

СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

95-145

P14-95-145

В.С.Вариченко<sup>1</sup>, А.Ю.Дидык, В.А.Мартинovich<sup>1</sup>,  
Д.П.Ерчак<sup>2</sup>, Н.М.Пенина<sup>1</sup>, А.М.Зайцев<sup>1,4</sup>,  
В.Ф.Стельмах<sup>1</sup>, Ф.Р.Фарнер<sup>3</sup>

ДЕФЕКТООБРАЗОВАНИЕ В ПРИРОДНОМ АЛМАЗЕ,  
ОБЛУЧЕННОМ ВЫСОКОЭНЕРГЕТИЧНЫМИ  
ИОНАМИ Ni

<sup>1</sup>Белорусский государственный университет, Минск

<sup>2</sup>Московский государственный университет, Москва

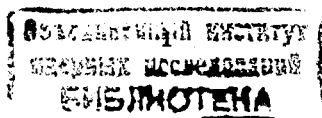
<sup>3</sup>Хагенский университет, 58084 Хаген, Германия

## ВВЕДЕНИЕ

В последние годы в научной печати появилось много публикаций, посвященных высокоэнергетичной ионной имплантации [1-6]. В них она рассматривается прежде всего как перспективная технология, позволяющая контролируемым образом управлять электрическими и оптическими параметрами в объеме облучаемых материалов (полупроводников, диэлектриков). Относительно полупроводников, в первую очередь, это относится к формированию скрытых (глубоко расположенных) проводящих и изолирующих слоев, многослойных структур. Было также показано, что такая ионная имплантация позволяет в принципе повысить как степень интеграции, производимых в настоящее время микросхем, так и их помехо защищенность.

Помимо применения высокоэнергетичной ионной имплантации в современной микроэлектронной промышленности она представляет собой интерес и с чисто научной точки зрения. Это определяется тем, что фундаментальные исследования взаимодействия заряженных частиц с твердыми телами позволяют установить основные закономерности и определить особенности торможения высокоэнергетичных ионов. Получаемая таким образом информация является основой для перспективных направлений прикладного использования высокоэнергетичной ионной имплантации в технологиях микроэлектронной промышленности.

Проведенные к настоящему времени исследования показали, что имплантация ионов с высокими энергиями приводит к созданию в объеме полупроводника сложной многослойной дефектно-примесной структуры [3,5]. Характерной особенностью такой структуры является формирование в облучаемом материале помимо точечных дефектов, характерных для ионной имплантации с обычными энергиями или электронного облучения, квазиодномерных трекоподобных макродефектов [7-9]. Предложенные модели трека представляют его как узкий протяженный макродефект, сорентированный вдоль направления облучения и состоящий из поливакансионного шнура, окруженного плотной оболочкой выброшенных из трека атомов, находящихся преимущественно в междоузельных положениях. В настоящее время трекообразование в полупроводниках, подвергнутых высокоэнергетичному облучению, установлено прямым методом просвечивающей электронной микроскопии только в  $\text{GeS}$  [10]. Используемые в других работах методы фото-, катодOLUMИНЕСЦЕНЦИИ, ЭПР-спектроскопии и др. косвенным образом свидетельствуют о существовании треков в таких облученных полупроводниках, как алмаз, кубический нитрид бора и даже кремний [8,11,12]. Было установлено, что трек при имплантации как структурный дефект существенным образом определяет распределение при имплантации дефектов и примеси и также влияет на перераспределение примеси при термическом отжиге. Большой интерес представляет изучение треков, сформированных ионным облучением в алмазе - перспективном материале для микроэлектроники. Ожидается, что электронные свойства треков в алмазе могут изменяться в широком диапазоне благодаря возможности превращения кристаллической решетки алмаза при облучении в целый ряд углеродных структур с нететраэдрическими конфигурациями атомов [13]. Эти свойства треков могут контролироваться условиями имплантации (энергия и масса иона, температура подложки, доза и направление имплантации и т.д.). Цель настоящей работы заключась в изучении процессов трекообразования и свойств треков в алмазе, подвергнутом облучению ионами никеля с энергией 335 МэВ.



