

# Способ учета параметра сдвига при восстановлении распределения состава полупроводниковых структур по глубине в методе масс-спектрометрии вторичных ионов

© П.А. Юнин, Ю.Н. Дроздов<sup>¶</sup>, М.Н. Дроздов, А.В. Новиков, Д.В. Юрасов

Институт физики микроструктур Российской академии наук,  
603950 ГСП-105, Нижний Новгород, Россия

(Получена в Редакцию 15 апреля 2012 г. Принята к печати 25 апреля 2012 г.)

Предлагается способ решения прямой и обратной задач послойного анализа в методе масс-спектрометрии вторичных ионов. Обсуждаются преимущества решения некорректной обратной задачи в фурье-пространстве с регуляризацией по методу Тихонова. При восстановлении профилей концентрации элементов особое внимание уделяется их сдвигу как особенности функции разрешения масс-спектрометрии вторичных ионов. Учет сдвига достигается совместным решением прямой и обратной задач послойного анализа. Приводятся примеры работы алгоритма восстановления как для смоделированных профилей, так и для полученных в эксперименте. Показано, что использование предложенного алгоритма восстановления позволяет повысить информативность и улучшить разрешение метода по глубине. Предложенный способ учета сдвига позволяет избежать систематической погрешности определения глубин залегания тонких приповерхностных слоев.

## 1. Введение

Методы диагностики полупроводниковых структур постоянно совершенствуются в связи с повышением требований микро- и оптоэлектроники. Одним из таких методов является масс-спектрометрия вторичных ионов (ВИМС). Как правило, для послойного анализа полупроводниковых наноструктур методом ВИМС требуется высокое разрешение по глубине на уровне 1–1.5 нм. Один из способов достижения высокого разрешения — совершенствование методики эксперимента. В частности, использование для распыления низкоэнергетических первичных ионов с энергией меньше 1 кэВ и регистрация кластерных вторичных ионов позволяют получить повышенное разрешение по глубине [1].

Однако и в этих случаях экспериментальный профиль будет содержать артефакты ионного распыления, выражающиеся в сдвиге к поверхности и уширении измеренных профилей концентрации элементов [2]. Добиться более высокой точности можно только дополнительной обработкой экспериментальных данных, например, проведением восстановления („deconvolution“) истинного профиля из экспериментального с учетом функции разрешения по глубине [3–7].

В современной полупроводниковой технологии часто требуется сформировать структуры с тонкими  $\delta$ -легированными слоями, залегающими близко к поверхности. Такого типа структуры используются, в частности, для производства детекторов микроволнового излучения на основе диодов Шоттки с пониженной эффективной высотой барьера [8]. Глубина залегания  $\delta$ -слоя и форма профиля концентрации примеси являются важными параметрами, определяющими транспортные свойства диодов. Метод ВИМС позволяет проводить анализ таких структур, однако сдвиг и уширение профиля в эксперименте могут вносить существенную

систематическую погрешность в определение глубины залегания и толщины слоя. В данной работе предлагается алгоритм обработки экспериментальных профилей ВИМС, обсуждаются его особенности и возможности на примере как смоделированных, так и экспериментально измеренных профилей. Особое внимание уделяется определению возникающего в эксперименте сдвига профиля и его учету при восстановлении.

## 2. Прямая и обратная задачи послойного анализа

### 2.1. Функция разрешения по глубине

Как и в любом измерительном методе, в методе ВИМС происходит искажение истинных параметров объекта в процессе измерения. Искажение профилей распределения концентрации элементов по глубине выражается в уширении и сдвиге к поверхности экспериментального профиля по сравнению с истинным и описывается сверткой истинного профиля с функцией разрешения по глубине [2]:

$$\frac{I(z)}{I_0} = \int g(z - z_0)X(z_0)dz_0, \quad (1)$$

где  $I(z)/I_0$  — нормированный экспериментальный профиль распределения концентрации элемента,  $X(z_0)$  — истинный профиль,  $g(z - z_0)$  — функция разрешения по глубине (ФР) (depth resolution function, DRF).

