

PACS: 79.60.Jv, 78.70.-g, 68.49.Jk, 78.70.En

## 1. Введение

При разработке различных технологических процессов создания полупроводниковых структур, таких как имплантация, диффузия, эпитаксия, возникает необходимость послойного анализа, т.е. определения профиля концентрации компонентов в приповерхностном слое глубиной 0.1–1.0 мкм. Одним из наиболее перспективных неразрушающих методов анализа для решения этой задачи является рентгеноспектральный микроанализ (РСМА). В этом методе толщина анализируемого слоя зависит от энергии электронного зонда и может изменяться от 50 нм до нескольких микрон. С ростом энергии электронов увеличивается глубина их проникновения, что позволяет анализировать все более глубокие слои и таким образом находить распределение концентрации элементов по глубине. Нами была предложена методика послойного анализа, основанная на вариации энергии электронного зонда с последующей математической обработкой полученных результатов.

В ходе математической обработки предполагалось, что концентрация исследуемого элемента достаточно мала и не оказывает влияния на транспорт электронов в образце. В этих условиях, как будет показано далее, распределение плотности генерации рентгеновского излучения по глубине,  $\varphi(z, E)$ , представляет собой произведение распределения концентрации исследуемого элемента по глубине на  $\varphi_{\text{hom}}(z, E)$  — распределение плотности генерации при постоянном содержании исследуемого элемента. Расчет  $\varphi_{\text{hom}}(z, E)$  осуществлялся с помощью численного моделирования методом Монте-Карло.

На основе  $\varphi_{\text{hom}}(z, E)$  рассчитывались зависимости относительных интенсивностей характеристических линий от энергии зонда для некоторых модельных распределений концентрации анализируемых элементов по глубине.

Вид модельных распределений концентрации выбирался на основе имеющейся информации о технологии изготовления образца. Численные значения параметров распределений определялись из условия наилучшего совпадения экспериментальных и расчетных зависимостей.

Описываемая методика была применена для исследования образцов SiC после имплантации в них Al с последующим отжигом и без него. В качестве модельных распределений рассматривались распределение Гаусса и ступенчатое распределение (постоянная концентрация внутри слоя с резкими границами). Другая серия экспериментов была проведена для светодиодных структур с тонкими эпитаксиальными слоями AlGaIn, находящимися на некоторой глубине в GaN. В этом случае определялись глубина залегания слоя и концентрация анализируемого элемента (Al) в слое.

## 2. Эксперимент

Измерения проводились на микроанализаторе „Сamebax“ французской фирмы „Сameca“. Энергия электронного зонда изменялась от 2 до 15 кэВ.

Измерялась относительная интенсивность характеристической  $K_{\alpha}$ -линии алюминия. При измерениях эталоном служил достаточно толстый однородный эпитаксиальный слой AlGaAs известного состава, и затем относительная интенсивность пересчитывалась на чистый эталон. Применение металлического алюминия в качестве эталона в данном случае невозможно, так как образующаяся на нем окисная пленка вносит существенную погрешность в измерения, особенно при энергиях, меньших 5 кэВ. При энергиях, больших 5 кэВ, использовались стандартные режимы измерений: ток зонда 10–20 нА, время счета импульсов 20–50 с. При уменьшении энергии зонда интенсивность излучения уменьшается, при этом резко ухудшаются статистиче-

<sup>†</sup> E-mail: fl.xiees@mail.ioffe.ru

**Таблица 1.** Относительная интенсивность излучения  $K_{\alpha}$ -линии Al из образцов SiC после имплантации в них Al с последующим отжигом и без него

