

БЕЛОРУССКИЙ ГОСУДАРСТВЕННЫЙ УНИВЕРСИТЕТ

Выпускная работа по
«Основам информационных технологий»

Магистрант

кафедры физической электроники

факультета радиофизики и электроники

Конопляник Иван Владимирович

Руководители:

доктор физико-математических наук, профессор

Комаров Фадей Фадеевич,

ст. преподаватель

Кожич Павел Павлович

Минск – 2008 г.

ОГЛАВЛЕНИЕ

ОГЛАВЛЕНИЕ	2
СПИСОК УСЛОВНЫХ ОБОЗНАЧЕНИЙ.....	3
РЕФЕРАТ НА ТЕМУ “ПРИМЕНЕНИЕ ИТ В ЗАДАЧАХ ПОСЛОЙНОГО АНАЛИЗА МНОГОКОМПОНЕНТНЫХ СИСТЕМ”	4
ВВЕДЕНИЕ	4
ГЛАВА 1 МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА.....	6
1.1 Кинематика обратного рассеяния.....	6
1.2 Сечение рассеяния	8
1.3 Торможение ионов	10
1.4 Параметр энергетических потерь, переход от шкалы энергий к шкале глубин.....	13
ГЛАВА 2 СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ПРОГРАММНЫХ ПАКЕТОВ ДЛЯ ПОСЛОЙНОГО АНАЛИЗА МНОГОКОМПОНЕНТНЫХ СТРУКТУР.....	15
2.1 Расшифровка аппаратурных спектров по средствам программы HEAD 6.....	15
2.2 Расшифровка аппаратурных спектров по средствам программы QUARK	17
2.3 Расшифровка аппаратурных спектров по средствам программы SIMNRA	20
ЗАКЛЮЧЕНИЕ.....	22
СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ	23
ИНТЕРНЕТ РЕСУРСЫ	24
ЛИЧНЫЙ САЙТ	26
ГРАФ НАУЧНЫХ ИНТЕРЕСОВ	27
ПРИЛОЖЕНИЕ	28
СЛАЙДЫ ПРЕЗЕНТАЦИИ МАГИСТЕРСКОЙ РАБОТЫ	28

СПИСОК УСЛОВНЫХ ОБОЗНАЧЕНИЙ

RBS	Retherford back scattering
POP	Резерфордское обратное рассеяние (POP)
ОС	Операционная система
ПО	Программное обеспечение

РЕФЕРАТ НА ТЕМУ “ПРИМЕНЕНИЕ ИТ В ЗАДАЧАХ ПОСЛОЙНОГО АНАЛИЗА МНОГОКОМПОНЕНТНЫХ СИСТЕМ”

ВВЕДЕНИЕ

Задача точного определения состава образца по глубине всегда представляла глубочайший интерес для исследователей в области электроники. Все современные приборы представляют собой многокомпонентные сложноорганизованные структуры как по своей топологии, так и по организации отдельно взятых элементов. Ввиду того, что в соответствии с законом Мура (удваивание количества элементов на кристалле каждые 5 лет), количество элементов на кристалле увеличивается, то и размеры отдельно взятых компонентов сокращаются. Что в свою очередь приводит к необходимости точного контроля качества данных элементов на стадии проектирования, создания первых пробных образцов и, само собой, на стадии промышленного изготовления.

На сегодняшний день существует ряд аналитических методов, позволяющих определять с высокой чувствительностью не только содержание атомов различных химических элементов, но и их распределение по глубине. Однако наибольшее распространение среди них получили масс-спектрометрия вторичных ионов, Оже-электронная спектроскопия и обратное рассеяние быстрых ионов (Резерфордское обратное рассеяние, Rutherford backscattering – ROP/RBS) [1, 2].

Среди методов послойного анализа поверхности особое место занимает ROP, что обусловлено рядом причин:

- метод позволяет определять профили распределения концентрации атомов в мишени без разрушения образца;
- простотой установки, за исключением ускорителя, обеспечивающего коллимированный пучок частиц с энергиями порядка нескольких мегаэлектронвольт (обычно это ионы $^4\text{He}^+$);
- количественная интерпретация полученных данных (спектров RBS) достаточно проста, ввиду того, что рассматривается классическая теория рассеяния в центральном поле;
- возможность определения нескольких химических элементов в образце;
- использование эффекта каналирования с RBS позволяет получать уникальную информацию о расположении атомов легирующей примеси кристаллической решетки, профилях распределения радиационных дефектов в ионно-легированных слоях и нарушениях структуры приповерхностных слоев кристалла.

Использование ИТ для восстановления аппаратных спектров РОР и анализа полученных результатов представляет глубочайший интерес по ряду причин:

- в силу достаточно трудоёмких математических выкладок и расчётов определения фазового состава многокомпонентных структур единственным возможным вариантом является использование компьютерной техники в сочетании с необходимым ПО;
- в связи с необходимостью достаточно быстрого решения поставленных задач на анализ образцов необходимо использовать аппаратную часть компьютера по возможности на 100%;
- ввиду наличия различного рода флуктуаций в ходе эксперимента необходимо иметь возможность быстрой перестройки системы анализа (по средствам введения или изменения корректирующих множителей).

Таким образом, использование РОР в качестве контролирующего метода при анализе экспериментальных спектров неразрывно связано с совершенствованием как аппаратной части самих установок РОР и компьютерной базы, так и с совершенствованием алгоритмов решения математических уравнений средствами ПО. Или другими словами, создание новых элементов электронной базы невозможно без постоянного улучшения программных продуктов анализа.

ГЛАВА 1 МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Для понимания сущности необходимости использования ПО в ходе анализа РОР спектров в данной главе предоставлена краткая теоретическая база с рядом математических выкладок метода Резерфордского обратного рассеяния.

1.1 Кинематика обратного рассеяния

На исследуемый образец под углом φ_1 направляется хорошо коллимированный пучок ионов с энергией E_0 (Рис. 1.). На некоторой глубине x в образце ионы испытывают упругое рассеяние, в результате чего изменяют направление своего движения на угол θ . Детектор регистрирует ионы, вылетающие с энергией E_1 под углом φ_2 относительно нормали к поверхности.

Основные закономерности процесса обратного рассеяния можно выяснить, если рассмотреть элементарный акт упругого соударения налетающего иона со свободным атомом. В результате такого соударения ион изменяет направление своего движения на угол θ и отлетает от атома со скоростью v_1 . Атом-мишень при этом получает импульс в направлении, определяемом углом отдачи Φ (рис. 2.).

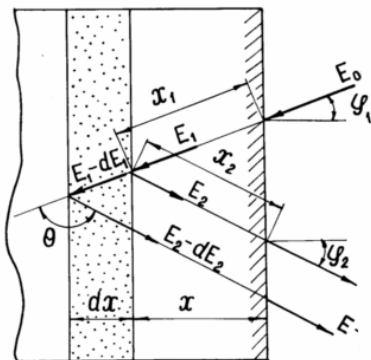


Рис. 1. Схема обратного рассеяния ионов в образце.

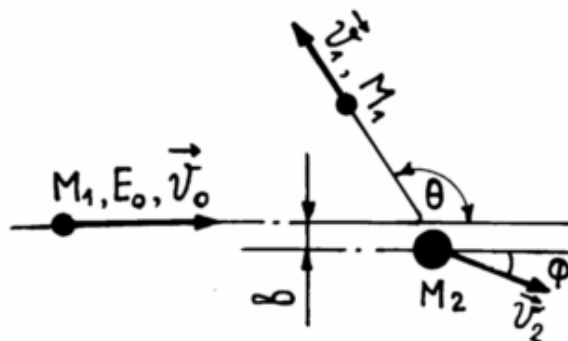


Рис. 2. Упругое соударение иона с изолированным атомом

Соотношение между энергией налетающего иона и его энергией после соударения устанавливается, исходя из законов сохранения энергии и импульса:

$$\begin{aligned} M_1 v_0^2 &= M_1 v_1^2 + M_2 v_2^2, \\ M_1 v_0 &= M_1 v_1 \cos \theta + M_2 v_2 \cos \Phi, \quad (1.1) \\ M_1 v_1 \sin \theta - M_2 v_2 \sin \Phi &= 0. \end{aligned}$$

Решение этой системы уравнений позволяет найти отношение скоростей иона до и после столкновения:

$$\frac{v_1}{v_0} = \frac{[\pm(M_2^2 - M_1^2 \sin^2 \theta)^{1/2} + M_1 \cos \theta]}{(M_1 + M_2)}. \quad (1.2)$$

Если $M_1 < M_2$, первое слагаемое в квадратных скобках следует брать со знаком плюс.

