

# Возможности изучения нанообъектов в пористом кремнии и подложках кремния, облученных протонами, методом позитронной аннигиляционной спектроскопии

© Р. Бурцл\*\*\* В.И. Графутин\*, О.В. Илюхина\*, Г.Г. Мясичева\*, Е.П. Прокопьев\*\*, С.П. Тимошенков\*\*, Ю.В. Фунтиков\*,

\* Институт теоретической и экспериментальной физики им. А.И. Алиханова, Москва, Россия

\*\* Московский государственный институт электронной техники, Зеленоград, Москва, Россия

\*\*\* Европейская комиссия, Исследовательский центр „Институт энергии“, Петтен, Нидерланды

E-mail: erprokopiev@mail.ru

(Поступила в Редакцию в окончательном виде 30 июня 2009 г.)

По методу углового распределения аннигиляционных фотонов определены химический состав среды в месте аннигиляции — на атомах кремния „стенки“ поры, размеры и концентрации нанодфектов в пористом кремнии, а также в монокристаллических пластинах кремния, облученных протонами.

Работа выполнена при поддержке РФФИ (проект № 06-08-00819-а).

## 1. Введение

Свойства наноматериалов во многом определяются совместным действием связанного между собой каркаса наночастиц, объема атмосферы пустого пространства, состоящего из различных объектов нанопустоты (вакансии, интерфейсы, пустоты, поры и т.д.), и поверхности раздела между каркасом наночастиц и пустотой [1]. В настоящей работе обсуждается возможность применения метода позитронной аннигиляционной спектроскопии (ПАС) [2–12] для исследования радиусов нанообъектов пустоты в пористых системах и монокристаллическом кремнии, облученном протонами.

Позитроника, включая и ПАС (см., например, [2–5]), позволяет определять как электронную структуру совершенных кристаллов, так и различные несовершенства особо малых размеров в твердых телах и пористых системах, таких как вакансии, вакансионные кластеры и свободные объемы до одного кубического нанометра (нанообъекты пустоты). Она включает в себя в основном три метода: изучение временного распределения аннигиляционных фотонов (ВРАФ), углового распределения аннигиляционных фотонов (УРАФ) и доплеровского уширения аннигиляционной линии с энергией 0.511 MeV (ДУАЛ) [2,5]. Метод ВРАФ дает сведения об электронной плотности в месте аннигиляции позитрона, а методы УРАФ и ДУАЛ — о распределении импульсов электронов и о химическом составе среды, окружающей нанообъекты, в месте аннигиляции. Имеются две группы методов ПАС. В первой группе используются медленные позитроны, позволяющие исследовать приповерхностные слои на небольших глубинах и осуществлять топографию приповерхностных дефектов. Во второй группе используются быстрые позитроны, проникающие в исследуемый объект на

большие глубины  $\geq 50 \mu\text{m}$  и дающие информацию о типе, концентрации и распределении дефектов во всем объеме твердого тела. Все эти методы уже получили достаточно широкое применение в современном материаловедении.

Далее рассматриваются методы определения размеров нанообъектов, их концентраций и химического состава среды, окружающей нанообъекты, по экспериментально измеряемым параметрам спектров ВРАФ и УРАФ для позитронов, аннигилирующих в пористых системах и пластинах кремния, облученных протонами, на основе теоретических представлений, развитых в [2,5,6,9], и различные примеры их применений. Основная цель работ по исследованию наноматериалов позитронным методом заключается в установлении корреляций между природой, размерами и концентрацией нанообъектов и качеством материалов, применяемых в нано- и микроэлектронике, и вообще технически важных материалов, а также качеством приборов и устройств в процессе их изготовления и эксплуатации.