Энергия зонда, кэВ	Образец без отжига				Образец после отжига			
	Относительная интенсивность			Экспериментальная погрешность	Относительная интенсивность			Экспериментальная погрешность
	Эксперимент	Расчет, модель (3)	Расчет, модель (4)		Эксперимент	Расчет, модель (3)	Расчет, модель (4)	
2	0.0035	0.0004	0.0031	0.001	0.0064	0.0054	0.0063	0.001
2.5	0.0061	0.0054	0.0061	0.0006	0.0079	0.0092	0.0081	0.001
3	0.01	0.012	0.0103	0.001	0.01	0.0106	0.0098	0.001
4	0.022	0.0231	0.0222	0.002	0.013	0.0119	0.0131	0.002
5	0.03	0.0282	0.0294	0.002	0.0141	0.0123	0.0142	0.002
6	0.03	0.0283	0.0295	0.002	0.0133	0.0118	0.0131	0.002
7	0.025	0.0253	0.0259	0.002	0.011	0.0106	0.0111	0.002
8	0.022	0.0212	0.0212	0.002	0.0091	0.0090	0.009	0.001
9	0.018	0.0174	0.0172	0.002	0.0071	0.0074	0.0073	0.001
10	0.0134	0.0142	0.014	0.002	0.006	0.0061	0.0059	0.001
11	0.011	0.0112	0.0114	0.001	0.005	0.0051	0.0049	0.001
12	0.0097	0.0098	0.0095	0.001	0.0045	0.0043	0.0041	0.001

**Таблица 2.** Относительная интенсивность излучения  $K_{\alpha}$ -линии Al из образцов GaN с тонкими эпитаксиальными слоями Al на некоторой глубине

Энергия зонда, кэВ	Образец 1			Образец 2		
	Относительная интенсивность		Экспериментальная погрешность	Относительная интенсивность		Экспериментальная погрешность
	Эксперимент	Расчет		Эксперимент	Расчет	
5	0	0.00012		0	0.00009	
6	0.0007	0.00059	0.002	0.00039	0.00041	0.0002
7	0.0012	0.00122	0.0001	0.00068	0.00082	0.0002
8	0.00175	0.0017	0.0002	0.0012	0.00111	0.0001
9	0.0019	0.00194	0.0002	0.0012	0.00126	0.0001
10	0.0021	0.002	0.0002	0.00135	0.00128	0.0001
11	0.0018	0.00192	0.0002	0.0012	0.00122	0.0001
12	0.0017	0.0018	0.0002	0.0011	0.00114	0.0001
13	0.00163	0.00165	0.0002	0.00103	0.00104	0.0001
14	0.00155	0.0015	0.0001	0.00095	0.00095	0.0001
15	0.00142	0.00134	0.0001	0.0009	0.00085	0.0001

ская точность измерения, контрастность и чувствительность анализа. Улучшение этих параметров достигалось за счет увеличения тока до 50 нА и времени счета в каждой анализируемой точке до 100 с. Фон измерялся на образцах SiC или GaN, не содержащих анализируемого элемента Al. Полученные в результате измерений данные представлены в табл. 1, 2.

### 3. Обработка результатов измерений

При математической обработке экспериментальных данных использовались результаты численного моделирования плотности генерации характеристического рентгеновского излучения  $\varphi(z, E_0)$ . Эта величина описывает число фотонов, испускаемых в единицу времени

на глубине  $z$ , при облучении образца электронами с энергией  $E_0$  и определяется как

$$\varphi(z, E_0) = n \int_{E_k}^{E_0} \psi(E, z) \sigma_k(E) W_{kl} dE,$$

$$\psi(E, z) = \int \Psi(E, \mathbf{r}, \Omega) dx dy d\Omega. \quad (1)$$

Здесь  $\sigma_k(E)$  — сечение ионизации атомной оболочки электроном,  $E_k$  — энергия связи атомной оболочки,  $\Psi(E, \mathbf{r}, \Omega)$  — дифференциальная плотность потока электронов с энергией  $E$  в точке  $\mathbf{r}$  в направлении  $\Omega$ ,  $n$  — концентрация атомов,  $W_{kl}$  — вероятность заполнения ионизованной внутренней оболочки с излучением характеристического фотона. Обычно рассматривается

$\varphi(z, E_0)$ , нормированная на излучение, генерируемое в тонком изолированном слое. При генерации в тонком изолированном слое энергия электронов равна  $E_0$ , электроны считаются нерасеянными, плотность электронов есть

$$\psi(E, z) = \delta(E - E_0)$$

и

$$\varphi_0(z, E_0) = n_0 \int_{E_k}^{E_0} \psi(E, z) \sigma_k(E) W_{kl} dE = n_0 \sigma_k(E_0) W_{kl}.$$