Величина K , представляющая собой отношение энергии налетающего иона после соударения к его энергии перед соударением, называется *кинематическим коэффициентом*.

$$K = \frac{E_1}{E_0}. \quad (1.3)$$

Из (1.2) при $M_1 < M_2$ можно получить:

$$K = \left[\frac{M_1 \cos \theta + (M_2^2 - M_1^2 \sin^2 \theta)^{1/2}}{M_1 + M_2} \right]^2. \quad (1.4)$$

С помощью выражения (1.3) определяется максимальная энергия, которую имеют ионы, испытавшие обратное рассеяние на атомах, принадлежащих поверхности образца. Формула для случая рассеяния ионов атомами, находящимися в глубине образца, имеет вид

$$E_2 = KE_1. \quad (1.5)$$

Кинематический коэффициент зависит от соотношения масс налетающего иона и атома-мишени и от угла рассеяния. С увеличением массы атома рассеивателя величина кинематического коэффициента возрастает, приближаясь к 1 при $M_2 \rightarrow \infty$. Зависимость K от угла рассеяния для атомов ряда химических элементов приведена на Рис.3. Наименьшая величина кинематического коэффициента достигается при рассеянии ионов назад ($\theta=180^\circ$):

$$K_{\min} = \left(\frac{M_2 - M_1}{M_1 + M_2} \right)^2. \quad (1.6)$$

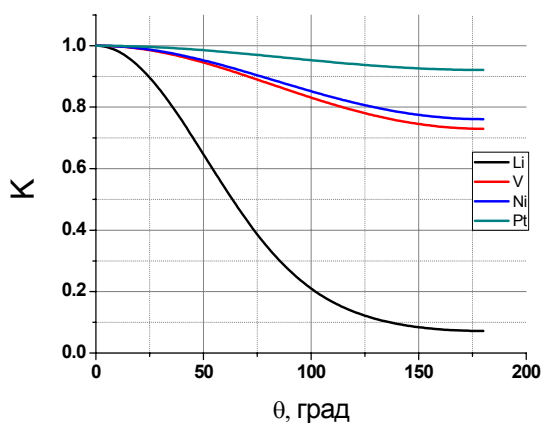


Рис. 3. Кинематический коэффициент при рассеянии ионов He^+ атомами Li, V, Ni, Pt.

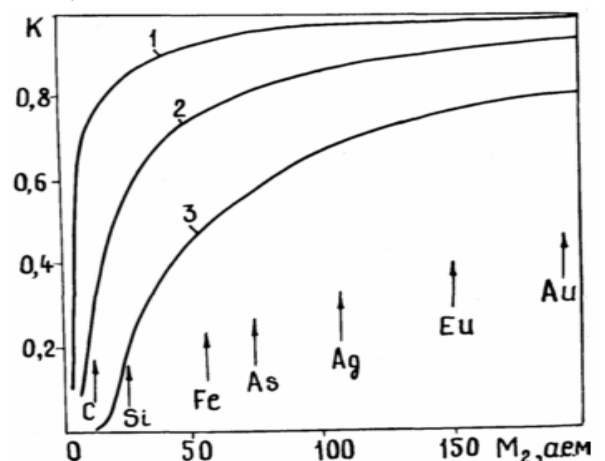


Рис. 4. Зависимость кинематического коэффициента для протонов (1), ионов He^+ (2) и C^+ (3) от массового числа атомов ($\theta=160^\circ$) [2]

Измеряя энергию рассеянных ионов и угол рассеяния, можно определить (используя 1.3 -1.5) массу рассеивающего атома в том случае, если известны величины E_0 и M_1 . Это положено в основу использования метода RBS для определения элементного состава.

В том случае, когда в состав образца входят атомы двух химических элементов, имеющие массу соответственно M_i и M_j (для определённости положим $M_i < M_j$), найти массу возможно при условии: разность граничных энергий $E_i = K_i E_0$ и $E_j = K_j E_0$ достаточно велика и может быть измерена детектором с энергетическим разрешением δE_d :

$$\Delta E_{ij} = (K_i - K_j) E_0 > \delta E_d. \quad (1.7)$$

Из совместного рассмотрения Рис. 3 и Рис. 4 следует, что для увеличения ΔE_{ij} необходимо в эксперименте выбирать угол θ , близкий к 180° , и использовать более тяжёлые ионы с большей начальной энергией.

1.2 Сечение рассеяния

Основной характеристикой процесса упругого рассеяния ионов является дифференциальное сечение, равное отношению числа ионов, упруго рассеянных в единицу времени в единичный телесный угол, к потоку падающих ионов. Явный вид дифференциального сечения определяется характером сил взаимодействия между ионом и атомом мишени. При больших углах рассеяния рассеивающее поле является кулоновским, и дифференциальное сечение определяется формулой Резерфорда:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{Z_1 Z_2 e^2}{2E \sin^2 \theta} \right)^2 \cdot \frac{(\cos \theta + [1 - (M_1 / M_2 \sin \theta)^2]^{1/2})^2}{[1 - (M_1 / M_2 \sin \theta)^2]^{1/2}}, \quad (1.8)$$

где $d\Omega = 2\pi \theta d\theta$ - элемент телесного угла.

Для более упрощённых выкладок можно использовать примерное равенство [3]:

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = 1,29593 \left(\frac{Z_1 Z_2}{E} \right)^2 \left(\frac{1}{\sin^4(\theta/2)} - 2 \left(\frac{M_1}{M_2} \right)^2 + \dots \right), \quad [\text{mb/sr}]$$

где $1 \text{ b} = 10^{-24} \text{ см}^2$, а энергия выражена в МэВ.

В эксперименте непосредственно измеряется выход обратнорассеянных ионов. В случае, когда образец достаточно тонкий, энергия падающих ионов фиксирована и детектор регистрирует все ионы, рассеянные на заданный угол θ , выход пропорционален полному сечению σ :

$$Y = \sigma(\theta, E) D N t d\Omega, \quad (1.9)$$

где $\sigma = \int (d\sigma / d\Omega) d\Omega$, D - полное число ионов, падающих на образец, Nt - слоевая концентрация атомов.

Таблица 1. Дифференциальное сечение для случая рассеяния ионов гелия с энергией 1МэВ атомами ряда химических элементов (10^{-24} см²/ср)

Элемент	Z_2	θ^* , град			
		120	140	160	170
Si	14	1,765	1,262	1,039	0,9904
V	23	4,841	3,483	2,882	2,75
Ni	28	7,187	5,174	4,283	4,089
Pt	78	56,041	40,421	33,503	31,996

Отметим некоторые особенности, вытекающие из анализа (1.8):

- Сечение рассеяния пропорционально Z_1 , причём во второй степени. Таким образом, при прочих равных условиях, выход обратно рассеянных ионов гелия в четыре раза больше, чем для протонов.
- Сечение так же пропорционально Z_2 , причём снова в квадрате. Значит, при использовании одинаковых экспериментальных условий, выход обратнорассеянных ионов для случая тяжёлых атомов выше, чем для лёгких.
- Сечение обратно пропорционально начальной энергии. Следовательно, при прочих равных условиях, выход возрастает при использовании более малых энергий.
- Сечение сильно зависит от угла рассеяния θ . Выход обратнорассеянных ионов быстро уменьшается с увеличением угла θ . Следовательно, только малая часть падающих ионов рассеивается в образце на большие углы.
- Сечение зависит только от полярного угла рассеяния θ и не зависит от азимутального угла Φ . Что позволяет располагать детектор в любой плоскости, проведённой через направление падающего пучка ионов.

Известно, что в общем случае сечение рассеяния состоит из трёх частей: Резерфордовского, ядерного потенциального и ядерного резонансного. При достаточно высокой энергии налетающих ионов влияние последних становится существенным. При энергии выше кулоновского барьера имеет место отклонение от закона кулоновского (Резерфордовского) рассеяния. Наличие резонансов при некоторых энергиях ионов также усложняет расчет сечения для лёгких атомов. Ниже кулоновского барьера электрическое поле ядра-мишени экранируется атомными электронами и сечение рассеяния уменьшается по сравнению с рассчитанным и по формуле Резерфорда. В результате теоретических и экспериментальных исследований было установлено, что величина эффекта экранирования сильно зависит от электрического заряда налетающего иона и атома-мишени, угла рассеяния и энергии падающих на образец ионов.

Так, в [1] было указано следующее соотношение между истинным сечением и сечением $\sigma(\theta)$, полученным по формуле Резерфорда $\sigma_R(\theta)$:

$$\sigma(\theta) = \sigma_p(\theta) f_{\text{экр}}(E, \theta),$$

где $f_{\text{экр}}(E, \theta)$ – функция экранирования,

$$f_{\text{экр}}(E, \theta) = 1 - b \frac{Z_1 Z_2 (Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})^{1/2}}{E} \left[(1 - c) + \frac{c}{\sin \frac{\theta}{2}} \right],$$

где b и c – коэффициенты, зависящие от вида потенциала. В частности для потенциала Томаса – Ферми коэффициент c равен 0,3, коэффициент b составляет 4,9

1.3 Торможение ионов

Когда ускоренный ион движется в твёрдом теле, он взаимодействует раздельно с атомами и электронами вещества, в результате чего его энергия уменьшается. Соответственно различают два механизма энергетических потерь: ядерные (упругие) столкновения, при которых энергия иона передаётся атомам образца, и электронные (неупругие) столкновения, при которых происходит ионизация и возбуждение электронных оболочек атомов. Относительный вклад этих механизмов в общие энергетические потери зависит от энергии и атомного номера налетающего иона: при малых энергиях и больших Z_1 преобладает ядерное торможение, тогда как при больших E_0 и малых Z_1 – электронное.