Для послойного анализа существуют прямая и обратная задачи. Прямая задача заключается в моделировании экспериментального профиля по заданной модели структуры и описывается уравнением свертки (1). Обратная задача заключается в восстановлении истинного распределения элементов по глубине по имеющемуся экспериментальному профилю и требует решения интегрального уравнения свертки (1). Решение прямой и

<sup>¶</sup> E-mail: drozdyu@ipm.sci-nnov.ru

обратной задач послойного анализа возможно только тогда, когда известна ФР.

Согласно MRI (mixing roughness information depth) модели Хофмана [2], процессы ионного распыления описываются тремя основными вкладами — однородным атомным перемешиванием в приповерхностном слое, развитием поверхностной шероховатости и информационной глубиной выхода вторичных ионов. Таким образом, ФР может быть представлена в виде совокупности трех соответствующих вкладов и определяется тремя физически значимыми параметрами:  $L_m$  — толщина зоны перемешивания,  $\sigma$  — поверхностная шероховатость,  $\lambda$  — информационная глубина выхода вторичных ионов. Преимущество такого подхода в том, что параметры ФР обладают физической значимостью и предсказуемо зависят от используемого режима анализа. К недостаткам можно отнести то, что выражение для ФР при этом не представлено в аналитическом виде.

Экспериментально ФР может быть измерена, согласно (1), как профиль образца с тонким  $\delta$ -легированным слоем. Ранее [9] нами были определены параметры ФР для ряда полупроводниковых гетеросистем (Ge в Si, Si в GaAs, Mn в GaAs) и режимов работы ВИМС. Эксперимент проводился на времяпролетном масс-спектрометре TOFSIMS-5 с использованием различных пучков первичных ионов. В качестве распыляющих ионов использовались  $\text{Cs}^+$  и  $\text{O}_2^+$  при энергиях 0,5, 1 или 2 кэВ и угле падения  $45^\circ$ . Анализ производился тяжелыми ионами  $\text{Bi}^+$  с энергией 25 кэВ. Для определения параметров ФР был реализован численный алгоритм решения прямой задачи послойного анализа в рамках MRI модели. При этом использовалось непосредственное моделирование процесса распыления, а не свертка исходного профиля с соответствующими аналитическими функциями. Значения параметров  $L_m$ ,  $\sigma$  и  $\lambda$  в случае различных структур и режимов работы масс-спектрометра определялись методом подгонки рассчитанных профилей под измеренные. Для этого по MRI модели рассчитывался экспериментальный профиль для структуры с  $\delta$ -слоем, который затем подгонялся к измеренному варьированием положения  $\delta$ -слоя и параметров ФР. Определенные таким образом параметры ФР ( $L_m$ ,  $\sigma$ ,  $\lambda$ ) и сдвиг ее максимума  $\Delta z$  относительно заданного в модели положения  $\delta$ -слоя затем могут быть использованы при решении как прямой, так и обратной задачи послойного анализа для произвольных профилей концентрации.

## 2.2. Алгоритм восстановления

Обратная задача послойного анализа представляет собой обратную задачу интегрального уравнения свертки. Процедура восстановления сводится к решению уравнения (1) относительно  $X(z_0)$ , что является некорректной задачей по определению Адамара [10]. Фактически это означает, что из-за доступности экспериментального профиля только в виде конечного числа дискретных значений непосредственное решение (1) неустойчиво по

отношению к малым возмущениям левой части, т.е. к шуму. Для решения уравнений такого типа применяют регуляризацию — поиск устойчивого приближенного решения на основании некоторой априорной информации о его физических свойствах. В случае профилей концентрации элементов в полупроводниковых наноструктурах априорной информацией является их непрерывность, гладкость и положительность [3]. В настоящей работе предлагается использование метода регуляризации Тихонова при решении уравнения (1) в фурье-пространстве [10]. Метод регуляризации Тихонова состоит в том, чтобы использовать априорную информацию о физическом смысле решения для ограничения класса функций, в котором это решение ищется. При этом составляется сглаживающий функционал Тихонова, минимизация которого дает искомое приближенное решение соответствующее заданным погрешностям.