## 2. Определение размеров свободных объемов вакансий, пор, пустот по данным метода ПАС

Обычно для расчетов размера пор используется простая модель, в которой полость моделируется сферической ямой радиуса  $R_0$  с бесконечным потенциальным барьером. Позитрон и позитроний находятся в этой полости и аннигилируют в ней. При этом парапозитроний ( $p$ -Ps) аннигилирует в основном на собственном электроны, а ортопозитроний ( $o$ -Ps) и позитрон — на электронах среды, окружающей полость.

**Таблица 1.** Параметры образца PR86 пористого кремния, особенности его получения и характеристика спектра УРАФ

Характеристика образца	$I_{g2} = S_{g2}/S_{sum}$	$I_{g1} = S_{g1}/S_{sum}$	$I_p = S_p/S_{sum}$
Пористый Si, $\langle 111 \rangle$ , КДБ-0.03, $h = 360-370 \mu\text{m}$ , HF: C2H5OH = 2: 1, $J = 20 \text{ mA/cm}^2$ ; пористость $45 \pm 3\%$	$0.015 \pm 0.003$	$0.493 \pm 0.052$	$0.492 \pm 0.044$

Примечание.  $h$  — толщина пластин кремния,  $\langle 111 \rangle$  — их кристаллографическая ориентация, КДБ-0.03 — марка пластин кремния, легированных бором с удельным сопротивлением  $0.03 \Omega \cdot \text{cm}$ ,  $I_g = S_{gi}/S_{sum}$  ( $i = 1, 2$ ) — интенсивности гауссовых компонент,  $I_p = S_p/S_{sum}$  — интенсивность параболической составляющей в спектрах УРАФ ( $S_{sum}$  — суммарное число совпадений в спектре УРАФ, а  $S_{g1,2}$  и  $S_p$  — соответственно число совпадений в гауссовых и параболических компонентах спектра),  $J$  — плотность тока.

Аннигиляция позитрона, входящего в состав ортопозитрония, на чужом электроны носит название pick-off-аннигиляции. Чтобы обеспечить возможность pick-off-аннигиляции, постулируется, что в пограничной области размером  $\Delta R$  происходит перекрытие волновых функций позитрона либо позитрона, входящего в состав  $o$ -Ps, с волновыми функциями электронов среды. При этом радиус свободного объема поры  $R$  будет равен  $R = R_0 - \Delta R$ .

Простые квантово-механические расчеты позволяют связать время жизни ортопозитрония в полости  $\tau$  с параметрами полости  $R_0$  и  $\Delta R$  [9]

$$\tau = \tau_b \left[ \frac{\Delta R}{R_0} - \frac{\sin(2\pi\Delta R/R_0)}{2\pi} \right]^{-1}. \quad (1)$$

В этой формуле  $\tau_b$  имеет смысл времени жизни позитрона или спин-усредненного времени жизни позитрония в бездефектном объеме среды [9]. Анализ аннигиляции  $o$ -Ps в материалах с известными значениями радиусов пор в молекулярных твердых телах и цеолитах на основе уравнения (1) показал [9], что величина  $\Delta R = R_0 - R = 1.66 \text{ \AA}$ . Значение величины  $\Delta R$  зависит от природы вещества. Поэтому уравнение (1) в случае кремния возможно применить лишь для оценок размеров радиусов пор. Отметим, что ВРАФ-спектроскопия оказалась особо эффективным методом определения размеров пор и микропор и распределения пор по радиусам в пористых системах (адсорбенты, цеолиты, некоторые твердые молекулярные вещества и т.д.) [9].

Применим ту же самую квантовую модель Ps с целью получения связи между экспериментальными значениями ширины  $\theta_{1/2}$  узкой составляющей спектра УРАФ, характеризующего аннигиляцию парапозитрония, и радиусом свободного объема поры  $R$ . В этом случае соотношение между  $R$  и  $\theta_{1/2}$  имеет вид [9]