Если считать, что концентрация атомов в образце  $n$  постоянна и равна концентрации  $n_0$  в тонком изолированном слое, то нормированная плотность генерации принимает вид

$$\varphi_{\text{hom}}(z, E_0) = \frac{1}{\sigma_k(E_0)} \int_{E_k}^{E_0} \psi(E, z) \sigma_k(E) dE.$$

Если концентрация атомов зависит от  $z$ ,  $n = n(z)$ , то

$$\begin{aligned} \varphi(z, E_0) &= n(z) \int_{E_k}^{E_0} \psi(E, z) \sigma_k(E) W_{kl} dE \\ &= \sigma_k(E_0) W_{kl} n(z) \frac{1}{\sigma_k(E_0)} \int_{E_k}^{E_0} \psi(E, z) \sigma_k(E) dE \\ &= n(z) \sigma_k(E_0) W_{kl} \varphi_{\text{hom}}(z, E_0). \end{aligned}$$

Вклад в измеренную интенсивность рентгеновского излучения от элементарного слоя  $dz$  единичной площади, расположенного на глубине  $z$ , с учетом поглощения рентгеновского излучения в образце определяется соотношением

$$\begin{aligned} dI(z) &= n(z) \sigma_k(E_0) W_{kl} \varphi_{\text{hom}}(z, E_0) \\ &\times \exp\left(-\int_0^z \mu(\tau) d\tau / \cos \gamma\right) dz. \end{aligned}$$

Здесь  $\mu(z)$  — линейный коэффициент поглощения измеряемой характеристической линии,  $\gamma$  — угол между нормалью к поверхности и направлением на детектор. Полная интенсивность рентгеновского излучения может быть получена интегрированием по глубине.

Таким образом, при энергии зонда  $E$  отношение интенсивности  $K_\alpha$ -линии алюминия к интенсивности излучения из чистого алюминия описывается уравнением

$$K(E) = \frac{\int_0^\infty N(z) \varphi_{\text{hom}}(z, E) \exp\left(-\int_0^z \mu(\tau) d\tau / \cos \gamma\right) dz}{\int_0^\infty \varphi_{\text{hom Al}}(z, E) \exp(-\mu_{\text{Al}} z / \cos \gamma) dz}. \quad (2)$$

Здесь  $N(z) = n(z)/n_{\text{Al}}$  — распределение концентрации алюминия по глубине;  $n(z)$ ,  $n_{\text{Al}}$  — количество атомов алюминия в единице объема образца и алюминия;

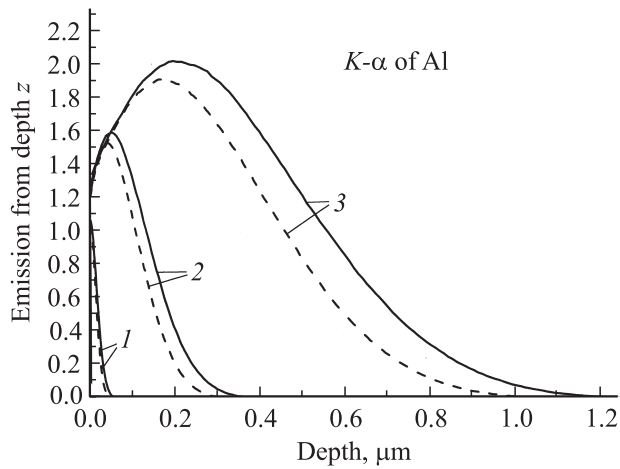
$\varphi_{\text{hom}}(z, E)$ ,  $\varphi_{\text{hom Al}}(z, E)$  — распределение плотности генерации рентгена по глубине в исследуемом образце и в алюминии;  $\mu(z)$ ,  $\mu_{\text{Al}}$  — линейный коэффициент поглощения  $K_\alpha$ -линии алюминия в образце и в алюминии. В рассматриваемых далее случаях линейный коэффициент поглощения можно считать постоянным по глубине и равным коэффициенту поглощения в SiC и GaN.