Для удобства запишем уравнение (1) в операторной форме:

$$Az = u, \quad (2)$$

где  $A$  — интегральный оператор свертки, ядром которого является функция разрешения по глубине,  $z$  — истинный профиль распределения элемента по глубине,  $u$  — экспериментальный профиль ВИМС. Согласно теории решения некорректных задач [10], искомое решение уравнения (2) должно минимизировать сглаживающий функционал  $M^\alpha$  следующего вида:

$$M^\alpha[z] = \|A_h z - u_\delta\|_L^2 + \alpha \|z\|_W^2, \quad (3)$$

где  $A_h$  — заданный с погрешностью  $h$  оператор свертки ( $\|A_h - A\| \leq h$ ),  $u_\delta$  — определенный с погрешностью  $\delta$  экспериментальный профиль ( $\|u_\delta - u\| \leq \delta$ ),  $\alpha$  — параметр регуляризации. Преимущество такого подхода в том, что записанный таким образом функционал (3) является сильно выпуклым, что значительно облегчает поиск его экстремали, а для некоторых  $A$  позволяет найти решение в аналитическом виде. Использование априорной информации о виде решения здесь выражается в том, что  $z$  полагается принадлежащим к определенному компактному классу функций. Нормы в (3) берутся в соответствующих гильбертовых пространствах, к которым принадлежат экспериментальный профиль  $u_\delta$  ( $L$  — пространство интегрируемых с квадратом функций) и истинный профиль  $z$  ( $W$  — пространство Соболева функций интегрируемых с квадратом и имеющих интегрируемую с квадратом первую обобщенную производную). Отметим, что именно поиск решения в классе функций  $W$  учитывает априорную информацию о непрерывности и гладкости профиля. Условие положительности накладывается потом на уже полученное решение.

Функция  $z^\alpha$ , минимизирующая функционал (3), будет различна в зависимости от значения параметра регуляризации  $\alpha$ . В свою очередь значение параметра регуляризации должно соответствовать паре чисел  $h$  и  $\delta$ , характеризующих погрешности определения ФР

и экспериментальных данных. Фактически это значит, что чем больше шум в экспериментальном профиле (больше значение  $\delta$ ), тем больше необходим „сглаживающий“ эффект для соответствия априорной информации о гладкости. Соответственно больше должно быть значение параметра регуляризации  $\alpha$ , стоящего в (3) перед членом, обеспечивающим это „сглаживание“. Важно определить уровень погрешности в экспериментальных данных и однозначно поставить ему в соответствие значение параметра регуляризации и, следовательно, решение  $z^\alpha$ . В нашем случае для выбора параметра регуляризации, обеспечивающего оптимальное соотношение между экспериментальными данными и априорной информацией, использовался обобщенный принцип невязки [10]. Отметим также, что при выборе параметра регуляризации мы полагали  $h = 0$ , считая, что основная погрешность вносится шумом в экспериментальном профиле. Это оправдано использованием гладкой ФР, получаемой решением прямой задачи по MRI модели и не содержащей в себе экспериментальных шумов и погрешностей.

Функции  $A$  и  $z$  имеют локальные носители, т.е. определены на некотором интервале глубин  $[0, 2a]$ , где  $2a$  — полная глубина, на которой проводится послойный анализ. Эта величина определялась методом оптической интерферометрии кратера травления на интерференционном микроскопе белого света Talysurf CCI 2000 и использовалась также для калибровки шкалы глубин при послойном анализе. Локальность определения функций  $A$  и  $z$  означает, что интеграл в (1) берется в конечных пределах, а сами функции продолжают периодически на всю числовую ось с периодом  $2a$ . Используя теорему о свертке и применяя дискретные преобразования Фурье, варьируем функционал (3) на множестве функций из  $W$ . При этом получается следующее выражение для  $m$ -й компоненты фурье-образа решения [10]:

$$\tilde{z}_m = \frac{\tilde{A}_m^* \tilde{u}_m \Delta x}{|\tilde{A}_m|^2 (\Delta x)^2 + \alpha \left(1 + \left(\frac{\pi m}{a}\right)^2\right)}, \quad (4)$$

где  $\tilde{u}$  и  $\tilde{A}$  — фурье-образы экспериментального профиля и функции разрешения по глубине,  $\Delta x$  — величина шага по глубине в эксперименте,  $\tilde{A}^*(\omega) = \tilde{A}(-\omega)$ ,  $\alpha$  — параметр регуляризации,  $a$  — половина глубины, на которой проводился послойный анализ,  $m \in \mathbb{Z}$ ;  $n - 1$ ,  $n$  — количество точек на экспериментальном профиле.