## МЕТОДИКА ЭКСПЕРИМЕНТА

Образцы природного алмаза типа Ia (концентрация азота около  $10^{19} \text{ см}^{-3}$ ) были имплантированы ионами Ni с энергией 335 МэВ в интервале доз  $5 \times 10^{12} - 5 \times 10^{14} \text{ см}^{-2}$ . Температура, контролируемая с помощью термопары, в процессе имплантации не превышала 300 К. Высокотемпературный отжиг облученных образцов проводился в графитовом контейнере в вакууме  $10^{-4}$  Па. ЭПР исследования выполнялись на спектрометре Varian- E112н в X-диапазоне. Сигнал от ионов  $\text{Cr}^{3+}$  эталонного образца рубина, размещенного в резонаторе, использовался для контроля добротности и для калибровки амплитуды магнитной составляющей H1 СВЧ поля. Для измерения абсолютной концентрации спинов в исследуемых образцах использовался угольный эталон.

Профиль распределения парамагнитных центров (ПЦ) по глубине облученной области был получен из изменения сигнала ЭПР при послойном распылении этой облученной области в процессе ионного травления образца. Ионное травление проводилось в вакуумной установке ВУП-4К с использованием ионов аргона и кислорода с энергией 5 кэВ при токе 0,1 мкА. Выбранный режим травления обеспечивал скорость распыления образцов алмаза от 0,5 до 3 мкм/час. Толщина изучаемых образцов контролировалась с точностью около 0,3 мкм.

## РЕЗУЛЬТАТЫ И ОБСУЖДЕНИЕ

Высокоэнергетичное облучение ионами Ni ведет к появлению слабо анизотропных ПЦ, имеющих характерные синглетные резонансные линии с g-факторами, близкими к 2.0027, и ряда сильно анизотропных линий (Рис.1а). Проведенные ранее исследования алмаза, подвергнутого высокоэнергетичному ионному облучению, позволили сделать вывод, что такие синглетные линии свидетельствуют о наличии квазиодномерных трекообразных структур в облученном слое [8]. Сильно анизотропные линии обусловлены наличием в решетке алмаза радиационных точечных дефектов. При дозах  $5 \times 10^{12} - 5 \times 10^{13} \text{ см}^{-2}$  регистрируемым слабо анизотропным ПЦ соответствуют две синглетные линии в спектрах ЭПР (Рис.1б), каждая из которых характеризуется анизотропными интенсивностью, шириной линии и степенью асимметрии линии A/B (где A и B - амплитуды высоко- и низкополевой части синглетной линии). Эти параметры для узкой (I) и широкой (II) синглетных линий в образце, облученном с дозой  $5 \times 10^{13} \text{ см}^{-2}$ , показаны в таблице 1.

Таблица 1

Кристаллограф. направление	H, Гс		I, отн.ед.		A/B	
	I	II	I	II	I	II
[100]*	$3.1 \pm 0.1$	$16.0 \pm 0.4$	1.7	1.08	1.8	0.79
[111]	$2.0 \pm 0.1$	$13.1 \pm 0.4$	1.0	1.0	0.8	0.7
[110]	$2.5 \pm 0.5$	$14.5 \pm 0.4$	1.25	1.06	1.6	0.76

\*) - направление имплантации; результаты получены при частоте модуляции 100 кГц

Проведенный анализ угловой зависимости параметра A/B свидетельствует о появлении в облученном слое определенного направления, совпадающего с направлением имплантации, как и в случае имплантации ионами Ne и Cu с энергией 1 МэВ/а.е.м. (26,7 и 63 МэВ, соответственно) [8]. После имплантации с дозой  $5 \times 10^{14} \text{ см}^{-2}$  наблюдалась только одна синглетная линия с почти изотропной шириной (5.25 Гс).

Степень разупорядочения кристалла (т.е. степень дефектности), которая пропорциональна интенсивности синглетной линии, приведенной к облученному объему образца, в 3 раза ниже после имплантации ионами Ni с энергией 335 МэВ (5.8 МэВ/а.е.м.) по сравнению с имплантацией ионами Cu с энергией 63 МэВ (1 МэВ/а.е.м.) [8]. Это свидетельствует о том, что с ростом энергии иона происходит увеличение вклада электронного торможения  $(dE/dx)_e$  в общие потери энергии. Возрастание электронных потерь тормозящегося иона обуславливает повышение эффективности процессов самоотжига и рекристаллизации при облучении, вследствие чего уменьшается повреждаемость кристалла алмаза.