При расчете  $\varphi_{\text{hom}}(z, E)$  методом Монте-Карло использовалась модель однократного рассеяния, в которой результаты каждого акта взаимодействия электрона с веществом разыгрываются с помощью обратных дифференциальных свободных пробегов по упругим и неупругим столкновениям. В реализованной программе упругое рассеяние электронов описывается дифференциальным сечением Мотта. Неупругое взаимодействие электрона с веществом описывается дифференциальными обратными свободными пробегами, которые находятся из оптических данных с помощью диэлектрического подхода [1,2] или (в случае отсутствия данных) с помощью аналитической аппроксимации, обеспечивающей заданные средние потери энергии на единицу длины пути и правильное асимптотическое поведение в пределе больших энергий. Более подробно физические модели, использованные в расчете методом Монте-Карло, описаны в работе [3].

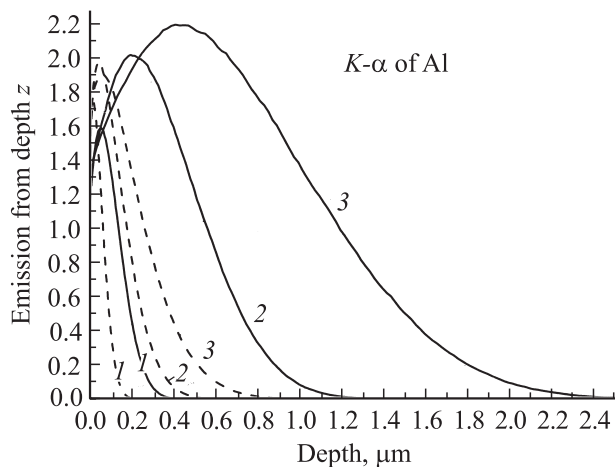
На рис. 1, 2 представлены распределения  $\varphi_{\text{hom}}(z, E) \times \exp(-\mu z) / \cos \gamma$ , описывающие эмиссию рентгеновского излучения с глубины  $z$  с учетом поглощения в образце. Приведенные на рисунке зависимости рассчитаны для  $K_\alpha$ -линии алюминия в SiC, GaN и в чистом Al,  $\gamma = 50^\circ$ . Сопоставляя их с экспериментальными данными, приведенными в табл. 1, можно заключить, что в образцах SiC алюминий распределен в слое приблизительно между 0.02 и 0.2 мкм и что после отжига распределение концентрации приближается к однородному. Эти предварительные выводы далее будут уточнены с помощью численного решения уравнения (2).

Уравнение (2) — это интегральное уравнение Фредгольма первого рода относительно  $N(z)$ , и, следовательно, восстановление концентрации из уравнения (2) является некорректной задачей. Однако она может быть регуляризована, если имеется априорная информация относительно функции  $N(z)$ , в частности если делается предположение о форме зависимости  $N(z)$ . Такого рода предположения можно сделать, имея информацию о технологии изготовления образца или данные других исследований. Так, известно, что в процессе имплантации образуется распределение концентрации имплантированного элемента по глубине, близкое к распределению Гаусса. После отжига распределение концентрации по глубине выравнивается в результате диффузии, и в пределах некоторого слоя концентрацию можно считать постоянной.

Исходя из этого, для образцов SiC с имплантированным в них Al в качестве модельных распределений концентрации  $N(z)$  были выбраны однородное распределе-



**Рис. 1.** Распределение эмиссии  $K_{\alpha}$ -линии алюминия по глубине с учетом поглощения в образцах SiC (пунктирная линия) и Al (сплошная линия). Энергия электронного зонда  $E_0$ , кэВ: 1 — 2, 2 — 5, 3 — 10.



**Рис. 2.** Распределение эмиссии  $K_{\alpha}$ -линии алюминия по глубине с учетом поглощения в образцах GaN (пунктирная линия) и Al (сплошная линия). Энергия электронного зонда  $E_0$ , кэВ: 1 — 5, 2 — 10, 3 — 15.

ние внутри слоя и распределение Гаусса. Концентрация Al в обоих случаях описывается тремя параметрами. В случае однородного распределения внутри слоя

$$N(z) = N_{AB} \theta(z - z_A) \theta(z_B - z), \quad (3)$$

где  $\theta(z)$  — ступенчатая единичная функция; параметрами являются  $z_A, z_B$  — положение левой и правой границы слоя и  $N_{AB}$  — концентрация Al в слое. Во втором случае предполагалось, что концентрация Al имеет вид

$$N(z) = N_m \exp(-(z - z_m)^2 / 2\sigma^2). \quad (4)$$

Параметрами здесь являются положение максимума  $z_m$ , концентрация в максимуме  $N_m$  и дисперсия  $\sigma^2$ .