Как видно из (4), предлагаемый метод дает простое выражение для решения обратной задачи послойного анализа. Стоит отметить, что преимуществами данного метода перед другими алгоритмами, например, итерационным алгоритмом с регуляризацией по методу Миллера [3–7], являются простота программирования и скорость расчета. Использование быстрых преобразований Фурье позволяет сделать время вычисления достаточно малым.

Однако из-за особенностей используемых моделей и алгоритмов решения обратной задачи и регуляризации,

любой метод восстановления имеет свои границы применимости. В частности, в эксперименте не должно наблюдаться деградации разрешения по глубине из-за наклона дна кратера травления или развития шероховатости с глубиной. Данный метод не всегда корректно работает для толстых слоев с очень резкими интерфейсами, поскольку число членов фурье-разложения ограничено. Другим ограничением является невозможность правильно восстановить информацию о распределении концентрации в области порядка глубины перемешивания вблизи поверхности из-за нестационарности режима в начале распыления. Стоит также отметить, что влияние матричных эффектов, проявляющееся в нелинейной связи между интенсивностью вторичных ионов и концентрацией элемента в матрице, требует отдельного учета.

### 2.3. Учет сдвига профиля при восстановлении

Как уже говорилось, одним из неотъемлемых артефактов ионного распыления является сдвиг профиля концентрации к поверхности в процессе послойного анализа. В рамках модели MRI эффект объясняется однородным атомным перемешиванием в приповерхностном слое, вызванным каскадами столкновений проникающих в образец первичных ионов или атомов отдачи. Когда зона перемешивания достигает, например, тонкого слоя, содержащего атомы примеси, они затягиваются в зону перемешивания и в эксперименте наблюдается выход соответствующих вторичных ионов еще до того, как  $\delta$ -слой окажется на поверхности. При этом максимум сигнала будет достигнут, когда слой полностью окажется в зоне перемешивания. Продолжение анализа приведет к постепенному очищению зоны перемешивания от атомов слоя и к экспоненциальному спаду сигнала. При этом максимум сигнала будет смещен к поверхности относительно истинного положения слоя на величину, зависящую в первом приближении от глубины перемешивания и толщины слоя.

На наш взгляд, проблеме сдвига профиля при восстановлении уделялось недостаточно внимания в литературе. Это объясняется тем, что точность изготовления полупроводниковых наноструктур и методов их диагностики только в последние годы достигла такого уровня, когда сдвиг профиля при послойном анализе вносит существенную погрешность в измерения. Среди работ, посвященных восстановлению профилей ВИМС, можно выделить следующие подходы к проблеме учета сдвига. Авторы [3] предлагают учитывать сдвиг уже после восстановления, сдвигая целиком восстановленный профиль. При этом величина сдвига определяется интерполяцией зависимости длины пробега первичных ионов в образце от их энергии. Однако такой подход требует определения ФР для одного типа структур в большом диапазоне значений энергии распыляющих ионов, что требует значительного времени на проведение множества экспериментов. Некоторые авторы [6] вообще не упоминают о сдвиге при восстановлении.

В работе [7] наблюдается сдвиг экспериментальных профилей в другую сторону — от поверхности, причем эта особенность никак не обсуждается.

Наш подход к учету сдвига экспериментального профиля относительно истинного при восстановлении состоит в совместном решении прямой и обратной задач послойного анализа. Сначала происходит моделирование процесса послойного анализа для структуры с  $\delta$ -слоем по модели MRI. Полученный профиль будет представлять собой заданную на сетке ФР, которая затем и используется для решения обратной задачи. Важно, что при этом мы точно знаем сдвиг ФР относительно истинного положения  $\delta$ -слоя. Это позволяет учесть сдвиг при последующем решении обратной задачи. Способ удобен тем, что учет сдвига происходит автоматически в процессе восстановления, и при этом не требуется дополнительных процедур по смещению всего профиля целиком. Стоит отметить, что такой подход был невозможен в работах других авторов, так как они определяли ФР аппроксимацией экспериментального профиля аналитической функцией [3–7]. При этом оставалось неизвестным истинное положение профиля и сдвиг ФР, а описывающие ФР параметры не имели прямой физической интерпретации.