Дозовые зависимости интенсивности доминирующей синглетной линии и степени ее асимметрии (A/B) показаны на Рис.2а,б. Эти зависимости имеют одинаковое поведение. Эффективная концентрация спинов описывается сублинейной зависимостью в интервале доз  $5 \times 10^{12} - 5 \times 10^{13} \text{ см}^{-2}$ , которая становится суперлинейной в интервале  $5 \times 10^{13} - 5 \times 10^{14} \text{ см}^{-2}$ . В тоже время степень асимметрии синглетной линии возрастает в первом интервале доз, а затем при более высоких дозах линия становится практически симметричной. Такое поведение может объясняться образованием ионных треков в облученных образцах, а затем их разрушением вследствие перекрытия при более высоких дозах. Предполагается, что ионные треки представляют собой стержнеобразные макродефекты с пониженной атомной плотностью, обусловленной наличием вакансий, вдоль пути иона, оболочка которых имеет повышенную плотность атомов. Принимая во внимание происхождение синглетной линии ЭПР, предложенное в работе [8] (т.е. резонансное поглощение на подвижных квазичастицах, предположительно, солитонах), наблюдаемые изменения формы линии и концентрации спинов в зависимости от дозы можно объяснить следующим образом. Высокоэнергетичный ион при своем торможении в кристаллической решетке алмаза приводит к дефектообразованию, т.е. нарушению тетраэдрической межатомной конфигурации. В то же время часть электронных энергетических потерь иона расходуется на обратные дефектообразованию процессы: рекристаллизацию и самоотжиг [14]. Проведенные оценки температуры в области трека в процессе высокоэнергетичного облучения алмаза ионами Ar, Kr, Xe [15] показывают, что она может достигать величин 3900, 6300 и 8000 К, соответственно. В процессе остывания области трека в ней происходит рекристаллизация с образованием модифицированной структуры, состоящей из атомов углерода. В процессе рекристаллизации атомы кристаллической решетки связываются между собой в определенной последовательности, образуя конфигурации подобные углеродным цепочкам карбинов или формируя сложные структурные образования, например, фуллерены [16]. Необходимо отметить, что такие модифицированные структуры не обязательно являются непрерывными на протяжении всего пути торможения иона. Прежде всего, это может быть связано с тем, что они создаются только на определенном участке торможения. Кроме того, выделяемая при торможении иона энергия может приводить к частичному разрушению уже сформированной такой структуры. И, наконец, определенную роль здесь могут играть неоднородности кристаллической структуры исходного образца.

Обсуждая возможные пути образования треков в алмазе при высокоэнергетичном облучении необходимо принимать во внимание специфические физические свойства алмаза. С одной стороны, алмаз обладает очень высокой теплопроводностью, с другой стороны - это широкозонный полупроводник, имеющий сильные ковалентные межатомные связи и, соответственно, малую концентрацию свободных носителей заряда. Существуют два основных механизма трекообразования в твердых телах: механизм теплового пика и кулоновского взрыва [17,18]. Существование теплового пика зависит от эффективности передачи энергии быстрого иона атомам решетки и отвода энергии энергии из области трека посредством фононов. И хотя оценка скорости рассеяния энергии из области трека при ионном облучении, проведенная в соответствии с [18], показывает малую эффективность механизма теплового пика этот механизм все же необходимо принимать во внимание, учитывая те высокие температуры, которые могут развиваться в пределах трека. Механизм кулоновского взрыва, который проявляется в быстром выталкивании атомов углерода из узлов кристаллической решетки в результате кулоновского взаимодействия атомов в электрически нестабильных областях решетки, образованных вдоль пути иона, является весьма подходящим механизмом, описывающим процесс трекообразования в алмазе. Эффективность данного механизма может быть более высокой из-за большого уровня решеточного электронного возбуждения, который снижает уровень энергии необходимый для выхода атомов из узлов кристаллической решетки, подобно механизму подпорогового дефектообразования [19].

Таким образом, рассматривая дефектную структуру, создаваемую высокоэнергетичным ионом в процессе его торможения, считаем, что внутренние модифицированные области индивидуальных ионных треков с нететраэдрическими межатомными конфигурациями не являются непрерывными на протяжении всего пути иона. Однако это справедливо только для малых доз облучения. При таких условиях движение квазичастиц ограничено и доминирует обычный механизм микроволновой проводимости, что ведет к асимметрии линии ЭПР вследствие эффекта Дайсона [20]. Естественно, что рост микроволновой проводимости с дозой происходит в результате увеличения плотности системы треков, рассматриваемой как проводящая структура, и как результат возможного увеличения длины части треков из-за эффекта трекового каналирования [11]. Это согласуется с ростом асимметрии из-за эффекта Дайсона в интервале доз  $5 \times 10^{12} - 5 \times 10^{13} \text{ см}^{-2}$ . При дозе облучения свыше  $5 \times 10^{13} \text{ см}^{-2}$  наблюдается сверхлинейная зависимость концентрации спинов от дозы и одновременное уменьшение степени асимметрии А/В синглетной линии вплоть до 1 при самой высокой дозе. Это может быть объяснено перекрытием треков и образованием длинных непрерывных квазиодномерных (но не обязательно линейных) модифицированных нететраэдрических структур, образованных в процессе торможения нескольких ионов. В этом случае движение квазичастицы не ограничивается и наблюдается резкий рост эффективной концентрации спинов, определяемый механизмом многократного поглощения этими же частицами [21]. Механизм микроволновой проводимости, обусловленный квазичастицами типа солитонов отличается от обычного и асимметрия линии типа Дайсона не должна проявляться. Этот факт согласуется с результатами для самой высокой дозы. Это можно понять, приняв во внимание, что транспорт носителей заряда посредством солитонов может быть реализован практически без потерь и симметричная форма линии является следствием