Распределения (3), (4) подставлялись в уравнение (2) и параметры  $z_A, z_B, N_{AB}$  или  $z_m, N_m, \sigma$  определялись

численно минимизацией целевой функции

$$\chi^2 = \frac{1}{(N - p)} \sum_{k=1}^N (\tilde{K}(E_k) - K(E_k; \mathbf{P}))^2 / \tilde{\sigma}_k^2. \quad (5)$$

Здесь  $E_k$  — значения энергии электронного зонда в эксперименте;  $\tilde{K}(E_k)$  — относительные интенсивности рентгеновского излучения, измеренные в эксперименте;  $K(E; \mathbf{P})$  — те же интенсивности, рассчитанные для модельных распределений;  $\mathbf{P}$  — массив значений параметров распределения;  $\tilde{\sigma}_k^2$  — дисперсия экспериментальных данных;  $N$  — число экспериментальных точек по энергии;  $p$  — число параметров ( $p = 3$ ). В случае распределения (3)  $\mathbf{P} = (N_{AB}, z_B, z_A)$ , а в случае распределения (4)  $\mathbf{P} = (z_m, N_m, \sigma)$ .

Распределение экспериментальных ошибок считалось нормальным, приведенные в табл. 1, 2 значения погрешностей считались равными  $\pm 1.66\tilde{\sigma}_k$ .

Минимизация осуществлялась методом деформируемого многогранника (метод Нелдера–Мида) [4]. Начальные значения параметров при минимизации задавались с учетом предварительного анализа кривых, приведенных на рис. 1. Однако чтобы убедиться, что найденный минимум является глобальным, мы в каждом случае проводили минимизацию с различными начальными значениями параметров, проверяя сходимость к одним и тем же значениям. Оптимальные значения параметров и соответствующие им значения целевой функции  $\chi^2$  приведены в табл. 3.

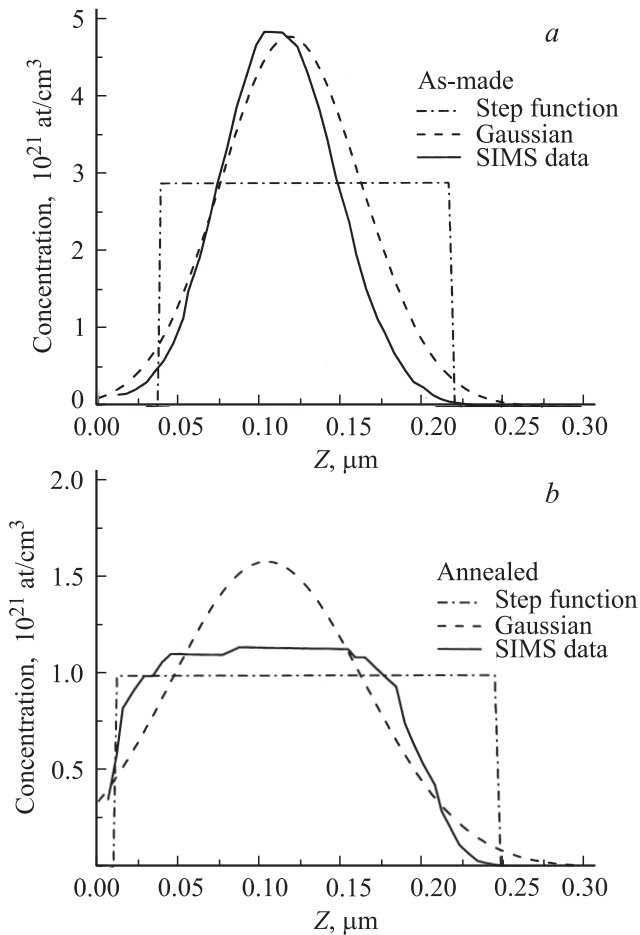
При оценке погрешности определения параметров распределение  $\chi^2$  заменялось нормальным распределением, с математическим ожиданием, равным 1, и дисперсией  $2/(n - p)$ . Приведенные в табл. 3 погрешности определения параметров соответствуют доверительному интервалу  $2.58\sqrt{2/(n - p)}$ . Зависимость функционала  $\chi^2$  от параметров вблизи точки минимума считалась квадратичной, а доверительный интервал отсчитывался от точки минимума.