Основной характеристикой торможения является сечения $\varepsilon(E)$, которое представляет собой удельные потери энергии, рассчитанные на один атом, находящийся на 1 см^2 поверхности образца, и измеряемые в единицах $\text{ЭВ/ат}\cdot\text{см}^{-2}$. Тормозная способность вещества в свою очередь характеризуется средними удельными потерями энергии ионов и определяется через сечение торможения

$$S(E) = \varepsilon(E)N = S_{\text{яд}}(E) + S_{\text{эл}}(E).$$

При энергиях ионов, обычно используемых в спектрометрии обратного рассеяния ($\sim 1 \text{ МэВ}$), $S_{\text{яд}}(E) \ll S_{\text{эл}}(E)$. Электронная тормозная способность при относительно невысоких энергиях ионов рассчитывается по формуле, полученной Линдхардом:

$$S_{\text{эл}}(E) = k\varepsilon^{1/2}.$$

Здесь

$$\varepsilon = a_{\text{ТФ}} M_2 E / Z_1 Z_2 e^2 (M_1 + M_2)$$

$$k = 0,073 \frac{Z_1^{1/2} Z_2^{1/2}}{(Z_1^{2/3} + Z_2^{2/3})^{3/4}} \frac{M_1 + M_2}{M_1^{1/2} + M_2^{1/2}} \xi,$$

где ξ – величина, равная 1 – 2 и изменяющаяся как $Z_1^{1/6}$. Последняя формула справедлива в случаях, когда $v < v_0 Z_1^{2/3}$.

Электронное торможение преобладает при $\varepsilon > 3$ и в достаточно широком интервале скоростей пропорционально скорости иона. При ещё больших

энергиях тормозная способность проходит через максимум, а затем уменьшается по закону ε^{-1} . Для протонов этот максимум достигается при энергиях 80 – 150 кэВ, для ионов гелия – 0,4 – 1,2 МэВ.

Зависимость $S(\varepsilon)$ не является универсальной для любой комбинации налетающий ион+атом-мишень. Для большинства комбинаций значения k лежат в интервале 0,1 – 0,25.

При высокой энергии первичного иона, когда его скорость превышает скорость орбитальных электронов, тормозная способность может быть рассчитана по известной формуле Бёте-Блоха:

$$S_{\text{вн}}(E) = \frac{4\pi Z_1^2 e^4}{mv^2} NZ_2 \ln \frac{2mv^2}{\bar{I}}, \quad (1.10)$$

где \bar{I} – средний потенциал возбуждения атомов образца.

Энергетическая зависимость тормозной способности для протонов и ионов гелия представлена на Рис. 5.

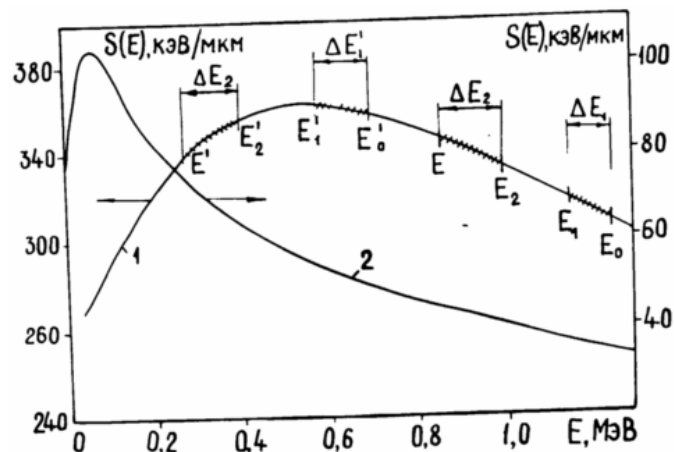


Рис. 5. Тормозная способность ионов He^+ (1) и протонов (2) в кремнии.

Удельные энергетические потери не зависят от зарядового состояния налетающих ионов. Они также не зависят от массы ионов (при одинаковых Z_1) и определяются только их скоростью. Энергетические потери немонотонно зависят от порядкового номера налетающих ионов. По мере роста энергии налетающих ионов увеличивается число электронов на атомных оболочках, участвующих в передаче энергии, и величина эффекта Z_2 осцилляции уменьшается.

Связь между энергией иона и глубиной его проникновения в образец устанавливается из соотношения

$$x = \int_{E_0}^E dE / S(E).$$

Заметим, что если проинтегрировать это выражение от начальной энергии до нуля, можно получить полный пробег иона в образце.

Отсутствие простых аналитических, описывающих поведение энергетических потерь в широком диапазоне энергий, включая промежуточные,

где торможение максимально, привело к появлению большого количества эмпирических формул.

Одна из таких формул предложена Ц. Вареласом и др.:

$$\varepsilon^{-1} = \varepsilon_n^{-1} + \varepsilon_e^{-1}, \quad (1.11)$$

где ε_n и ε_e – сечение торможения соответственно при низкой и высокой энергиях ионов.

Для ионов гелия с начальными энергиями и наиболее часто встречающимися в спектрометрии обратного рассеяния $1 \text{ МэВ} \leq E_0 \leq 10 \text{ МэВ}$ сечения торможения рассчитываются с помощью выражений

$$\begin{aligned} \varepsilon_n &= A_1 E_0^{A_2}, \\ \varepsilon_e &= (A_3 / E_0) \ln[1 + (A_4 / E_0) + (A_5 / E_0)]. \end{aligned} \quad (1.12)$$

Здесь E_0 измеряется в МэВ, ε – в эВ/10¹⁵ ат·см⁻².

Формулы (1.11) и (1.12) описывают экспериментальные данные по торможению с точностью до 10%. Коэффициенты $A_1 - A_5$ для ряда одноатомных химических элементов приведены в Таблице 2. Подробные таблицы коэффициентов для протонов и ионов гелия можно найти в литературных материалах.

Таблица 2. Коэффициенты для вычисления сечений торможения ионов гелия.

Образец	A_1	A_2	A_3	A_4	A_5
Si	2,1	0,65	49,34	1,788	4,133
Ni	4,652	0,4571	80,73	22,0	4,952
Pt	4,68	0,5247	244,7	2,749	0,8962

С помощью табулированных данных тормозной способности определяется глубина залегания рассеянных атомов. При энергии ионов 1 МэВ существует расхождение между энергетическими и экспериментальными величинами энергетических потерь. Поэтому для увеличения точности следует обращаться к экспериментальным данным по потерям энергии. Для нахождения потерь энергии ионов в многокомпонентных образцах используется правило аддитивности торможения (правило Брэгга), согласно которому сечение торможения ионов для солекулы, имеющей состав $A_m B_n$, определяется выражением

$$\varepsilon(E)_{A_m B_n} = m_\varepsilon A(E) + n\varepsilon_B(E),$$

где $\varepsilon_A(E)$ и $\varepsilon_B(E)$ – сечение торможения для атомов химических элементов А и В. Тормозная способность смеси атомов, входящих в состав образца:

$$S(E) = \sum_{i=1}^n r_i S_i(E),$$

где n – число компонентов в смеси; r_i – отношение числа атомов i -ого сорта к общему числу атомов в образце; $S_i(E)$ – тормозная способность атомов i -ого сорта.

1.4 Параметр энергетических потерь, переход от шкалы энергий к шкале глубин

Энергию иона на глубине можно определить, если известна тормозная способность рассеивающей среды

$$E(x) = E_0 - \int_0^x S(E) dx. \quad (1.13)$$

В этом выражении необходимо перейти от энергетической зависимости тормозной способности к её зависимости от глубины. Переход осуществляется с помощью соотношения

$$dx = dE / S(E)$$

На малых глубинах образца тормозная способность изменяется незначительно, и её можно считать постоянной и равной $S(E)$. Тогда потери энергии иона, проникающего на глубину x , составляют

$$\Delta E_1 = xS(E_0) / \cos \varphi_1. \quad (1.14)$$

Соответственно энергия иона на глубине x определяется следующим образом:

$$E_1 = E_0 - S(E_0)x / \cos \varphi_1. \quad (1.15)$$

На глубине x образца ион, имеющий энергию E_1 , испытывает упругое рассеяние на атоме с массой M_2 на угол θ , в результате чего энергия иона становится равной $E_2 = KE_1$. Энергетические потери иона при его движении с глубины x к поверхности образца составляют:

$$\Delta E_2 = S(KE_0)x / \cos \varphi_2. \quad (1.16)$$

Энергия иона при его вылете из образца определяется выражением:

$$E = KE_1 - S(KE_0)x / \cos \varphi_2. \quad (1.17)$$

Разность энергии ионов, испытывающих обратное рассеяние на поверхности и в глубине x образца, определяет энергетическую ширину спектра и находится с помощью выражения

$$\Delta E(x) = KE_0 - E(x) = [S]x, \quad (1.18)$$

где

$$[S] = \frac{K}{\cos \varphi_1} S\{E_0\} + \frac{1}{\cos \varphi_2} S(KE_0).$$

Величина $[S]$ есть параметр энергетических потерь иона при его обратном рассеянии.

Аналогичным образом можно ввести в рассмотрение параметр сечений торможения иона

$$[\varepsilon] = \frac{K}{\cos \varphi_1} \varepsilon(E_0) + \frac{1}{\cos \varphi_2} \varepsilon(KE_0).$$

Для того, чтобы упростить обработку экспериментальных спектров обратного рассеяния, используется ряд приближений относительно торможения ионов.

ГЛАВА 2 СРАВНИТЕЛЬНЫЙ АНАЛИЗ ПРОГРАММНЫХ ПАКЕТОВ ДЛЯ ПОСЛОЙНОГО АНАЛИЗА МНОГОКОМПОНЕНТНЫХ СТРУКТУР

Как можно заметить из представленных выше теоретических выкладок метода POP является достаточно трудоёмким с позиции непосредственного вычисления даже в случаях самых простых двухкомпонентных систем.