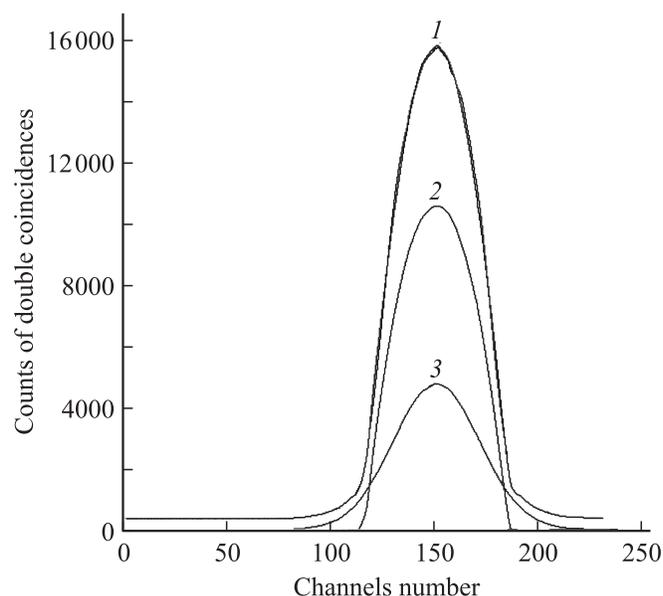
$$R = \frac{16.6}{\theta_{1/2}} - \Delta R, \quad (2)$$

где  $R$ ,  $\Delta R$  выражаются в  $\text{\AA}$ , а  $\theta_{1/2}$  — в mrad.

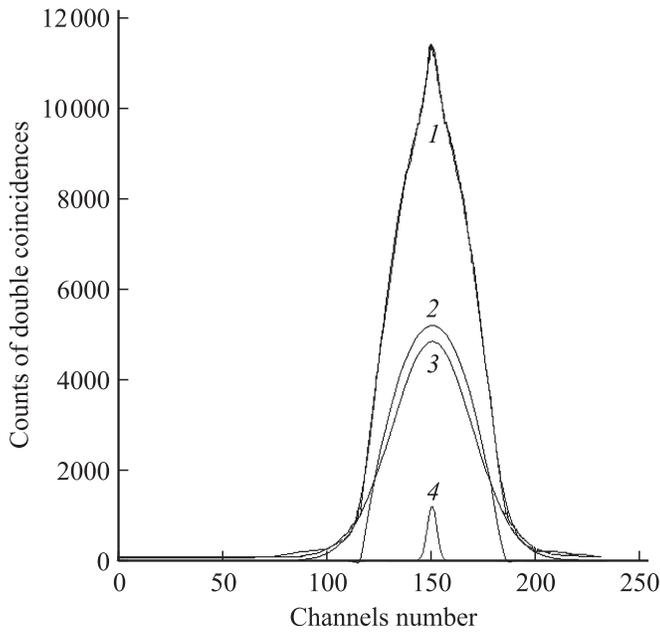
Используя уравнения (1), (2), можем оценивать радиусы свободных объемов в пористых системах, дефектных материалах и в ряде наноматериалов по измерению величин времен жизни  $\tau$  и ширин узкой составляющей  $\theta_{1/2}$  методами ВРАФ и УРАФ.

### 3. Определение радиусов пор и их концентраций в пористом кремнии

Данные табл. 1 и рис. 1,2 позволяют сделать вывод о наличии  $p$ -Ps в пористом кремнии (см., например, образец пористого кремния PR86, табл. 1 и рис. 2). Экспериментальные спектры УРАФ этого образца пористого кремния хорошо аппроксимируются параболой  $I_p$  и двумя гауссианами  $I_{g1}$ ,  $I_{g2}$ . В бездефектных же кристаллах кремния (рис. 1) и ряде пористых образцов [10] эти спектры представляются суперпозицией параболы и гауссианы. Составляющая, характеризующая параболической компонентой, может быть объяснена аннигиляцией позитронов на электронах валентной зоны кремния. В свою очередь широкая гауссова компонента  $I_{g1}$  обусловлена аннигиляцией позитронов и ортопозитрония по различным каналам в бездефектной части кристалла, объеме и на поверхности пор,