Распределения концентрации (3), (4) с параметрами, определенными минимизацией целевой функции (5), представлены на рис. 3. На том же рисунке приведено распределение по глубине концентрации Al в исследуемых образцах, полученное с помощью ВИМС (вторично-ионной масс-спектрометрии). Значение максимальной концентрации в образце, не подвергавшемся отжигу, практически совпадает с оптимальным значением  $N_m$  в распределении (4). Положение максимума близко к максимуму истинного распределения, расстояние между ними составляет  $\sim 0.01$  мкм, т.е. менее 10% от значения координаты максимума. Правый склон распределения (4) для первого образца сдвинут вправо на 10–15% по сравнению с данными ВИМС. Для второго образца значение параметра  $N_{AB}$  в распределении (3) отличается от концентрации на плоском участке распределения, по данным ВИМС, приблизительно на 10%. Левая граница распределения (3) почти совпадает с левой границей истинного распределения. Правый склон

**Таблица 3.** Параметры распределений (3), (4) для Al, имплантированного в SiC, с последующим отжигом и без него

	Параметр распределения	Образец без отжига		Образец после отжига	
		Значение параметра	Погрешность	Значение параметра	Погрешность
„Ступенька“	$N_{AB}n_{Al}$ , см <sup>-3</sup>	$2.91 \cdot 10^{21}$	$1.5 \cdot 10^{20}$	$9.91 \cdot 10^{20}$	$8.4 \cdot 10^{19}$
	$z_A$ , μm	0.037	0.002	0.011	0.003
	$z_B$ , μm	0.22	0.015	0.247	0.036
	Значение $\chi^2$	5.613	—	1.455	—
Гауссиан	$N_m n_{Al}$ , см <sup>-3</sup>	$4.78 \cdot 10^{21}$	$2.6 \cdot 10^{20}$	$1.59 \cdot 10^{21}$	$1.4 \cdot 10^{20}$
	$z_m$ , μm	0.12	0.004	0.105	0.007
	$\sigma$ , μm	0.044	0.001	0.060	0.004
	Значение $\chi^2$	0.353	—	0.118	—

распределения (4) сдвинут относительно истинного распределения в среднем примерно на 10%. Сравнение с данными ВИМС позволяет предположить, что наиболее адекватным способом описания профиля концентрации в образцах, подвергнутых отжигу, было бы сочетание распределений (3) и (4).



**Рис. 3.** Распределение концентрации Al по глубине в образцах SiC после имплантации (a) и последующего отжига (b). Пунктирная кривая — расчет для модельного распределения (3), штрихпунктирная кривая — расчет для модельного распределения (4), сплошная кривая — данные ВИМС.

Проанализируем значения  $\chi^2$ , приведенные в табл. 3. В образце, не прошедшем отжиг, значение  $\chi^2$  для однородного распределения в слое существенно больше, чем для распределения Гаусса, и сильно отличается от своего математического ожидания, равного 1. Это отражает тот факт, что распределение концентрации в этом случае по форме ближе к распределению Гаусса. Для образца, прошедшего отжиг, значение  $\chi^2$  для однородного распределения в слое значительно уменьшается, что коррелирует с данными ВИМС, согласно которым распределение концентрации выравнивается внутри некоторой области.

Другим примером применения описанной выше методики является определение глубины залегания  $z_0$  тонких слоев AlGaN в GaN и количества атомов Al на единицу площади слоя  $N_s$ . В этом случае толщина анализируемых слоев  $\Delta z$  много меньше характерного масштаба распределения генерации рентгеновского излучения по глубине, поэтому подынтегральная функция  $N(z)\phi_{\text{hom}}(z, E)\exp(-\mu z/\cos\gamma)$  в (2) для большинства энергий зонда слабо отличается от линейной. Для концентрации  $N$ , постоянной в пределах слоя толщиной  $\Delta z$ , залегающего на глубине  $z_0$ , уравнение (2) в этом случае принимает вид

$$K(E) = \frac{N\Delta z \phi_{\text{hom}}(z_0, E) \exp(-\mu z_0/\cos\gamma)}{\int_0^\infty \phi_{\text{hom Al}}(z, E) \exp(-\mu_{Al}z/\cos\gamma) dz}. \quad (6)$$

Математически это равносильно использованию модельного распределения концентрации  $N(z) = N_s \delta(z - z_0)$  с параметрами  $z_0$  и  $N_s = N\Delta z$ . При концентрации, не постоянной в пределах слоя, параметр  $N_s = \int_{z_0 - \Delta z/2}^{z_0 + \Delta z/2} N(z) dz$  имеет смысл количества атомов алюминия на единицу площади слоя.