2.1 Расшифровка аппаратурных спектров по средствам программы HEAD 6

Программный пакет HEAD 6 разработан сотрудником НИИ ПФП им. А.Н. Севченко (БГУ) [3]. Данный программный пакет был разработан в начале 90-ых годов, а значит, данная программа работает только как DOS-овское приложение. Имеет достаточно широкие функциональные возможности (как представления информации, так и послойного восстановления аппаратурных спектров). Интерфейс программы представлен на Рис. 6.

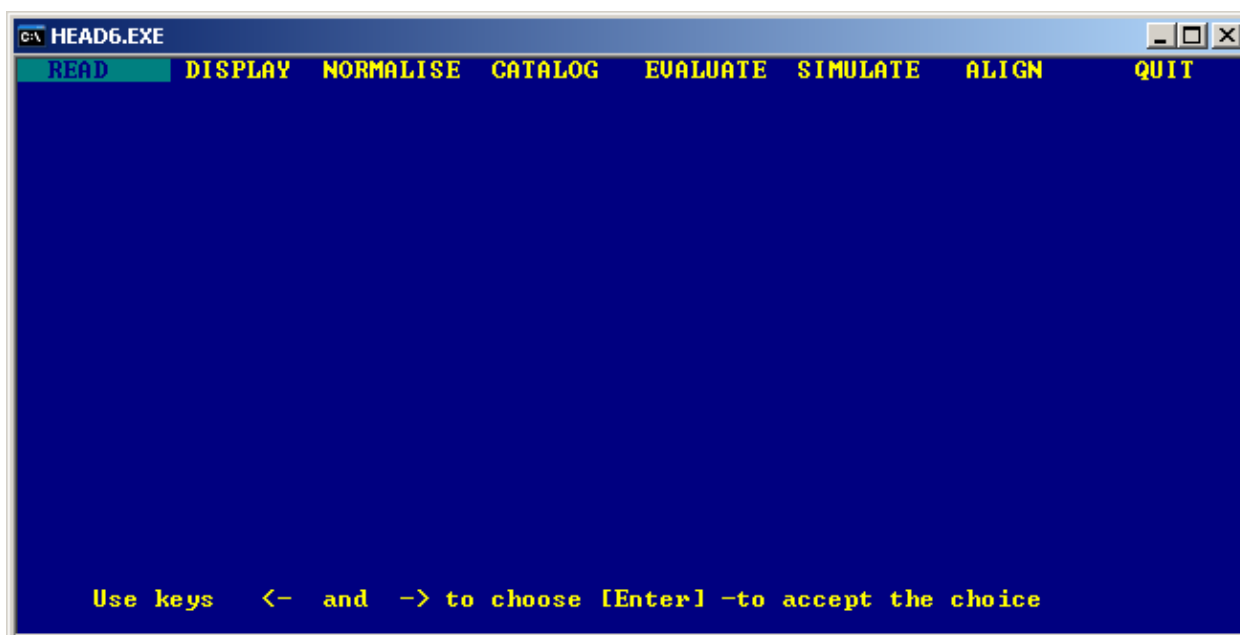


Рис. 6. Интерфейс программы HEAD 6.

Основным достоинством данной программы является то, что задание калибровочных точек для дальнейшего моделирования происходит не по линейному закону, а по четырем точкам тестовых образцов, что в свою очередь позволяет снизить аппаратную погрешность ввиду нелинейного задания энергий по каналам. Более того, как видно из Рис. 7 программный пакет позволяет задавать достаточно большое количество экспериментальных

параметров, по средствам изменения которых восстановленные аппаратурные спектры становятся более приближенными по своему виду к исходным экспериментальным образцам. Так же программа позволяет строить концентрационные профили химического состава мишени по глубине образца (Рис. 8) без каких бы то ни было дополнительных манипуляций с настройками системы. Попутно отметим, что восстановление спектров ведётся по средствам задания слоевой концентрации в процентах, а толщин в формате атом/см², что в свою очередь позволяет рассчитывать любой экспериментальный профиль без уточнения на данном этапе точный значений в принятых стандартных величинах, например, ангстремах.

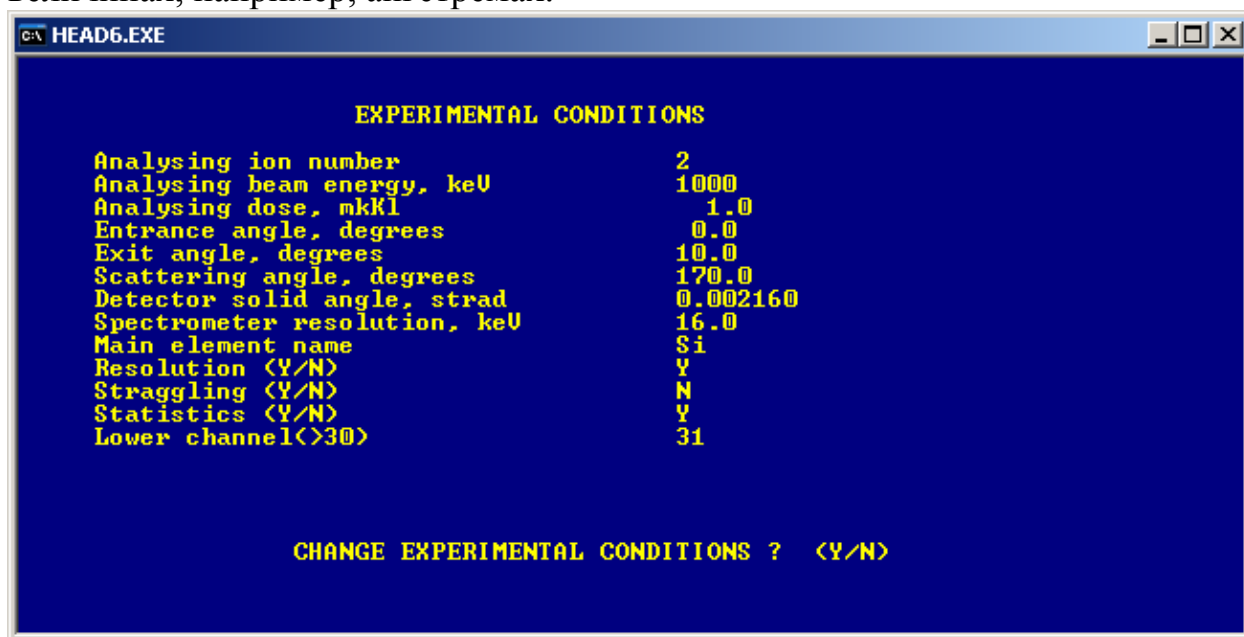


Рис. 7. Экспериментальные параметры HEAD 6.

В тоже время данный программный продукт обладает рядом недостатков. Основным недостатком вероятно является невозможность сохранения полученных результатов в отдельный файл, т.е. для переноса информации в сопутствующие программы, например, в Origin, необходимо в ручную переносить полученные данные. Так же отметим, что данная программа рассчитана на работу только с кремниевыми матрицами, что в вою очередь резко снижает диапазон применимости данного программного продукта ввиду того, что на сегодняшний день ведутся постоянные разработки всё новых образцов, схожих по своим параметрам с кремнием, но не являющихся им.

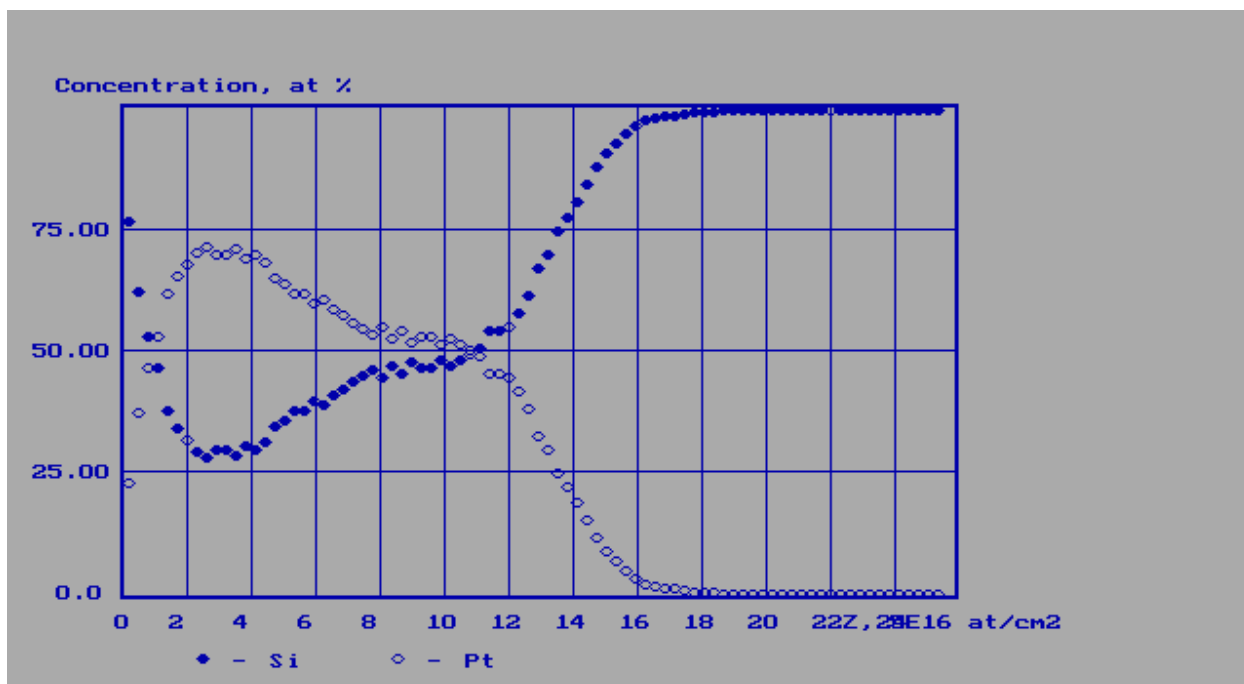


Рис. 8. Примерный концентрационный профиль распределения химических элементов по глубине, рассчитанный HEAD 6.