**Рис. 1.** Угловые распределения аннигиляционных фотонов в монокристаллических образцах кремния, зеркальный,  $p$ -типа, ориентация  $\langle 111 \rangle$ , КДБ-10,  $h = 340 \mu\text{m}$ . 1 — кривая УРАФ, построенная по экспериментальным точкам, 2, 3 — параболическая и гауссова составляющие спектра соответственно. По оси абсцисс развернуты каналы анализатора (ширина канала  $0.2 \text{ mrad}$ ), по оси ординат — счет совпадений.



**Рис. 2.** Угловые распределения аннигиляционных фотонов в образцах пористого кремния: ориентация  $\langle 111 \rangle$ , КДБ-0.03,  $h = 360\text{--}370 \mu\text{m}$ , HF:  $\text{C}_2\text{H}_5\text{OH} = 2:1$ ; пористость  $45 \pm 3\%$  (два гауссиана + парабола) (табл. 1). 1 — экспериментальный спектр (сумма спектров 2–4), 2 — параболическая составляющая спектра, 3 — первая гауссова составляющая спектра, 4 — вторая гауссова составляющая спектра. По оси абсцисс развернуты каналы анализатора (ширина канала  $0.2 \text{ mrad}$ ), по оси ординат — счет совпадений.

а узкая гауссова компонента  $I_{g2}$  — аннигиляционным распадом парапозитрония в объеме пор. Полная ширина этой компоненты на полувысоте составляет величину порядка  $(\theta_{1/2})_{g2} = 0.8 \text{ mrad}$ , что соответствует кинетической энергии аннигилирующей электрон-позитронной пары  $0.044 \text{ eV}$ . Ее интенсивность — порядка 1.5%, а общий выход позитрония при этом в пористом кремнии достигает величины 6%.

Для определения радиусов пор  $R_{tr}$  по наблюдаемой ширине  $(\theta_{1/2})_{g2}$  использовали формулу (2). Для экспериментального значения  $(\theta_{1/2})_{g2} = 0.8 \text{ mrad}$  (см. выше) получили среднее значение радиуса пор  $R_{tr} \approx 19.09 \text{ \AA} \approx 2 \text{ nm}$ .

Рассмотрение кинетической схемы аннигиляционных распадов и превращения  $p\text{-Ps}$  в пористом слое дает возможность получить связь между константой захвата  $k_{tr}$  и интенсивностью компоненты  $I_{g2}$  [10]

$$k_{tr} \cong I_{g2} \lambda_{cr}. \quad (3)$$

Здесь  $\lambda_{cr} \approx 0.8 \cdot 10^{10} \text{ s}^{-1}$  — скорость аннигиляции  $p\text{-Ps}$  в объеме кристалла, а величина  $I_{g2} \approx 0.015$  (табл. 1). Таким образом, константа скорости захвата  $p\text{-Ps}$ , оцененная на основе данных табл. 1 и формулы (3), составила величину  $k_{tr} \approx 1.2 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$ .

С другой стороны, величина скорости захвата  $k_{tr}$  может быть определена на основе известного выражения