отсутствия затухания этого процесса. Следует отметить, что разрушение треков как квазиодномерных макродефектов при дозе  $5 \times 10^{14} \text{ см}^{-2}$  не приводит к разрушению модифицированных квазиодномерных структур с нететраэдрическими связями. Более того, перекрытие треков способствует в этом случае образованию системы квазиодномерных структур. Это подтверждается резким увеличением эффективной концентрации ПЦ, связанных с этими структурами, и их поведением при отжиге. Эти структуры являются достаточно стабильными и некоторая часть из них регистрировалась даже после отжига при температуре  $1400^\circ\text{C}$ .

Принимая во внимание проведенные выше рассуждения о структуре трека и модифицированных областей и учитывая то, что при малых дозах облучения в спектрах ЭПР регистрируются две синглетные линии (широкая и узкая), а при высокой дозе - только узкая, можно сделать следующий вывод. Широкая линия, вероятно, представляет собой характеристику индивидуального трека, а узкая - характеризует собой только модифицированные области трека.

Анализ угловой зависимости линий ПЦ точечных дефектов (ТД) в спектрах ЭПР, кинетики насыщения и поведения этих ТД при отжиге позволил разделить их на три группы (А,В,С) (см.рис.1а). Исследования изменения концентрации точечных дефектов при термическом отжиге (Рис.3) показали, что при температуре  $350^\circ\text{C}$  происходит резкое уменьшение интенсивности линий ПЦ группы А и В и их полный отжиг при  $400^\circ\text{C}$ , что характерно для точечных дефектов междоузельной природы. Группа С при данной температуре отжигается лишь частично. Начиная с температуры  $600^\circ\text{C}$  в спектрах ЭПР появляются новые линии связанные с ПЦ ТД. Эта группа линий не отжигается даже при температуре  $1400^\circ\text{C}$ .

Изучение изменения интенсивности синглетной линии с ростом температуры при отжиге обнаруживает ее корреляцию с характером отжига вакансий (центр GR1 в катодоллюминесценции) [4]. Это проявляется в том, что в области температур  $600 - 800^\circ\text{C}$  происходит резкое уменьшение интенсивности синглетной линии и, начиная с температуры  $900^\circ\text{C}$ , интенсивность синглетной линии уже не меняется (Рис.3). Это свидетельствует о завершении процесса структурной перестройки, так как при этой характерной температуре уже прекращается движение вакансий в кристаллической решетке.

Исследования поведения ширины синглетной линии при отжиге показывают, что она немонотонно изменяется с ростом температуры (Рис.4). Эти изменения являются довольно существенными. В интервале температур  $650-700^\circ\text{C}$  ширина линии возрастает от 5.3 Гс до 7.7 Гс и затем уменьшается до 3.3 Гс при температурах  $750-850^\circ\text{C}$ . Такое поведение ширины линии является дополнительным доказательством того, что соответствующие ПЦ обусловлены квазичастицами. Для обычных ПЦ, имеющих глубокие уровни в запрещенной зоне и содержащих оборванные связи (например, центр Si-G8 в кремнии [22]), такое поведение ширины линии невозможно. Для центров, содержащих оборванные связи, изменение ширины линии при отжиге обычно незначительно и не может быть немонотонным в любом случае. С другой стороны, парамагнитные квазичастицы, имеющие также глубокие уровни в запрещенной зоне, обладают более широким распределением волновой функции (для топологических солитонов в полиацетилене, например, волновая функция охватывает до 45 атомов углерода [23]). Кроме того, эти квазичастицы являются подвижными в пределах распределения волновой функции. Это определяет их высокую чувствительность к структурным перестройкам трекоподобных