2.2 Расшифровка аппаратурных спектров по средствам программы QUARK

Одной из первых не коммерческих программ для послойного анализа РОР спектров стала программа QUARK, разработанная сотрудниками университета Онтарио (Канада) [4]. Отметим, что данный продукт пользуется сравнительно небольшой популярностью ввиду ограниченности своих возможностей. Но существует расширение данной программы QUARXPress, функциональные возможности которой значительно более широкие, однако данная программа является коммерческим продуктом, а, значит, его необходимо лицензировать. Ввиду отсутствия лицензии на QUARXPress данный программный пакет рассматриваться не будет.

Одним из основных достоинств (и в тоже время недостатком) данного программного продукта является задание слоёв в формате не слоевой концентрации (атом/см²), а в величинах толщины, удобной для понимания человеком – ангстремах (Å). Если подходить критически к данному программному продукту, то следует отметить непригодность для анализа многокомпонентных структур более 3 элементов, ввиду того, что для задания многокомпонентных структур необходимо задавать как процентное соотношение, так и величину плотности, что не всегда видится возможным (ввиду того, что тот же TRIM не всегда в точности рассчитывает значения плотности комбинированных элементов).

В тоже время, если не рассматривать сложные структуры для анализа, то данный продукт можно использовать в целом для изучения и понимания процесса рассеяния лёгких ионов от атомов мишени. Автору видится возможность использования именно этого программного продукта для проведения различного рода практических занятий для студентов технических специальностей схожего профиля.

Интерфейс программы представлен на Рис. 9. Диалоговое окно настройки представлено на Рис. 10.

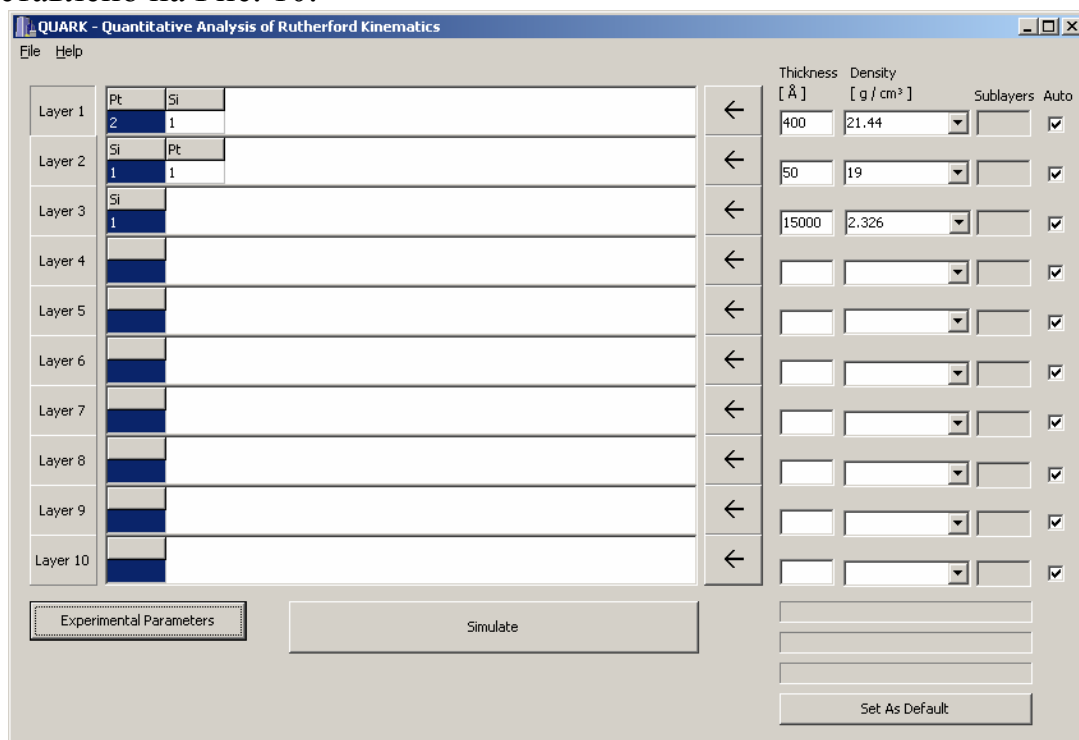


Рис. 9. Интерфейс программы QUARK.

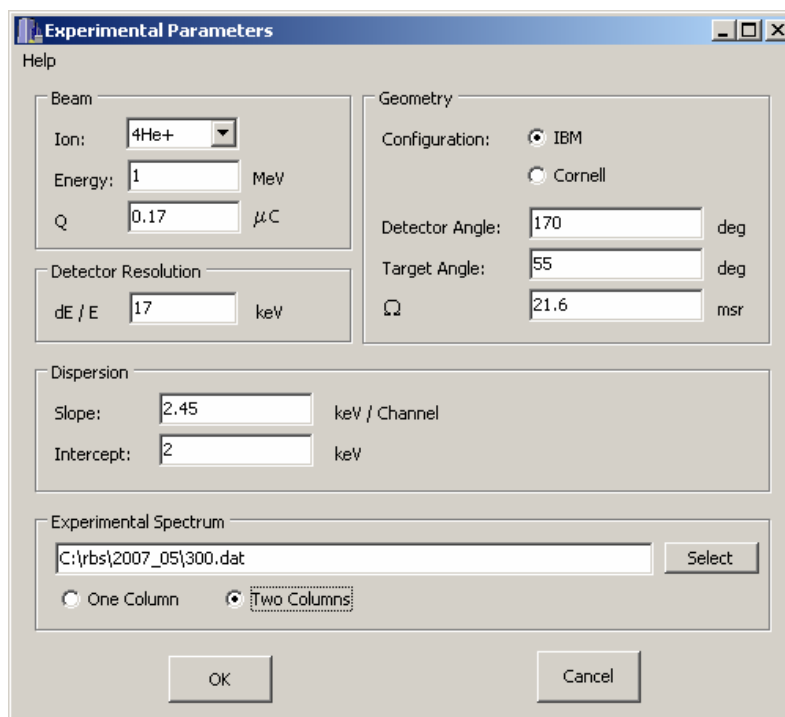


Рис. 10 Диалоговое окно настройки параметров эксперимента программы QUARK.

Как можно заметить, сравнивая Рис. 10 с Рис. 7, количество экспериментальных параметров, задаваемых в данном случае меньше, что в свою очередь приводит к внесению дополнительных погрешностей в ходе расчета, ввиду того, что для более точного восстановления аппаратного спектра необходимо учитывать и угол вылета ионов из мишени (изменение данного угла приводит к сглаживанию получаемых кривых на РОР спектре).

Более того, калибровка здесь линейная, что опять-таки является минусом данной программы, ввиду того, что сама величина выхода спектра РОР является величиной статистической и возможны различного рода флуктуации параметров.

В тоже время, данная программа обладает достаточно весомым плюсом – возможностью сохранения полученных результатов как в текстовых форматах (например, txt), так и в графических (примерный спектр в формате bmp представлен на Рис. 11).