$$k_{tr} = \xi(R_{tr}, T) \sigma_{tr} v N_{tr}. \quad (4)$$

Здесь  $\xi(R_{tr}, T) \approx 1$  — безразмерная величина вероятности аннигиляции позитрона или позитрония, захваченного дефектом [11],  $\sigma_{tr} \approx \pi R_{tr}^2$  — площадь геометрического сечения сферической поры, принятого приближенно равным сечению захвата позитрония порами;  $v$  — скорость термализованного позитрония или позитрона;  $N_{tr}$  — средняя концентрация ловушек (дефектов или пор в дефектной области кристалла), чувствительных к термализованным состояниям позитрона или позитрония. Таким образом, из приведенных выражений можно определить величины  $N_{tr}$ , если известны  $\sigma_{tr}$  и  $v$ . Средняя тепловая скорость позитрония или позитрона при комнатной температуре  $T = 293 \text{ K}$  оценивалась по формуле  $v = (8k_0T/\pi m_+^*)^{1/2}$ , где  $k_0$  — постоянная Больцмана,  $m_+^* \approx 2m_0$  — эффективная масса парапозитрония,  $m_0$  — масса свободного позитрона. Из этой формулы для позитрона при  $m_+^* \approx m_0$  получили  $v \approx 1.06 \cdot 10^7 \text{ cm/s}$ , а для  $p\text{-Ps}$  при  $m_+^* \approx 2m_0$   $v \approx 7.52 \cdot 10^6 \text{ cm/s}$ . Отсюда следует, что при  $\xi(R, T) \approx 1$  по формуле (4)  $N_{tr} \approx 1.27 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-3}$ . На основании этих данных можно полагать, что эффективными свободными центрами (областями захвата позитрония) служат, скорее всего, ультрамикropоры и микropоры закрытого и открытого типа с размерами  $\leq 2 \text{ nm}$ .

#### 4. Определения радиусов пор и их концентраций в пластинах кремния, облученных протонами

Исследуемые образцы размером  $\sim 10 \times 20 \times 10 \text{ mm}$  были вырезаны из целых пластин кремния. Для исследований были выбраны четыре образца, обозначаемые нами как Si-10 (исходный необлученный образец): Si-12, Si-14, Si-15 (образцы кремния, облученные протонами с энергией  $E$  и флюенсом  $\Phi$ ). Параметры исследуемых пластин кремния, особенности их получения и основные характеристики спектров УРАФ приведены в табл. 2.

Согласно [6], разность интенсивностей гауссовой составляющей  $I_g(\text{irrad})$  для облученных пластин кремния и  $I_g(\text{not irrad})$  в исходной необлученной пластине может быть записана в виде

$$\Delta I_g = I_g(\text{irrad}) - I_g(\text{not irrad}) \sim k_{tr} \tau_1, \quad (5)$$

т. е. среднее значение скорости захвата составляет величину

$$k_{tr} \sim \Delta I_g / \tau_1, \quad (6)$$

где

$$k_{tr} = \left( \sum_i g_i(k_{bi})_{tr} \right) / i. \quad (7)$$

**Таблица 2.** Параметры исследованных образцов кремния, особенности их получения и характеристики спектров УРАФ

Номер образца	Характеристика образца	$(\theta_{1,2})_g, \text{mrad}$	$I_g = S_g/S_{\text{sum}}$	$(\theta_{1/2})_p, \text{mrad}$	$I_p = S_p/S_{\text{sum}}$	Условия облучения
Si-10	Si, $\langle 100 \rangle$ , КЭФ-4.5, $h = 455 \mu\text{m}$ , $n$ -тип	$11.0 \pm 0.3$	$0.256 \pm 0.04$	6.98	$0.744 \pm 0.049$	
Si-12	Si, $\langle 100 \rangle$ , КЭФ-4.5, $h = 415 \mu\text{m}$	$11.1 \pm 0.32$	$0.256 \pm 0.04$	6.93	$0.735 \pm 0.051$	Облучен протонами $E = 40 \text{ keV}$ , $\Phi = 5 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$
Si-14	Si, $\langle 100 \rangle$ , КЭФ-2-3, $h = 418 \mu\text{m}$	$11.1 \pm 0.27$	$0.283 \pm 0.04$	6.94	$0.717 \pm 0.045$	Облучен протонами $E = 150 \text{ KeV}$ , $\Phi = 4 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$
Si-15	Si, $\langle 100 \rangle$ , КЭФ-2-3, $h = 418 \mu\text{m}$	$11.1 \pm 0.28$	$0.293 \pm 0.041$	6.81	$0.707 \pm 0.047$	Облучен протонами $E = 150 \text{ keV}$ , $\Phi = 4 \cdot 10^6 \text{ cm}^{-2}$