### 3. Результаты восстановления модельных и экспериментальных профилей

Первой проверкой алгоритмов восстановления является их тестирование на модельных примерах. В нашем случае изначально задавался некоторый профиль распределения концентрации по глубине. По MRI моделировался результат послойного анализа такой структуры, затем к нему искусственно добавлялся шум. При этом параметры модели и отношение сигнал-шум задавались некоторыми значениями, характерными для эксперимента ВИМС. Далее с теми же параметрами модели MRI и на том же интервале глубин рассчитывалась ФР. Затем проводилось решение обратной задачи по описанному выше алгоритму для смоделированного экспериментального профиля. Восстановленный при этом профиль потом сравнивался с исходным.

На рис. 1 приведен пример восстановления профиля концентрации, представляющего собой два гауссиана со стандартными отклонениями  $\sigma_{\text{Gauss}} = 1$  нм и расстоянием между максимумами 3 нм. Параметры модели MRI в этом случае:  $L_m = 2.3$  нм,  $\sigma = 0.6$  нм,  $\lambda = 0.3$  нм. К смоделированному экспериментальному профилю добавлен шум с гауссовым распределением  $\sigma_{\text{Noise}} \propto \sqrt{I}$ . Отношение сигнал-шум  $\text{SNR} = 28$  дБ. Видно, что на смоделированном экспериментальном профиле слои не разрешаются и выглядят как один толстый слой с неоднородной по толщине концентрацией. Заметен также и сдвиг смоделированного профиля относительно исходного. Восстановленный профиль ближе к истинному, на

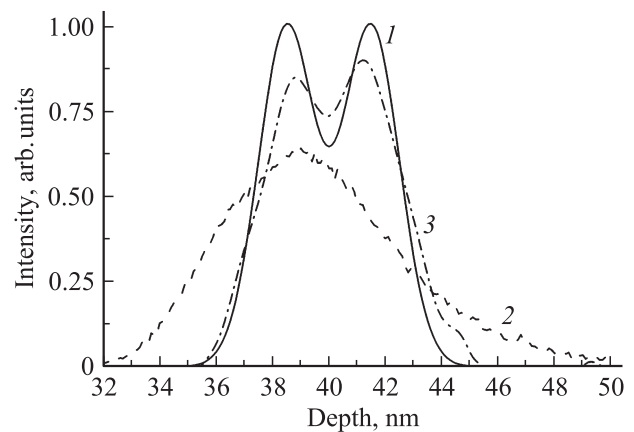


Рис. 1. Восстановление модельного профиля, заданного в виде двух гауссианов: 1 — исходный профиль, 2 — смоделированный экспериментальный, 3 — восстановленный.

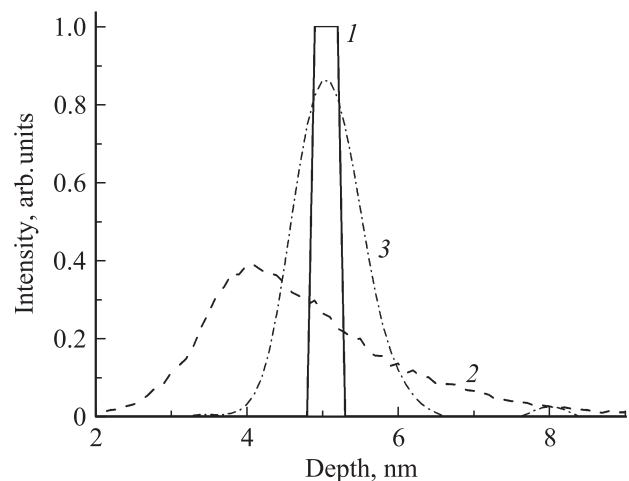


Рис. 2. Восстановление модельного профиля тонкого слоя. 1 — исходный профиль, 2 — смоделированный экспериментальный, 3 — восстановленный.