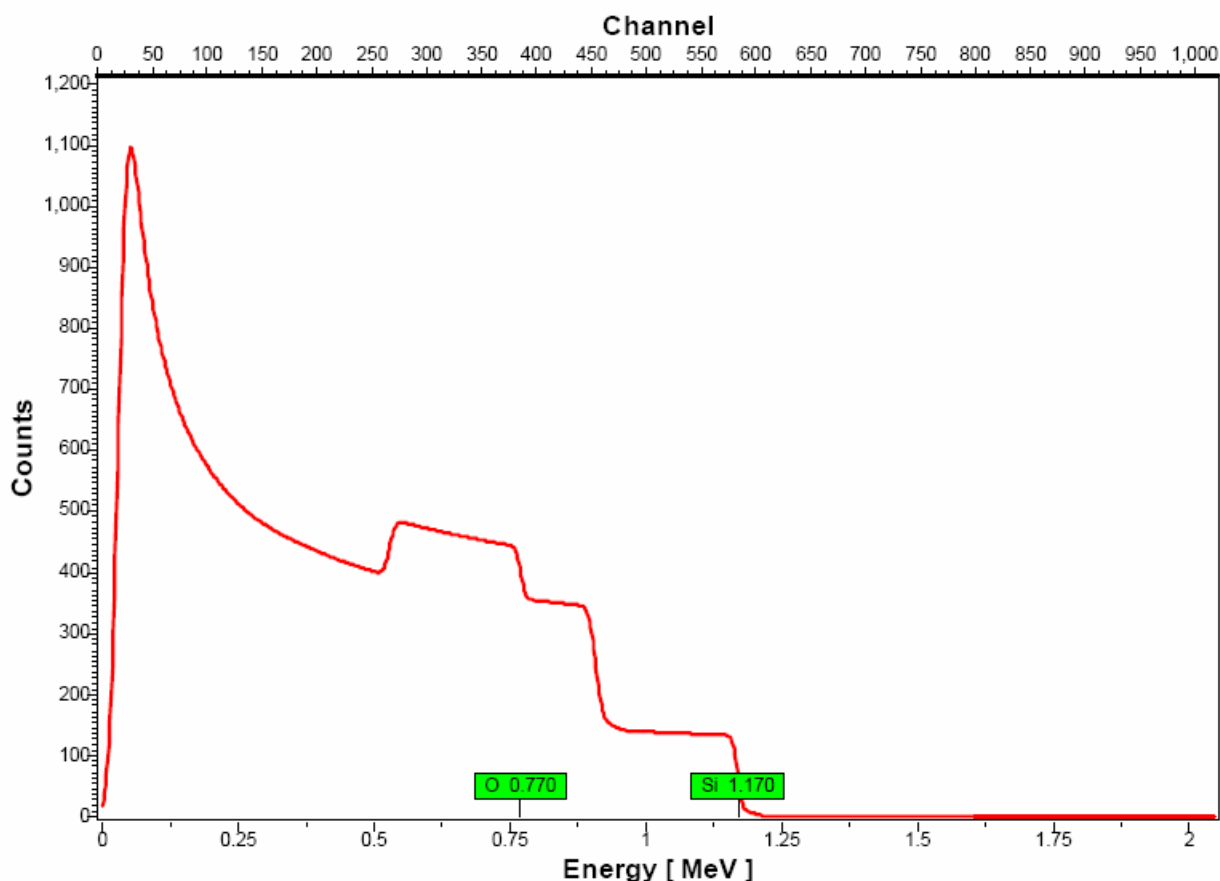


Рис. 11 Примерное представление спектров POP в QUARK.

2.3 Расшифровка аппаратных спектров по средствам программы SIMNRA

Наиболее полноценной программой для анализа POP спектров многокомпонентных структур под Windows является разработанный Метью Майером программный комплекс SIMNRA [5]. Данный программный пакет позволяет как восстанавливать аппаратные спектры, так и сразу переводить их в шкалу глубин с перспективой получения далее профилей распределения элементов по глубине образца. В данном программном пакете нет привязки к какому-то конкретному химическому образцу матрицы. Существует возможность задания как линейной калибровки, так и по четырём точкам тестовых образцов. Формат сохранения данных также расширен (начиная от txt и dat и заканчивая doc и pdf). Более того, есть возможность сохранения промежуточных расчётов и открытия данных файлов.

Интерфейс данной программы с уже обработанным спектром представлен на Рис. 12. В данном программном пакете существует возможность изменения представления графических данных, что опять-таки является плюсом с позиции построения диалога человек – машина.

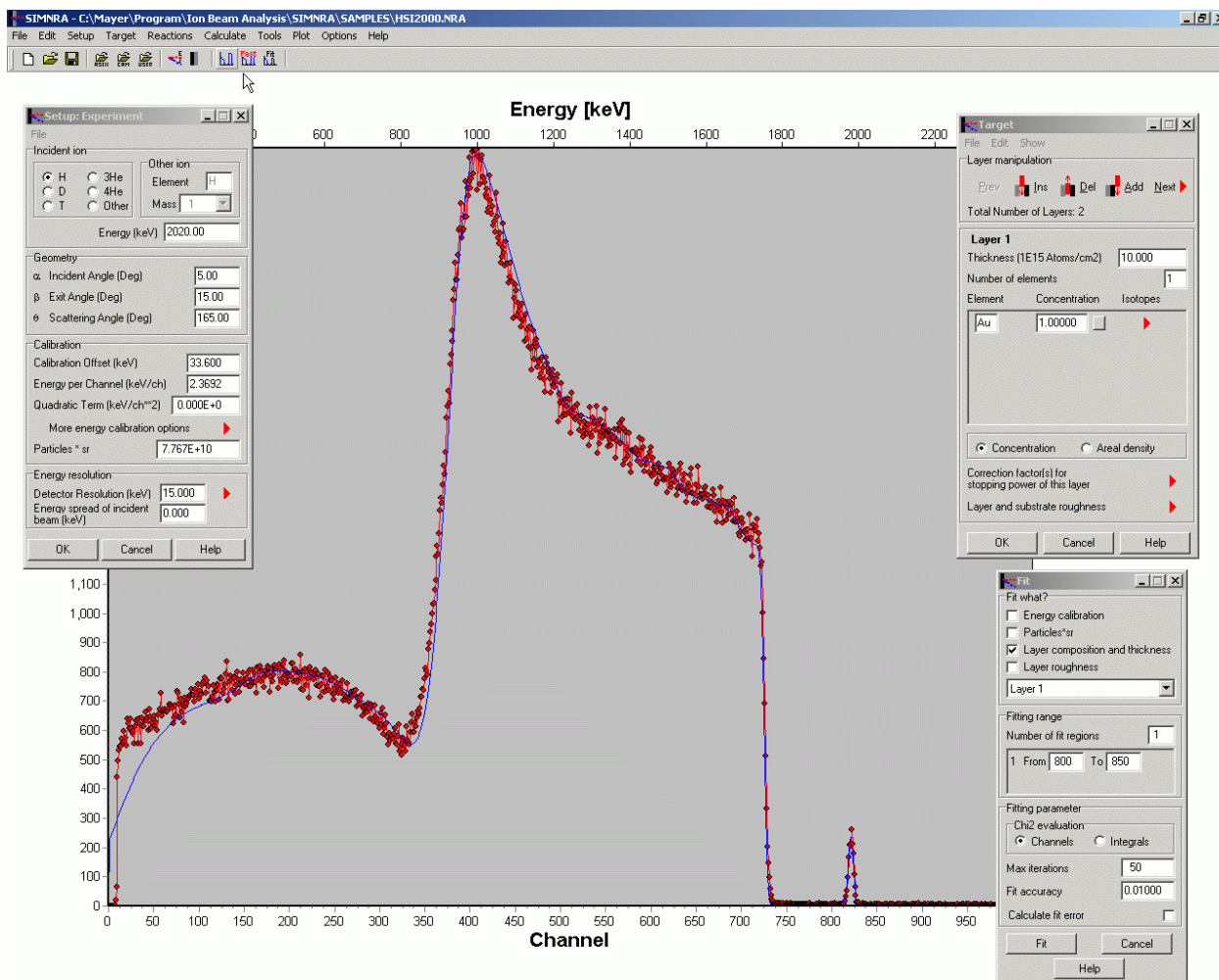


Рис. 12 .Интерфейс программы SIMNRA.

С позиции функциональных возможностей данная программа является наилучшим вариантом из всех описанных выше. Вероятно, единственным недостатком данной программного продукта является необходимость обязательного лицензирования после испытательного срока (30 дней). Хотя попутно отметим, стоимость лицензии на SIMNRA составляет 250€, в то время как QUARKXPress – 500€.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Таким образом, можно заключить, что использование ИТ в области восстановления аппаратных спектров POP от многокомпонентных структур представляется единственно возможным вариантом, ввиду достаточной сложности математических расчетов и сокращении времени анализа. Использование программных продуктов значительно сокращает длительность анализа и, соответственно, сокращает временной интервал между проектированием устройства и его выпуска в серийное производство данного изделия.

Тем не менее, автором не было найдено ни одного программного продукта, работающего в, так называемых, Real-time операционных системах (например, RTX фирмы Vertrum или INtime – фирмы TenAsys). Ввиду чего, можно заключить, что аппаратные средства компьютеров, на которых ведётся анализ полученных спектров POP, используются не в полной мере, ввиду того, что в ходе выполнения программы ОС может получить некий запрос от другого устройства и, так как приоритеты описанных выше программ не максимальны, время на восстановление достаточно сложно по составу спектра POP значительно увеличивается. Автору видится возможным создание подобного рода программ с возможностями “Real-time” моделированием (в ходе построения аппаратного спектра пользователь имеет возможность изменять фазовый состав заданных им слоёв в так называемом режиме online) с использованием архитектуры RTX, ввиду того, что компания Vertrum позволяет скачивать со своего сайта базовые мануалы и примеры исходных кодов бесплатно (или с trial лицензией) [6]. Также описание RTX программ достаточно распространено в сети Internet в свободном доступе. Что же касается ядра ОС INtime, то подобного описания автором найдено не было (хотя в случае покупки данного программного продукта у компании TenAsys в комплекте с CD диском ядра идёт DVD диск с описанием и примерами исходных кодов для INtime [7]).

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННЫХ ИСТОЧНИКОВ

1. Фелдман Л., Майер Д. / Основы анализа поверхности и тонких плёнок / М: Мир, 1989г. – 342с
2. Шипатов Э.Т. / Обратное рассеяние быстрых ионов / Издательство Ростовского университета, 1988г. – 154с
3. Руководство к программному продукту по восстановление РОР спектров “HEAD 6” “QUARK” версии 1.3, разработанной Бойко Е.
4. Руководство к программному продукту по восстановление РОР спектров “QUARK” версии 1.3, разработанной Кристофером МакНорганом и Вильямом Н. Леннардом.
5. Руководство к программному продукту по восстановление РОР спектров “SIMNRA” версии 6.0, разработанной М. Майером.
6. Руководство ОС RTX 8.1 (Vertrum).
7. Руководство ОС INtime 3.1 (TenAsys).

ИНТЕРНЕТ РЕСУРСЫ

<http://www.uwo.ca/> - сайт университета западного Онтарио (Канада). На сайте представлена новейшая версия программного пакета QUARK. Представлена информация об авторах, некоторые аспекты кинематики обратного рассеяния.