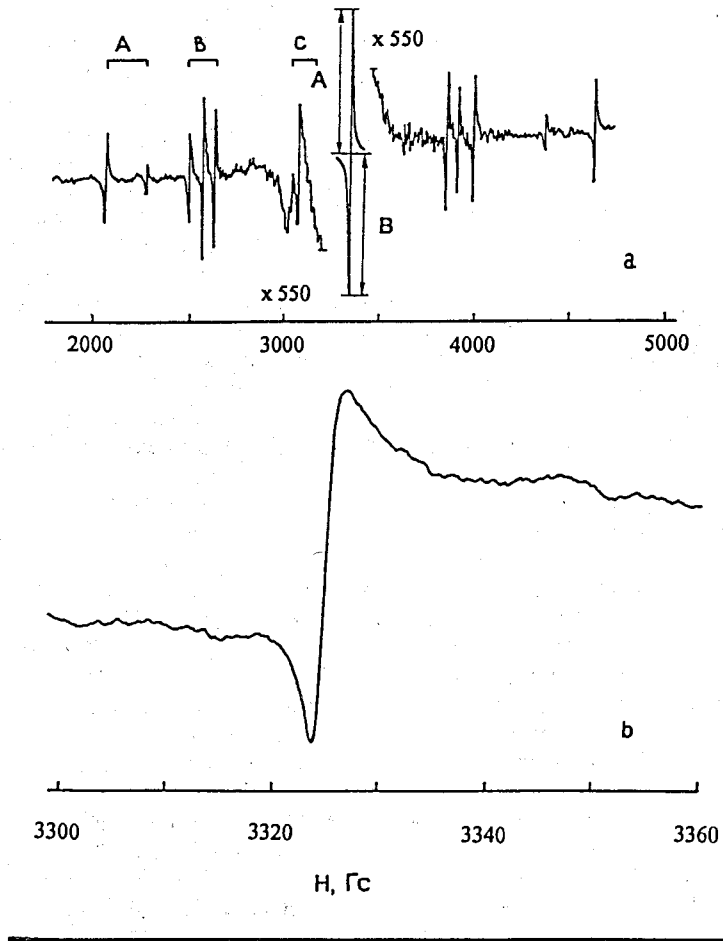


Рис.1. Часть спектра ЭПР алмаза, облученного ионами Ni с энергией 335 МэВ: а) с дозой  $5 \times 10^{14} \text{ см}^{-2}$ ; частота СВЧ поля - 9390,05 МГц; частота модуляции - 25 кГц; Но [110]; б) с дозой  $5 \times 10^{13} \text{ см}^{-2}$ ; частота СВЧ поля - 9317,11 МГц; частота модуляции - 100 кГц; Но [100].

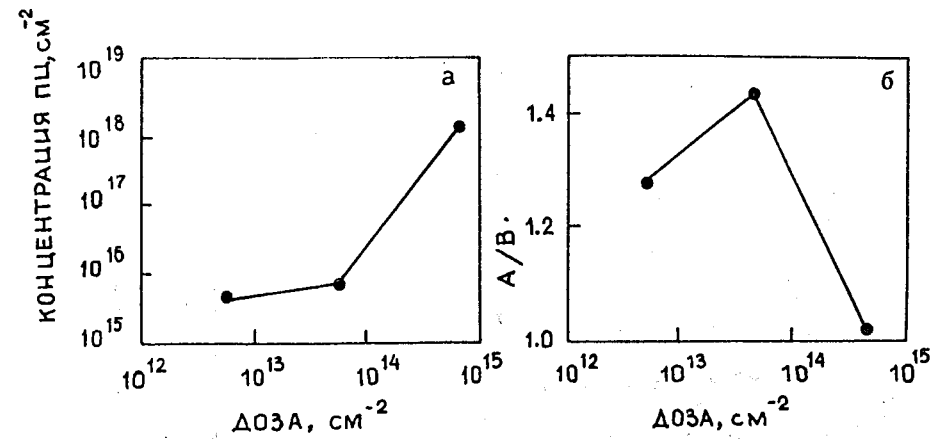


Рис.2. Дозовая зависимость а) суммарной концентрации ПЦ модифицированных структур и б) степени асимметрии (A/B) связной линии.