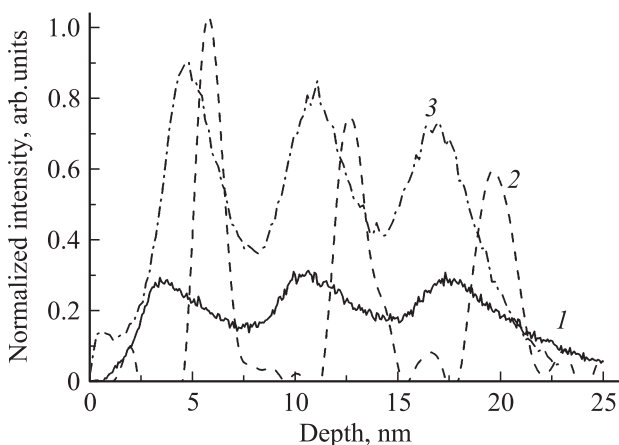
нем различимы два слоя. Таким образом, восстановление в ряде случаев позволяет существенно повысить информативность метода.

Некоторые количественные характеристики возможностей алгоритма можно продемонстрировать на примере восстановления тонкого одиночного слоя. На рис. 2 приведены результаты восстановления профиля концентрации слоя толщиной 0.4 нм. Глубина залегания слоя была задана равной 5 нм. Параметры модели MRI:  $L_m = 1.1$  нм,  $\sigma = 0.6$  нм,  $\lambda = 0.3$  нм. К смоделированному экспериментальному профилю добавлен шум с  $\text{SNR} = 24$  дБ. В данном случае восстановление позволило уменьшить полную ширину на полувысоте (ПШПВ) пика слоя с 2.2 до 1.1 нм. Интенсивность пика в максимуме увеличилась с 0.39 до 0.86. Эти значения характеризуют выигрыш в разрешении по глубине, полученный при проведении процедуры восстановления. Уменьшение ПШПВ пика слоя и увеличение интенсивности в

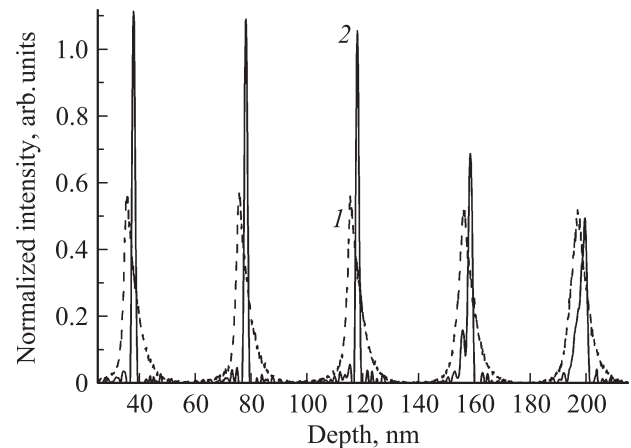
максимуме в 2 раза согласуется с результатами по восстановлению тонких слоев итерационным алгоритмом с регуляризацией по методу Миллера [6].

На рис. 2 отчетливо виден сдвиг смоделированного экспериментального профиля относительно исходного. Учет этого сдвига проводился при восстановлении по описанному ранее методу. Видно, что положение максимума пика сдвинулось с 4.1 нм для смоделированного экспериментального профиля до 5 нм для восстановленного. При этом максимум восстановленного профиля совпадает с центром исходного слоя, что говорит о корректности учета сдвига при восстановлении. Учет сдвига позволяет избежать погрешности в определении глубины залегания слоя. Для структур с залегающими близко к поверхности тонкими слоями величина этой погрешности может превышать 20%, что недопустимо при определении толщины туннельно-прозрачного барьера.

Работа алгоритма с экспериментальными данными рассмотрена на примере восстановления профиля полупроводниковых гетероструктур SiGe/Si. На рис. 3 приведены экспериментальные профили выхода вторичных ионов Ge в зависимости от глубины травления для структуры A1 с тремя  $\delta$ -слоями Ge в Si, выращенной методом молекулярно-лучевой эпитаксии при низкой температуре с подавлением процессов сегрегации и диффузии. Профили получены при энергиях распыляющих ионов Cs<sup>+</sup> с энергией 2 кэВ (быстрое травление с низким разрешением) и 0.5 кэВ (медленное травление с повышенным разрешением). Приведен также профиль, восстановленный из эксперимента при 2 кэВ. Заметно существенное различие между экспериментальными профилями, полученными при разных энергиях распыляющих ионов. Максимум сигнала от верхнего слоя сдвинут к поверхности на разную величину, что подтверждает возникновение сдвига при послойном анализе. Величина сдвига растет с увеличением энергии распы-