<http://rzg.mpg.de/~mem/> - сайт разработчиков программы SIMNRA. На сайте представлены новейшие версии программы, документация, примеры обработки спектров POP. Так же представлены контакты с автором для лицензирования данного программного продукта.

<http://www-nds.iaea.org/> - сайт посвящён различным методам анализа экспериментальных образцов (за исключением POP). В целом представлены достаточно полные описания данных программ и теоретических выкладок по каждому из методов.

<http://www.rsphysse.anu.edu.au/eme/home.php/> - сайт Австралийского национального университета (Australian National University). На сайте представлены некоторые запатентованные методики анализа (как послойного, так и поверхностного) экспериментальных образцов.

<http://www.materials.physics.helsinki.fi/> - сайт Хельсинского университета.

<http://sciwebserver.memaster.ca/~bimr/> - сайт МакМастерского Университета (институт исследований свойств материалов). Представлены достаточно обширные исследования различного рода структур.

<http://www1.phys.uu.nl/wwwgf/> - сайт Дебайского института (Нидерланды)

<http://www.bnl.gov/> - Брукхэвенская национальная лаборатория (Brookhaven National Laboratory). Основные направления исследований: физика высоких энергий, энергетика, включая биологические и медицинские аспекты радиации, экология, сельское хозяйство. Лаборатория поощряет использование своего оборудования и помещений ведущими учеными, способствует изучению точных наук и высоких технологий.

<http://www.llnl.gov/> - Ливерморская лаборатория им. Лоуренса.

<http://www.lanl.gov/> - Лос-Аламосская национальная лаборатория Центр оборонных ядерных исследований. Исследованиями руководит Калифорнийский университет, финансирование осуществляет Министерство энергетики. Лаборатория проводит исследования в области мирного применения атомной энергии, а также по физике, биологии, химии, изучению геотермальной энергии, медицине, металлургии. Лаборатория располагает устройством ядерного синтеза с магнитным удержанием плазмы, генераторами Ван де Граафа, линейным ускорителем протонов и др.

<http://www.ornl.gov/> - Окриджская национальная лаборатория (по атомной энергии). Государственная некоммерческая научно-исследовательская

организация с широким спектром исследований, в том числе в области атомной энергии, биологии и защиты окружающей среды. Крупнейший научно-исследовательский центр США, работает под эгидой Массачусетского технологического института и Баттельского мемориального института.

<http://www.nserc.ca/index.htm/> - сайт NSERC (Natural Science and Engineering Research Council of Canada).

http://www.mrs.org/s_mrs/index.asp/ - сайт общества исследований материалов и структур.

<http://www.aip.org/> - сайт американского института физики.

<http://sematech.org/> - сайт разработчиков микрочипов (включает около 50% всех мировых производителей, например, AMD, Intel и др.). Представлена информация (предоставляемая данными компаниями) о новейших разработках и методах анализа исследуемых структур.

ЛИЧНЫЙ САЙТ

<http://ivkon8.narod.ru> - личный сайт магистранта кафедры физической электроники Конопляника И.В. На сайте размещена краткая биографическая информация, текущие результаты магистерской работы, презентации курсовых, дипломной и магистерской работ, гостевая книга.

ГРАФ НАУЧНЫХ ИНТЕРЕСОВ

Магистранта Конопляника И. В. Факультета радиофизики и электроники

Специальность физическая электроника

Смежные специальности	Основная специальность	Сопутствующие специальности								
<table border="1" style="width: 100%; border-collapse: collapse;"> <tr> <td style="text-align: center; padding: 5px;">01.04.03 Радиофизика</td> </tr> <tr> <td style="padding: 5px;">1. Электродинамика 2. Вакуумная, плазменная и твердотельная электроника</td> </tr> <tr> <td style="text-align: center; padding: 5px;">01.04.10 Физика полупроводников</td> </tr> <tr> <td style="padding: 5px;">1. Физические основы получения и модификации полупроводниковых материалов. 2. Свойства полупроводников (электрические, оптические, магнитные, тепловые, механические и другие), установление их связи с составом и структурой.</td> </tr> </table>	01.04.03 Радиофизика	1. Электродинамика 2. Вакуумная, плазменная и твердотельная электроника	01.04.10 Физика полупроводников	1. Физические основы получения и модификации полупроводниковых материалов. 2. Свойства полупроводников (электрические, оптические, магнитные, тепловые, механические и другие), установление их связи с составом и структурой.	<table border="1" style="width: 100%; border-collapse: collapse;"> <tr> <td style="text-align: center; padding: 5px;">01.04.04 Физическая электроника</td> </tr> <tr> <td style="padding: 5px;">1. Сенсорная электроника: разработка новых датчиков измерения физических величин. 2. Силовая электроника: исследование, разработка и создание экономичных элементов силовой электроники.</td> </tr> </table>	01.04.04 Физическая электроника	1. Сенсорная электроника: разработка новых датчиков измерения физических величин. 2. Силовая электроника: исследование, разработка и создание экономичных элементов силовой электроники.	<table border="1" style="width: 100%; border-collapse: collapse;"> <tr> <td style="text-align: center; padding: 5px;">01.04.04 Физика конденсированного состояния</td> </tr> <tr> <td style="padding: 5px;">1. Химическая связь и кристаллическая структура материалов 2. Фазовые превращения и диаграммы состояния 3. Наноструктурные материалы</td> </tr> </table>	01.04.04 Физика конденсированного состояния	1. Химическая связь и кристаллическая структура материалов 2. Фазовые превращения и диаграммы состояния 3. Наноструктурные материалы
01.04.03 Радиофизика										
1. Электродинамика 2. Вакуумная, плазменная и твердотельная электроника										
01.04.10 Физика полупроводников										
1. Физические основы получения и модификации полупроводниковых материалов. 2. Свойства полупроводников (электрические, оптические, магнитные, тепловые, механические и другие), установление их связи с составом и структурой.										
01.04.04 Физическая электроника										
1. Сенсорная электроника: разработка новых датчиков измерения физических величин. 2. Силовая электроника: исследование, разработка и создание экономичных элементов силовой электроники.										
01.04.04 Физика конденсированного состояния										
1. Химическая связь и кристаллическая структура материалов 2. Фазовые превращения и диаграммы состояния 3. Наноструктурные материалы										

ПРИЛОЖЕНИЕ

СЛАЙДЫ ПРЕЗЕНТАЦИИ МАГИСТЕРСКОЙ РАБОТЫ

Белорусский государственный университет
Факультет радиофизики и электроники
Кафедра физической электроники

Низкотемпературное формирование слоёв силицидов платины для силовых диодов Шоттки

Цель: исследовать процесс формирования силицидов платины при низкотемпературном отжиге.

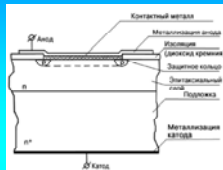
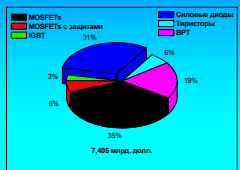
Задачи:

- исследовать особенности формирования силицидов платины в диапазоне температур от 140-500 °С при различных длительностях отжига;
- с помощью РОР определить фазовый состав и концентрационные профили полученных образцов;
- с помощью ЭД определить структурный состав формируемых структур;
- исследовать особенности электрических характеристик силицидов платины, сформированных при низких температурах.

Магистрант РФЭ Конопляник И.В.
Руководитель: д. ф.-м. наук, профессор Комаров Ф.Ф.

Области применения силицидов.

Силовые диоды Шоттки.

Ячейка кристалла силового диода Шоттки.

Структура мирового рынка силовых приборов (2004г.)

Значения высот барьера Шоттки для различных силицидов на кремнии n-типа

Силицид	PTSi	Pt ₂ Si	NiSi	Ni ₂ Si	VSi ₂
Φ _{Si} →В	0,87	0,78	0,68	0,68	0,7±0,04

Области применения силицидов.

Общие электрические характеристики диодов Шоттки.

Фирма-производитель	Технологический процесс				
	Максимально допустимое обратное напряжение, В	Максимально допустимая температура перехода, °С	Максимальная высота барьера, мВ	Максимальная плотность обратного тока, мА/см²	Максимальное прямое падение напряжения, мВ
International Rectifiers	20	150	655...665	26...32	290
	30		665...675	14	320
	45		675...685	10	370
	60	175	700...710	7	450
	45		760...780	2,2	440
	100		810...830	0,95	550
	175		840...880	1,5	640
ST Microelectronics	25...30	150	680...690	18...35	320...350
	40...45		720...740	16...28	370...410
	60		715...720	13...32	500
	45	175	785	2,7...6	450...520
	100		860...890	0,55...0,9	580...610

Области применения силицидов.

Тепловизионные приборы.