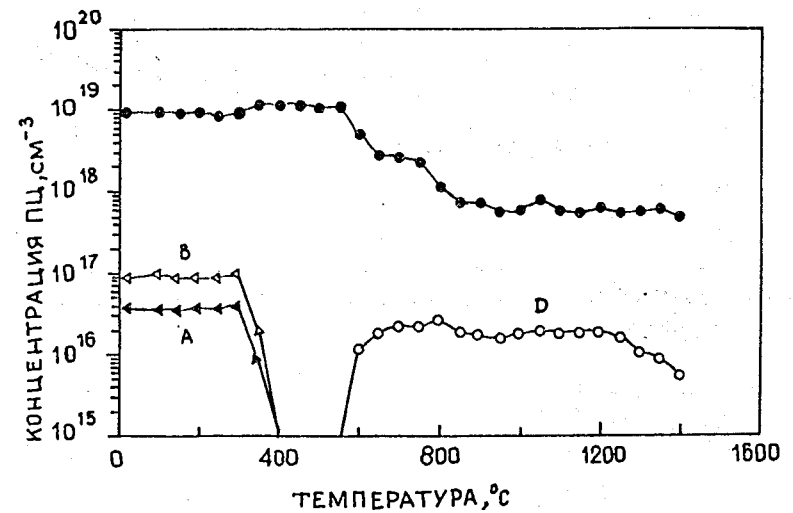


Рис.3. Зависимость концентрации ПЦ модифицированных структур (●) и точечных дефектов от температуры отжига для образца, облученного с дозой  $5 \times 10^{14} \text{ см}^{-2}$ .

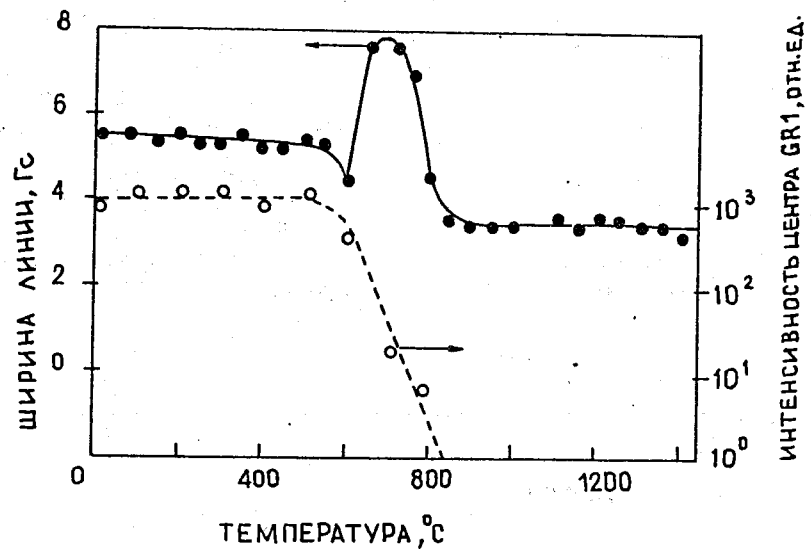


Рис. 4. Зависимость ширины синглетной линии от температуры отжига для образца, облученного с дозой  $5 \times 10^{14} \text{ см}^{-2}$ , (●) по сравнению с кривой отжига вакансии GR1 в катодолуминесценции (○).