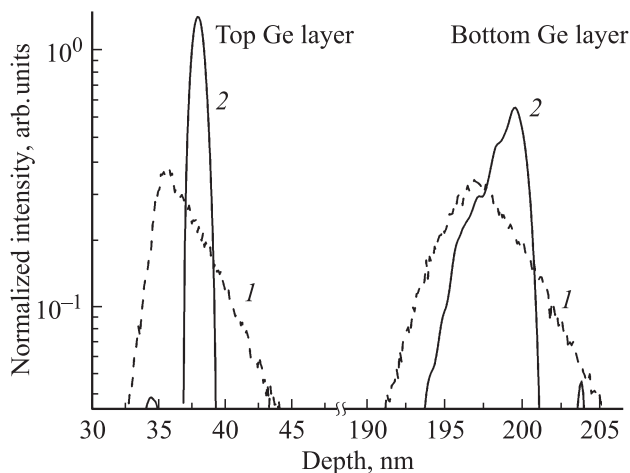
**Рис. 3.** Восстановление профиля распределения Ge по глубине в структуре A1. Экспериментальные профили получены при различной энергии распыляющих ионов. 1 — эксперимент 2 кэВ, 2 — восстановленный профиль, 3 — эксперимент 0.5 кэВ.



**Рис. 4.** Восстановление профиля распределения Ge по глубине в структуре A2. 1 — эксперимент, 2 — восстановленный профиль. Для лучшего отображения профилей в одном масштабе интенсивность восстановленного профиля уменьшена в 2 раза.

ляющих ионов. На основе сравнения экспериментальных профилей с восстановленным можно полагать, что метод позволяет восстановить профиль до уровня, даже лучше, чем прямые данные эксперимента при 0.5 кэВ. Восстановление также позволяет учесть сдвиг, который не исчезает при использовании низкоэнергетических ионов. Эти результаты важны, в частности, при исследовании толстых структур. Можно существенно уменьшить время эксперимента, используя более высокие скорости травления высокоэнергетичными ионами и последующую процедуру восстановления.

Метод также применим для анализа процессов сегрегации и диффузии в полупроводниковых гетероструктурах. На рис. 4 приведен экспериментальный профиль распределения Ge в структуре A2 с 5 слоями по 3 монослоя Ge в Si. Слои были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии. Температура роста слоев менялась от 700°C для ближнего к подложке (крайний правый на рис. 4) до 365°C для верхнего слоя. Распыление проводилось ионами Cs<sup>+</sup> с энергией 2 кэВ, параметры ФР для этого режима:  $L_m = 2.3$  нм,  $\sigma = 1.6$  нм,  $\lambda = 0.3$  нм. На экспериментальном профиле различие между пиками слоев, выращенных при различных температурах, небольшое, из-за того, что уширение и сдвиг при послойном анализе, по-видимому, сравнимы с длиной сегрегации Ge в Si при этих температурах. В этом случае невозможно надежно дать количественную оценку сегрегации Ge. На рис. 4 также приведен восстановленный профиль распределения Ge. Для лучшего отображения профилей в одном масштабе значения интенсивностей на восстановленном профиле уменьшены в 2 раза. Видно, что восстановление позволяет уменьшить влияние экспериментального искажения профилей и выделить уширение, связанное с сегрегацией в процессе роста. Для наглядности на рис. 5 приведены экспериментальный и восстановленный профили



**Рис. 5.** Фрагмент изображения экспериментального и восстановленного профилей распределения Ge по глубине в структуре А2. Верхний слой выращен при температуре 365°C, нижний — при температуре 700°C. 1 — эксперимент, 2 — восстановленный профиль.

для верхнего и нижнего слоев Ge. Восстановленный профиль слоя, выращенного при 365°C, почти симметричен, что говорит о незначительной сегрегации Ge при этой температуре. Восстановленный профиль для слоя, выращенного при 700°C, заметно размыт в сторону поверхности, и по его экспоненциальному хвосту можно легко оценить длину сегрегации Ge в Si:  $l_{seg}(700^\circ\text{C}) \approx 2.1$  нм.