Примечание.  $h$  — толщина пластин кремния,  $\langle 100 \rangle$  — их кристаллографическая ориентация, КЭФ-4.5, КЭФ-2-3 — марки пластин кремния, легированных фосфором, с удельными сопротивлениями 4.5 и 2-3  $\Omega \cdot \text{cm}$ ,  $E$  и  $\Phi$  — энергия и флюенс протонов соответственно,  $(\theta_{1/2})_g$  — ширина гауссовой компоненты с интенсивностью  $I_g = S_g/S_{\text{sum}}$ , а  $(\theta_{1/2})_p$  — угол отсечки для параболической компоненты с интенсивностью  $I_p = S_p/S_{\text{sum}}$  в спектрах УРАФ ( $S_{\text{sum}}$  — суммарное число совпадений, а  $S_g$  и  $S_p$  — соответственно, суммарное число совпадений в гауссовой и параболической составляющих спектра).

В формулах (5)–(7)  $\tau_1$  — короткое время жизни позитрона в кристалле кремния,  $g_i$  — статистический вес  $i$ -го позитронного „дефектного“ состояния, вносящего свой вклад в общий процесс аннигиляции,  $k_{bi}$  — скорость захвата в позитронное  $i$ -е „дефектное“ состояние. Величина  $k_{tr}$  в свою очередь может быть определена по формуле вида (3). Средняя тепловая скорость позитронов при комнатной температуре была принята равной  $10^7 \text{ cm/s}$ .

Оценим значение  $k_{tr}$ , определяемое выражением (3), для значения  $\Delta I_g = 0.037$ . Для  $\tau_1 = 2.19 \cdot 10^{-10} \text{ s}$  [12] получаем  $k_{tr} \approx 1.7 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$ .

Размер вакансий, комплексов вакансий или пор, а также энергий в месте аннигиляции на внешних валентных электронах  $E$  можно также найти, используя только данные УРАФ. Действительно, дисперсия  $\sigma$  гауссовых компонент спектров УРАФ, аппроксимированных нормальным законом распределения ошибок, однозначно связана с энергией  $E$  аннигилирующих электрон-позитронных пар, находящихся в поре радиуса  $R_{tr}$ ,

$$E = \left(\frac{3}{2}\right) \left(\frac{mc^2}{2}\right) \sigma^2, \quad (8)$$

где  $\sigma = (\theta_{1/2})_g / 2\sqrt{2 \ln 2} = 0.425 \cdot (\theta_{1/2})_g$ . Поскольку в большинстве работ приводится не дисперсия, а ширина на полувысоте, приведем выражение, связывающее энергию аннигилирующей электрон-позитронной пары с полной шириной на полувысоте

$$E = 6.9 \cdot 10^{-2} (\theta_{1/2})_g^2. \quad (9)$$

Здесь  $E$  — энергия в eV, а  $(\theta_{1/2})_g$  — полная ширина кривой УРАФ на полувысоте в mrad.

Так, для образцов кремния (табл. 2) измеренная величина  $(\theta_{1/2})_g$  составила 11.1 mrad; ей соответствует энергия аннигилирующей электрон-позитронной пары  $E = 8.5 \text{ eV}$ . Учитывая, что до аннигиляции по-

зитрон и позитроний успевают термализоваться, измеренная энергия определяется в основном энергией электрона. Табличное значение энергии электронов для  $\text{Si}(3p^2 - ^3P_0)$  внешней оболочки кремния  $E(\text{Si}) = 8.1517 \text{ eV}$  [13,14]. Как видим, согласие величин энергий  $E$  и  $E(\text{Si})$  вполне удовлетворительное. Таким образом, позитроны аннигилируют в основном на внешних валентных электронах атомов кремния „стенки“ поры. Можно предположить, что разность величин  $E - E(\text{Si}) = 0.35 \text{ eV}$  обусловлена вкладом энергии позитрона, находящегося на сферическом дефекте (в потенциальной яме), в энергию аннигилирующих электрон-позитронных пар. Для  $(\theta_{1/2})_g = 11.1 \text{ mrad}$  такой энергии позитрона, исходя из формулы (2), должна соответствовать яма с радиусом  $\bar{R}_{tr} \leq 10.4 \text{ \AA}$ .