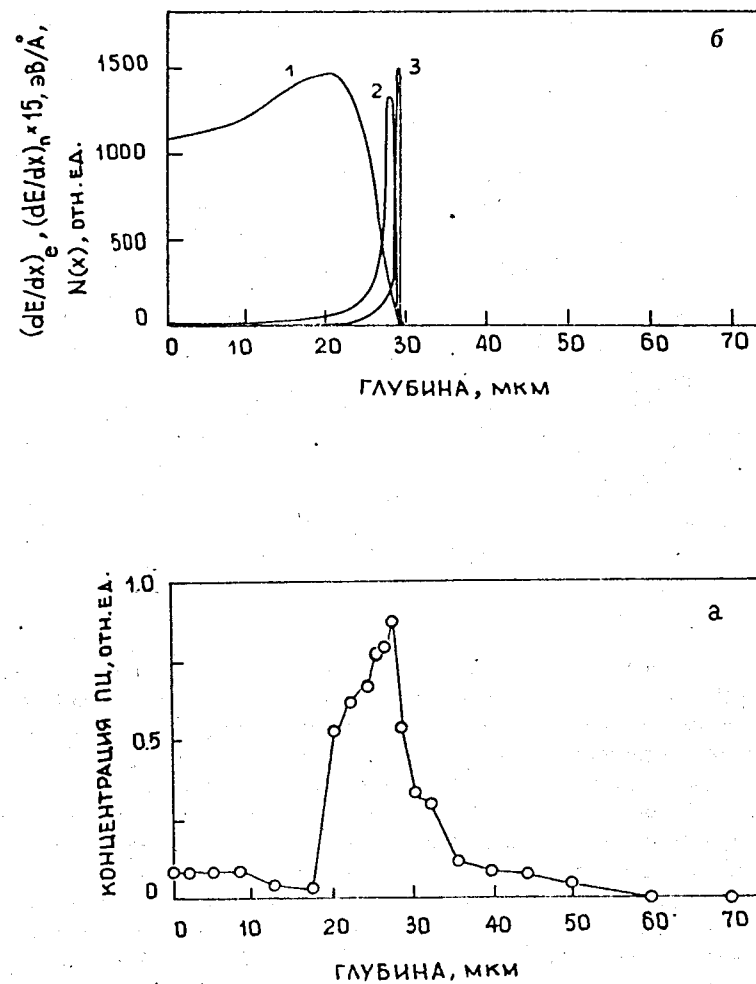


Рис. 5. Пространственное распределение: а - концентрации парамагнитных центров модифицированных структур в алмазе, облученном с дозой  $5 \times 10^{14} \text{ см}^{-2}$  и затем отожженном при температуре  $1400^\circ\text{C}$ , б - рассчитанных электронной (1), ядерной (2) тормозных способностей и концентрации примеси (3).

областей в процессе термообработки, вызываемых, вероятно, активацией движения вакансий [4].

Было изучено пространственное распределение изменения ширины линии ПЦ стабильных ионно-модифицированных структур после отжига до 1400°C. Поскольку изменения ширины линии чувствительны к взаимодействию ПЦ [8], то эти изменения соответствуют изменению концентрации ПЦ. Следовательно, изучение профиля распределения ширины линии в данном случае является методом для получения профиля распределения концентрации ПЦ. Максимум плотности этих модифицированных структур, образованных в процессе облучения и последующего отжига, находится на глубине 27.7 мкм (Рис.5). Это соответствует величине  $R_p = 27.7$  мкм, вычисленной с помощью программы TRIM-90. Однако значение разброса проективных пробегов, полученное из данного распределения, равняется 4.8 мкм, что значительно превосходит теоретический расчет (1.38 мкм). Профиль распределения концентрации ПЦ имеет специфическую асимметричную форму. Этот профиль имеет два хвостан, один из которых распространяется на глубину кристалла до 50 мкм, а другой - к поверхности. Эти особенности можно объяснить, приняв в расчет эффекты ионного каналирования вдоль треков, флуктуации зарядового состояния иона [11,24] и остановки части ионов на пути своего торможения за счет прямых лобовых соударений с атомами кристалла алмаза. Следует также иметь в виду возможное изменение формы профиля распределения концентрации ПЦ из-за влияния треков на их перераспределение вследствие термической обработки.

## ВЫВОДЫ

ЭПР исследования монокристаллов алмаза, имплантированных ионами Ni с энергией 335 МэВ, показали, что такое высокоэнергетичное ионное облучение приводит к формированию трекоподобных одномерных нететраэдрических структур. Причем эти структуры являются проводящими на СВЧ в диэлектрической матрице алмаза. В случае данной имплантации обычный механизм микроволновой проводимости реализуется на совокупности трекоподобных одномерных структур перед перекрытием треков. После их перекрытия явления транспорта, вероятно, определяются подвижными квазичастицами, предположительно, солитонами. При отжиге обнаружены существенные немонотонные изменения ширины синглетной линии ЭПР. Эти особенности объясняются в рамках модели подвижных квазичастиц соответствующих ПЦ. Такая модель, в отличие от модели оборванных связей, позволяет объяснить изменения ширины линии как следствие высокой чувствительности параметров ПЦ к перестройке окружающих атомов (движение вакансий и т.д.) из-за большого распределения волновой функции квазичастиц и их движения вдоль всей длины модифицированной структуры. Следовательно, индивидуальные ПЦ могут рассматриваться как парамагнитный индикатор состояния всей квазидоменной структуры. Профиль распределения модифицированных структур по глубине облученного слоя обладает некоторыми особенностями. Это проявляется в его специфической форме с хвостами, распространяющимися от максимума, находящегося на глубине 27.9 мкм (что соответствует вычисленному с помощью TRIM-90 максимуму потерь энергии на ядерное торможение) до 50 мкм вглубь кристалла и к поверхности. Величина разброса среднего проективного пробега равна 4.8 мкм и значительно превышает расчетное значение 1.68 мкм. Упомянутые выше особенности,

вероятно, является проявлением трекового каналирования и остановки части ионов на пути своего торможения из-за прямых лобовых соударений с атомами кристалла алмаза.