Страна, фирма	Тип матрицы	Рабочая область спектра, мкм	Формат (число линий)	Размер пикселя, мкм	Рабочая температура °К	Температурная чувствительность (NETD), м°К
Германия, AEG Infrared-Module GmbH	PTSi	3...5	256x256	24x24	75	75
США, Hughes	PTSi	3...5	256x256	30x30	40	
США, Boeing Comp.	PTSi	1...5	324x240	30x30	75	60
			486x640	24x24		70
РФ, ЗАО "Матричные технологии"	PTSi	3...5	128x128	27x27	80	30
			256x256	25x25		
			512x512	14x14		

Методы формирования силицидов.

```

    graph TD
      A[Методы формирования силицидов] --> B[Диффузионное перемещение]
      A --> C[Ионное перемещение]
      A --> D[Молекулярно-лучевое осаждение]
      B --> B1[Плёнка металла на кремнии]
      B --> B2[Двукомпонентная металл-кремниевая плёнка]
      C --> C1[Впрыск ионов металла]
      C --> C2[Впрыск атомов отдачи]
      D --> D1[Распыление атомов в атмосфере силана]
      D --> D2[Молекулярно-лучевая эпитаксия]
      D1 --> D3[Пиролитическое разложение]
    
```

Факторы, управляющие процессом зарождения фазы силицида:

- чистота границы раздела металл-кремний;
- химическая чистота материалов плёнки и подложки;
- диффузионная способность атомов металла по отношению к кремнию или наоборот;
- температура взаимодействия.

Методы формирования силицидов.

Плёнка металла на кремнии

$$Me + Si \rightarrow Me_3Si + Si \rightarrow Me_2Si_3 + Si \rightarrow Me_2Si + Si \rightarrow MeSi + Si \rightarrow MeSi_2$$

Между временем образования силицидов и температурой реакции существует экспоненциальная зависимость:

$$\frac{1}{\tau} = Ke^{-\frac{Q}{RT}}$$

где τ – время образования силицида; K – постоянная; Q – энергия активации; T – температура реакции.

Важно, что состав формируемых фаз силицида во многом определяется соотношением толщин исходной плёнки металла и кремния.

- $d_{Me} < d_{Si}$
Pt₂Si и PTSi; Ni₂Si, Ni₃Si₂ и Ni₃Si
- $d_{Me} > d_{Si}$
Pt₂Si и Pt₃Si; Ni₂Si, NiSi и NiSi₂



Традиционная технология получения силицидов платины

- Предварительная очистка и нанесение металлической плёнки.**

Проблемы:

 - сильная зависимость скорости формирования от наличия плёнки оксида;
 - сильная зависимость параметров силицидов от чистоты границы раздела металл – полупроводник.
- Высокотемпературный отжиг.**

Проблемы:

 - нежелательные диффузионные процессы;
 - механические и термические напряжения.
- Очистка сформированных структур от непрореагировавшего металла.**

Проблемы:

 - химическая стойкость металлов к травителям;
 - подтравливание сформированных структур.

Резерфордское обратное рассеяние (POP/RBS).

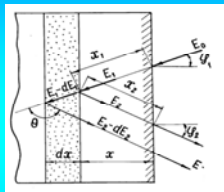
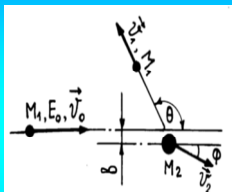



Схема обратного рассеяния ионов в образце.

Упругое соударение иона с изолированным атомом.

Резерфордовское обратное рассеяние (POP/RBS).

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \left(\frac{Z_1 Z_2 e^2}{2E \sin^2 \theta} \right)^2 \cdot \frac{(\cos \theta + [1 - (M_1/M_2 \sin \theta)^2]^{1/2})^2}{[1 - (M_1/M_2 \sin \theta)^2]^{1/2}}$$

Формула Резерфорда (дифференциальное сечение)

Выход обратнорассеянных ионов:

$$Y = \sigma(\theta, E) D N t d\Omega$$

где D – полное число ионов, падающих на образец; Nt – слоевая концентрация атомов; $\sigma = \int \left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right) d\Omega$.

9

POP анализ образцов состава Pt/Si после термообработок.

Отжиг при 300°C 1 и 2 часа отжига.

Концентрационные профили образца, отожженного в течение 2 часов при температуре 300°C.

Концентрационные профили образца, отожженного в течение 1 часа при температуре 300°C.

10

POP анализ образцов состава Pt/Si после термообработок.

Отжиг при 200°C 4 и 6 часов.

POP спектры от образцов, отожженных в течение 4 и 6 часов при температуре 200°C.

Концентрационные профили образцов, отожженных в течение 4 и 6 часов при температуре 200°C.

11

POP анализ образцов состава Pt/Si после термообработок.

Согласно литературным источникам:

$$X^2 = Dt$$

где X – толщина формируемого слоя, D – коэффициент диффузии, t – время отжига.

Зависимость толщины плёнки от времени отжига.

12

POP анализ образцов состава Pt/Si после термообработок.

Толщина плёнки Pt₂Si в зависимости от времени отжига.

Толщина плёнки PtSi в зависимости от времени отжига.

Рассчитано:
 $D_{PtSi} = 443,2 \text{ nm}^2/\text{мин};$
 $D_{Pt_2Si} = 28,6 \text{ nm}^2/\text{мин};$
 $E_{PtSi} = 1,37 \text{ эВ};$
 $E_{Pt_2Si} = 1,25 \text{ эВ}.$

Литературные данные:
 $D_{PtSi} = 420 \text{ nm}^2/\text{мин};$
 $D_{Pt_2Si} = 32 \text{ nm}^2/\text{мин};$
 $E_{PtSi} = 1,5 \pm 0,2 \text{ эВ};$
 $E_{Pt_2Si} = 1,3 \pm 0,2 \text{ эВ}.$

13

POP анализ многокомпонентных образцов.

Концентрационные профили от исходного образца толщиной 250Å (Ni, Pt, V)

Концентрационные профили от образца с составной плёнкой толщиной 250Å (Ni, Pt, V), отожженного при 300°C (60 мин).

14

POP анализ многокомпонентных образцов.

Концентрационные профили от исходного образца толщиной 250Å (Ni, Pt, V)

Концентрационные профили от образца с составной плёнкой толщиной 250Å (Ni, Pt, V), отожженного при 300°C (60 мин) и при 550°C (30 мин).

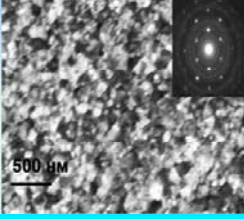
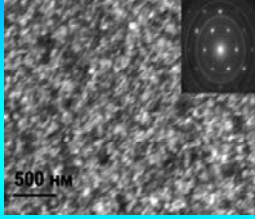
15

Просвечивающая электронная микроскопия (ПЭМ) в сочетании с электронной дифракцией (ЭД).

Схематическое изображение хода дифрагированных и недифрагированных электронных лучей в объективной линзе, задней фокальной плоскости и плоскости первого изображения.

16

ПЭМ / ЭД

ПЭМ-микрофотография структуры после отжига в течение 30 минут при 500°C.

ПЭМ-микрофотография структуры после отжига в течение 2 часов при 300°C.

17

Слоевое/удельное сопротивление образцов.

Значения слоевого сопротивления силицидов в зависимости от режимов формирования.

Тип кремния	Отжиг		R _с , Ом/□
	T, °C	t, час	
p	140	4	2,09
p	160	4	2,11
p	180	4	2,15
n	200	2	2,769
p	200	2	1,9763
n	200	4	2,5482
p	200	4	1,846
n	200	6	2,3443
p	200	6	1,897
n	300	1	2,2849
p	300	1	1,914
n	300	3	2,6416
p	300	3	1,9819
n	300	4	2,7634
p	300	4	2,2481



Удельное сопротивление образцов в зависимости от времени отжига.

19

Выводы.

Установлено:

- на механизм формирования силицидов платины не влияет тип проводимости кремниевой подложки;
- при температуре 300°C зарегистрировано формирование фазы Pt₂Si с дальнейшим переходом в фазу PtSi при увеличении длительности термообработки;
- фазовый состав силицида, сформированного при 200°C отжиге, ограничивается фазой Pt₂Si без дальнейшего перехода к фазе PtSi при увеличении длительности термообработки;
- процесс силицидообразования протекает по квадратичному закону;
- величины энергий активации составляют 1,25 эВ и 1,37 эВ для Pt₂Si и PtSi соответственно;
- величины коэффициентов диффузии составляют 28,6 нм²/мин и 443,2 нм²/мин для Pt₂Si и PtSi соответственно;
- величина удельного сопротивления силицидов сформированных на кремнии различного типа проводимости отличается (для кремния n-типа удельное сопротивление больше).

21

Метод Ван-дер-Пау.

Отличительной особенностью метода Ван-дер-Пау является то, что измерения можно проводить образцов любой геометрической формы.

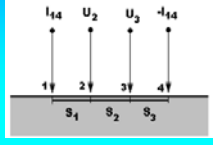
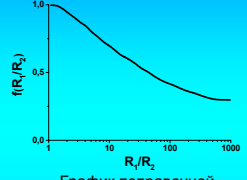



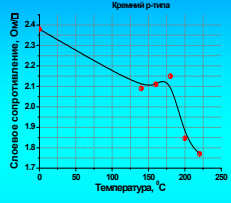
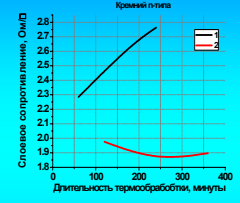
График поправочной функции.

При симметричном расположении зондов R₁=R₂=R, а f(R₁/R₂)=1.

$$\rho = \frac{\pi}{\ln 2} R = \frac{\pi U}{\ln 2 I}$$

18

Слоевое/удельное сопротивление образцов.

Зависимость величины слоевого сопротивления от температуры отжига при 4 часовой длительности термообработки

Зависимости слоевого сопротивления структур от длительности термообработки: 1 – 300°C; 2 – 200°C.

20