Далее, используя уравнение (1), для сравнения определили радиусы свободных объемов вакансий по измерению величин времен жизни позитронов в кремнии, облученном электронами и протонами, методом ВРАФ [12]. Времена жизни в моновакансиях заключены в пределах от 266 до 270 ps, в дивакансиях — в пределах от 300 до 325 ps, в тетравакансиях равны 435 ps, в пентавакансиях — 505 ps, а в гексавакансиях составляют примерно 520 ps [12]. Среднее значение эффективного радиуса радиационных дефектов, определенное по формуле (1) по усредненному значению времени жизни, составило величину порядка  $\bar{R}_{tr} \approx 1.6 \text{ \AA}$ .

Поэтому если считать, что позитрон и позитроний захватываются вакансиями и позитроны аннигилируют на электронах материала стенки вакансии, то наблюдается удовлетворительное согласие (по порядку величины) размеров вакансий, определенных различными методами (УРАФ и ВРАФ). Заметное расхождение величин  $R_{tr}$ , определяемых методами ВРАФ и УРАФ, может быть объяснено методическими погрешностями этих методов. Необходимы дальнейшие тщательные исследования в этом направлении.

Таблица 3. Характеристики спектров УРАФ исследуемых образцов Si *p*-типа и параметры радиационных дефектов

Номер образца	$I_g = S_g/S_{sum}$	$I_p = S_p/S_{sum}$	$k_{tr} \cdot 10^{-9}, s^{-1}$	$R_{tr}, \text{Å}$	$N_{tr} \cdot 10^{-17}, cm^{-3}$
164(1)	$0.335 \pm 0.031$	$0.665 \pm 0.035$			
165(2)	$0.600 \pm 0.030$	$0.400 \pm 0.022$	1.2	1.6	1.5
163(3)	$0.589 \pm 0.028$	$0.411 \pm 0.021$	1.15	1.6	1.4
153(4)	$0.330 \pm 0.029$	$0.670 \pm 0.034$		1.6	
166(5)	$0.373 \pm 0.032$	$0.627 \pm 0.034$	0.19	1.6	0.2
152(6)	$0.305 \pm 0.029$	$0.695 \pm 0.035$			
154(7)	$0.446 \pm 0.049$	$0.554 \pm 0.047$	0.63	1.6	0.6
155(8)	$0.332 \pm 0.029$	$0.668 \pm 0.035$	—	—	—
162(9)	$0.512 \pm 0.026$	$0.488 \pm 0.022$	0.93	1.6	1.0

Затем со значением  $R_{tr} \approx 1.6 \text{ Å}$  определили среднее значение сечения захвата позитрона дефектами  $\sigma \approx \pi R_{tr}^2 \approx 8 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$ . Поэтому для оценок средних значений концентраций радиационных дефектов по формуле (3) принимаем  $k_{tr} \approx 1.7 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}$ ,  $\sigma_{tr} \approx 8 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$  и  $v \approx 10^7 \text{ cm/s}$ . Получили значение концентрации радиационных дефектов в кремнии *n*-типа с ориентацией (100) [4], равное  $N_{tr} \approx 2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-3}$ , а в кремнии *p*-типа с ориентацией (111) [10] —  $N_{tr} = 10^{16} - 10^{17} \text{ cm}^{-3}$  (табл. 3). На основании изложенного можно полагать, что в исследованных нами пластинах кремния *n*-типа и *p*-типа, облученных протонами, прежде всего обнаруживаются радиационные дефекты типа моновакансий *V* и их комплексов. Именно точечные радиационные дефекты с размерами (диаметрами) порядка от 2 до 10 Å являются эффективными центрами захвата позитронов [12]. Таким образом, позитронный метод позволяет эффективно оценивать концентрацию точечных радиационных дефектов в кремнии с размерами  $\leq 1 \text{ nm}$ , практически недоступных для наблюдения с помощью применяемых на практике методов.