Таким образом, в случае слоев с толщиной, много меньшей характерной глубины генерации рентгеновского излучения, мы находим не концентрацию и толщину слоев по отдельности, а их произведение, т.е. суммарное количество алюминия. Определив толщину слоев с помощью просвечивающей электронной микроскопии (ПЭМ), можно оценить концентрацию алюминия

Таблица 4. Параметры тонкого эпитаксиального слоя Al в образцах GaN

Параметр распределения	Образец 1		Образец 2	
	Значение параметра	Погрешность	Значение параметра	Погрешность
$z_0, \mu\text{m}$	0.172	0.006	0.168	0.007
$N_s n_{\text{Al}}, \text{cm}^{-2}$	$1.37 \cdot 10^{16}$	$0.93 \cdot 10^{15}$	$0.848 \cdot 10^{16}$	$0.56 \cdot 10^{15}$
Значение $\chi^2$	0.773	—	0.860	—

в слое. При толщине слоя  $\Delta z = 35$  нм, определенной ранее методом ПЭМ, был найден его состав в образце 1 —  $\text{Al}_{0.09}\text{Ga}_{0.91}\text{N}$  и в образце 2 —  $\text{Al}_{0.05}\text{Ga}_{0.95}\text{N}$ .

Оптимальные параметры  $N_s$  и  $z_0$  для образцов со слоями AlGaN в GaN приведены в табл. 4. Зависимости относительных интенсивностей рентгеновского излучения от энергии зонда, рассчитанные для модельных распределений с оптимальными значениями параметров, приведены в табл. 1–2 вместе с экспериментальными зависимостями.

#### 4. Заключение

Предложенная методика послойного микроанализа структур основана на вариации энергии электронного зонда с последующей математической обработкой экспериментальных результатов. При обработке используются результаты расчетов распределения генерируемого рентгеновского излучения по глубине образца методом Монте-Карло. Методика позволяет оценивать параметры распределения элементов по глубине исследуемого образца. Полученные результаты хорошо согласуются с данными других методов анализа (ВИМС, растровая и просвечивающая электронная микроскопия). Возможность находить искомые распределения достаточно быстро без разрушения образцов позволяет контролировать технологические процессы получения сложных полупроводниковых структур.

#### Список литературы

- [1] D.R. Penn. Phys. Rev. B, **35**, 482 (1987).
- [2] R. Shimizu, Z.J. Ding. Rep. Progr. Phys., **55**, 487 (1992).
- [3] Т.Б. Попова, Л.А. Бакалейников, М.В. Заморянская, Е.Ю. Флегонтова. ФТП, **42**(6), 686 (2008).
- [4] Дж.К. Фидлер, К. Найтингейл. *Машинное проектирование электронных схем* (М., Высш. шк., 1985).

Редактор Л.В. Беляков

#### Electron probe energy variation technique in X-Ray microanalysis of concentration depth distribution in semiconductor structures

L.A. Bakaleinikov, Ya.V. Domrachova, E.V. Kolesnikova, M.V. Zamoryanskaya, T.B. Popova, E.Yu. Flegontova

loffe Physicotechnical Institute,  
Russian Academy of Sciences,  
194021 St. Petersburg, Russia

**Abstract** The technique for X-Ray microanalysis of concentration depth distribution in semiconductor structures based on the variation of electron probe energy and mathematical procedure of data evaluation is described. Experimental dependencies of X-Ray relative intensities on the probe energy were compared to the Monte Carlo simulation results. In the course of data evaluation the general form of concentration depth distribution was defined a priori and distribution parameters has been determined from the condition of best agreement between experimental and simulated dependencies. This technique is applied to the analysis of Al concentration depth distribution in the SiC and GaN samples.