#### 4. Заключение

В ходе работы реализованы алгоритмы решения прямой и обратной задач послойного анализа. Подробно обсуждены детали применения метода регуляризации Тихонова к решению обратной задачи интегрального уравнения свертки в фурье-пространстве. Метод восстановления профилей концентрации реализован с учетом физических особенностей послойного анализа ионным распылением. Сдвиг экспериментального профиля при восстановлении проводится путем совместного решения прямой и обратной задач послойного анализа, что не требует дополнительных измерений. Разработанный алгоритм протестирован как на смоделированных, так и на экспериментальных профилях. Было показано, что предложенный подход позволяет повысить информативность послойного анализа и разрешение метода по глубине. В ряде случаев восстановление с учетом сдвига экспериментального профиля позволяет избежать существенных систематических погрешностей при определении глубины залегания тонких слоев. Использование предложенного метода восстановления может значительно сократить время эксперимента при сохранении аналогичного разрешения по глубине. Также показано, что метод может быть применен для более точного количественного анализа процессов сегрегации и диффузии в полупроводниковых гетероструктурах.

Работа поддержана программами Российской академии наук, грантом РФФИ № 12-02-00548, и госконтрактом Министерства образования и науки России № 16.552.11.7007.

#### Список литературы

- [1] М.Н. Дроздов, Ю.Н. Дроздов, Д.Н. Лобанов, А.В. Новиков, Д.В. Юрасов. *ФТП*, **44** (3), 418 (2010).
- [2] S. Hofmann. *Rep. Progr. Phys.*, **61**, 827 (1998).
- [3] B. Gautier, R. Prost, G. Prudon, J.C. Dupuy. *Surf. Interface Anal.*, **24**, 733 (1996).
- [4] B. Gautier, R. Prost, G. Prudon, J.C. Dupuy. *Surf. Interface Anal.*, **25**, 464 (1997).
- [5] B. Gautier, G. Prudon, J.C. Dupuy. *Surf. Interface Anal.*, **26**, 974 (1998).
- [6] F. Boulsina, M. Berrabah, J.C. Dupuy. *Appl. Surf. Sci.*, **255**, 1946 (2008).
- [7] J.W. Lee, K.J. Kim, H.K. Kim, D.W. Moon. *J. Surf. Anal.*, **10** (1), 16 (2003).
- [8] В.И. Шашкин, А.В. Мурель, В.М. Данильцев, О.И. Хрыкин. *ФТП*, **36** (5), 537 (2002).
- [9] Ю.Н. Дроздов, М.Н. Дроздов, А.В. Новиков, П.А. Юнин, Д.В. Юрасов. *Тр. докл. 15-го Междунар. симп. „Нанозлектроника и наноэлектроника“* (Н.Новгород, Россия, 2011) т. 2, с. 450.
- [10] А.Н. Тихонов, А.В. Гончарский, В.В. Степанов, А.Г. Ягола. *Численные методы решения некорректных задач* (М., Наука, 1990).

Редактор Т.А. Полянская

#### The way of differential shift accounting in the deconvolution of semiconductor heterostructures SIMS depth profiles

P.A. Yunin, Yu.N. Drozdov, M.N. Drozdov, A.V. Novikov, D.V. Yurasov

Institute for Physics of Microstructures,  
Russian Academy of Sciences,  
603950 GSP-105, Nizhny Novgorod, Russia

**Abstract** In this paper the way of the secondary ion mass spectrometry (SIMS) depth profiling direct and inverse problems solution is studied. The advantages of solving the ill-posed inverse problem in the Fourier space using a Tikhonov regularization method are discussed. Special attention is paid to the differential shift accounting in the deconvolution of SIMS depth profiles. The account of the differential shift is obtained due to simultaneous solving of the direct and inverse problems. The proposed deconvolution algorithm is tested on several theoretical and real structures. It is shown that the algorithm can increase SIMS depth profiling informativity and depth resolution. The implemented shift accounting method allows to avoid significant systematic errors of thin near-surface layers position determination.