## 5. Заключение

Методы позитронной аннигиляционной спектроскопии (УРАФ и ВРАФ) позволяют определить химический состав среды в месте аннигиляции — на внешних валентных электронах атомов кремния „стенки“ поры, размеры и концентрации нанообъектов в ряде наноматериалов: в пористом кремнии, в монокристаллических пластинах кремния, облученных протонами.

## Список литературы

- [1] С.А. Гаврилов, В.И. Графутин, Л.М. Павлова, Е.П. Прокопьев, С.П. Тимошенко. Тез. докл. VI конф. по физике высоких энергий, ядерной физике и ускорителям. ННЦ ХФТИ, Харьков (2008). С. 70.
- [2] В.И. Графутин, Е.П. Прокопьев. УФН **172**, 1, 67 (2002).
- [3] Е.П. Прокопьев, С.П. Тимошенко, В.И. Графутин, Г.Г. Мяснищева, Ю.В. Фунтиков. Позитроника ионных кристаллов, полупроводников и металлов. МИЭТ, М. (1999). 176 с.
- [4] В.И. Графутин, О.В. Илюхина, Г.Г. Мяснищева, В.В. Калугин, Е.П. Прокопьев, С.П. Тимошенко, Н.О. Хмелевский, Ю.В. Фунтиков. Микроэлектроника **34**, 3, 218 (2005).
- [5] А.И. Гусев. Наноматериалы, наноструктуры, нанотехнологии. Физматлит, М. (2005). 415 с.
- [6] О.М. Бритков, С.А. Гаврилов, В.И. Графутин, В.В. Дягилев, В.В. Калугин, О.В. Илюхина, Г.Г. Мяснищева, Е.П. Светлов-Прокопьев, С.П. Тимошенко, Ю.Ф. Фунтиков. Вопр. атом. науки и техники. Сер. Теорет. и прикл. физика (Саров) **3**, 40 (2004).
- [7] В.И. Графутин, О.В. Илюхина, В.В. Калугин, Г.Г. Мяснищева, Е.П. Прокопьев, Ю.В. Фунтиков, А.С. Тимошенко, Д.К. Григорьев, С.П. Тимошенко. Физика и химия обраб. материалов **5**, 5 (2006).
- [8] С.А. Гаврилов, В.И. Графутин, О.В. Илюхина, Г.Г. Мяснищева, Е.П. Прокопьев, С.П. Тимошенко, Ю.В. Фунтиков. Письма в ЖЭТФ **81**, 11–12, 680 (2005).
- [9] Y.C. Jean. Microchem. J. **42**, 1, 72 (1990).
- [10] О.М. Бритков, С.А. Гаврилов, В.И. Графутин, В.В. Калугин, Ал.С. Тимошенко, О.В. Илюхина, Г.Г. Мяснищева, Ан.С. Тимошенко, Е.П. Светлов-Прокопьев, С.П. Тимошенко, Д.К. Григорьев, Ю.В. Фунтиков. Петербург. журн. электрон. **3**, 15 (2007).
- [11] Е.П. Прокопьев. Письма в ЖТФ **16**, 24, 6 (1990).
- [12] S. Dannefaer. Phys. Status Solidi A **102**, 2, 481 (1987).
- [13] Физические величины. Справочник / Под ред. И.С. Григорьева, Е.З. Мейлихова. Энергоатомиздат, М. (1991). 1232 с.
- [14] Ж. Бургуэн, М. Ланно. Точечные дефекты в полупроводниках. Экспериментальные аспекты. Мир, М. (1985). 452 с.