## ЛИТЕРАТУРА

1. J.F.Ziegler. Nucl. Instr. and Meth., B6, p.270-282, 1985.
2. D. Premanik, A.N. Saxena. Nucl. Instr. and Meth., B10/11, p.493-497, 1985.
3. А.М. Зайцев. Поверхность, N10, с. 5-26, 1991.
4. В.С. Вариченко, А.Ю. Дидык, А.М. Зайцев, В.И. Кузнецов, В.М. Кулаков, А.А. Мельников, С.П. Плотникова, В.А. Скуратов, В.Ф. Стельмах, В.Д. Шестаков. Препринт ОИЯИ Р 14-88-44, Дубна, 1988, 12с.
5. V.S. Varichenko, A.M. Zaitsev, A.A. Melnikov, W.R. Fahrner, N.M. Kasytchits, N.M. Penina, D.P. Erchak. Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res., B94, p. 259-265, 1994.
6. V.S. Varichenko, A.M. Zaitsev, J.K.N. Lindner, R. Domres, N.M. Penina, D.P. Erchak, A.R. Chelyadinskii, V.A. Martinovich. Nucl. Instr. and Meth., B94, p.240-244, 1994.
7. D.P. Erchak, R.B. Gelfand, N.M. Penina, V.F. Stelmakh, V.P. Tolstykh, A.G. Ulyashin, V.S. Varichenko, A.M. Zaitsev. Phys. Stat. Sol. (a), 121, p. 63-72, 1990.
8. D.P. Erchak, V.G. Efimov, A.M. Zaitsev, V.F. Stelmakh, N.M. Penina, V.S. Varichenko, V.P. Tolstykh. Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res., B69, p. 443-451, 1992.
9. R. Spohr. Ion Tracks and Microtechnology: Principles and Applications, Vieweg, 1990.
10. J. Vetter, R. Scholz, S. Hopfe. In: Abstracts of the Second Intern. Symp. on Swift Heavy Ions in Matter, May 19-22, 1992, Bernsheim, Germany.
11. А.М. Зайцев, С.А. Федотов, А.А. Мельников, Ф.Ф. Комаров, В.Р. Fahrner, V.S. Varichenko, E.H. te Kaat. Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res., B82, p. 421-430, 1993.
12. A.R. Filipp, V.V. Tkachev, V.S. Varichenko, A.M. Zaitsev, A.R. Chelyadinskii, Yu. A. Kluev. Diamond and Related Materials, 1, p. 271-276, 1992.
13. D.P. Erchak, V.A. Martinovich, V.S. Varichenko, N.M. Penina, V.G. Efimov, A.M. Zaitsev, S.A. Fedotov, W.R. Fahrner, V.F. Stelmakh. In: Abstracts of the Ninth Int. Conf. on Ion Beam Modulation of Materials, 5-10 February 1995, Canberra, Australia.
14. J. Nakata, M. Takahashi, K. Kajiyama. Jap. Journ. of Appl. Phys., 20, p. 2211-2221, 1981.
15. А.Ю. Дидык, В.Р. Fahrner, Th. Fries, M.S. Rusetskii, V.S. Varichenko, A.M. Zaitsev. Preprint of the JINR, E 14-94-366, Dubna, p.10, 1994.
16. L.T. Chadderton, D. Fink, Y. Gamaly, H. Moeckel, L. Wang, H. Omichi, F. Hosoi. Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res., B91, p. 71-77, 1994.
17. R.L. Fleischer, P.B. Price, R.M. Walker. Nuclear Tracks in Solids, University of California Press, 1975.
18. L.E. Seiberling, J.E. Griffith, T.A. Tombrello. Radiat. Eff., 52, p. 201-210, 1980.
19. А.М. Зайцев, В.С. Вавилов, А.А. Гиппиус. Письма в ЖЭТФ, 31, с. 181-184.
20. F.D. Dyson. Phys. Rev., 98, p. 349-359, 1955.
21. D.P. Erchak, M.B. Guseva, A.F. Aleksandrov, G. Alexander, A. Pilar von Pilchau. JETP Lett., 58, p. 275-278, 1993.
22. G.D. Watkins, J.A. Corbett. Phys. Rev., 134A, p. 1359, 1964.
23. M. Mehring, P. Hofer, H. Kass, A. Grupp. Europhys. Lett., 6, p. 463-468, 1988.
24. А.Ф. Буренков, Ф.Ф. Комаров, С.А. Федотов. Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res., B67, p. 30-34, 1992.

Рукопись поступила в издательский отдел  
29 марта 1995 года.