

# НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКИЕ И СТРУКТУРНЫЕ СВОЙСТВА НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛЕНОК КАРБИДА КРЕМНИЯ

*M. C. Бродин<sup>a</sup>, В. И. Волков<sup>a\*</sup>, В. Р. Ляховецкий<sup>a</sup>,  
В. И. Руденко<sup>a</sup>, В. М. Пузиков<sup>b</sup>, А. В. Семенов<sup>b</sup>*

*<sup>a</sup> Институт физики Национальной академии наук Украины  
03680, Киев, Украина*

*<sup>b</sup> Институт монокристаллов Национальной академии наук Украины  
61001, Харьков, Украина*

Поступила в редакцию 29 апреля 2011 г.

Цель настоящей работы — исследование нелинейности рефракции вnanostructured пленках карбида кремния в зависимости от их структурных особенностей: условий синтеза таких пленок, температуры подложки при их осаждении, содержания кристаллической фазы в пленке, соотношения атомных концентраций Si/C в пленке, размера образующихся в пленке нанокристаллов SiC. Были получены соответствующие зависимости. Получены также значения нелинейно-оптической восприимчивости третьего порядка  $\chi^{(3)}(\omega; \omega, -\omega, \omega)$  для различных политипов карбида кремния — 3C, 21R, 27R, которые на четыре порядка превышают значение  $\chi^{(3)}$  в объемных монокристаллах карбида кремния.

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Большой интерес к nanostructured карбиду кремния (SiC) объясняется исключительными свойствами объемного SiC, такими как высокая механическая и оптическая прочность, тепловая стабильность, химическая инертность, высокая радиационная стойкость и т. п., что представляет исключительные перспективы для использования карбида кремния в экстремальных условиях, а именно, при высоких температурах, значительных радиационных нагрузках и в химически активной атмосфере. Особое внимание, проявляемое к полупроводниковым nanostructuredам, объясняется тем, что теоретически показана возможность усиления нелинейно-оптических восприимчивостей в таких структурах [1, 2] вследствие проявления в них эффектов квантово-размерного ограничения.

Нелинейная рефракция в монокристаллическом SiC впервые исследовалась в работах [3–5], где было показано, что в гексагональном SiC политипе  $\alpha$ -SiC(6H) наблюдается достаточно высокая нелинейная рефракция ( $n_2 \sim 10^{-10}$  ед. СГСЭ) на длине волны рубинового лазера с временами релаксации

порядка  $10^{-12}$  с. Такая эффективная и быстродействующая оптическая нелинейность SiC обусловлена, как было показано в этих работах, внутризонными переходами электронов проводимости.

В nanostructured SiC исследования нелинейности рефракции, насколько нам известно из литературы, не проводились. Следует отметить только исследования относительно генерации второй и третьей гармоник [6, 7].

В нашей работе [8] исследовалась нелинейная рефракция в нанокристаллических пленках SiC, синтезированных в результате непосредственного осаждения ионов кремния и углерода со средней энергией 90–100 эВ и низкой температурой подложки от 900 °C до 1150 °C при импульсном возбуждении ( $\tau_p = 10$  нс) излучения YAG:Nd<sup>3+</sup>-лазера ( $\lambda = 1064$  нм и  $\lambda = 532$  нм).

Целью настоящей работы было более глубокое исследование нелинейно-оптического отклика в nanostructured карбиде кремния, а также измерение и анализ нелинейно-оптической восприимчивости данных структур в зависимости от их структурных особенностей, а именно, условий синтеза таких пленок, температуры подложки при их осаждении, содержания кристаллической фазы в пленке,

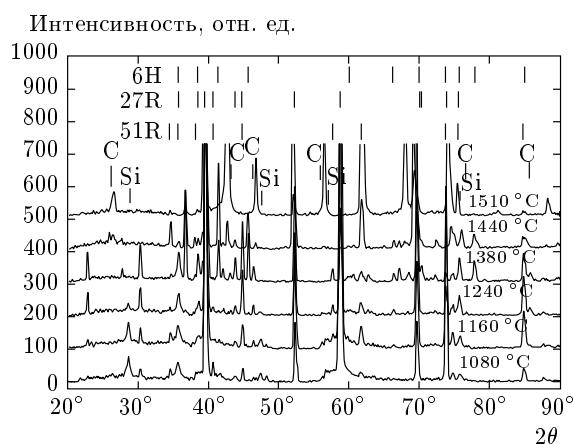
\*E-mail: volkov@iop.kiev.ua

соотношения атомных концентраций Si/C в пленке, размера образующихся в пленке нанокристаллов SiC.

## 2. ОПИСАНИЕ ОБРАЗЦОВ

Синтезированиеnanoструктурных пленок карбида кремния проводилось с помощью оригинальной методики ионного осаждения, описанного в работе [9]. Состав и конфигурация связи между атомами углерода и кремния исследовали с помощью фотоэлектронной спектроскопии (ФЭС) на спектрометре XPS-800Kratos с  $K_{\alpha}$ -излучением Mg. Спектры калибровались по энергетическому положению спектральных полос, полученных в эталонных образцах кристалла SiC ( $E_{BC1s} = 283.4$  эВ,  $E_{BSi2p} = 100.5$  эВ), Si(100) ( $E_{BSi2p} = 99.9$  эВ).

Кристаллическая структура пленок изучалась с помощью рентгено-дифракционного (РД) метода на дифрактометре ДРОН-2.0 ( $K_{\alpha}$ -излучение Cu) с графитовым монохроматором на первичном пучке в режиме симметричного  $\vartheta - 2\vartheta$ -сканирования. На рис. 1 приведены рентгеновские дифракционные спектры nanoструктурных пленок SiC, осажденных на подложку при разных температурах в диапазоне 1080–1510 °C. Вертикальными метками показаны дифракционные рефлексы от различных политипов SiC, фаз Si и C, установленных в результате анализа. Видно, что при изменении температуры подложки изменяются состав политипов карбида кремния и интенсивность их дифракционных рефлексов.



**Рис. 1.** Рентгеновские дифракционные спектры пленок SiC, осажденных на кварцевую подложку при температуре 1080–1510 °C. Метками показаны рефлексы от политипов 6H, 27R, 51R SiC, а также фаз Si и C, установленных при анализе

Средний размер нанокристаллов SiC оценивался с помощью соотношения Шерера и составлял от 5 до 8 нм.

Морфология поверхности синтезированных нанокристаллических пленок SiC исследовалась как с помощью атомного силового микроскопа (ACM), так и с помощью электронного микроскопа.

На рис. 2 показано ACM-изображение структуры поверхности пленок  $\alpha$ -SiC (27R) в зависимости от температуры подложки. Рядом приведены кривые анализа структуры таких пленок, по которым можно оценить размеры полученных нанокристаллов.

На рис. 3 показана электронная микрофотография поверхности нанокристаллической пленки SiC, где для удобства восприятия контуры нанокристаллов очерчены сплошной линией. В каждом из выделенных участков пленки видны однородная периодическая структура атомных плоскостей и их ориентация. Учитывая масштаб изображения, показанный на рисунке справа, можно судить о размерах наночастиц карбида кремния. Видно, что в поле зрения микроскопа попали частицы размером от 5 до 10 нм, что соответствует результатам РД-измерений.

Данные, полученные на основе рентгеноструктурных результатов, атомно-силовой и электронной микроскопии, представлены в табл. 1.

Следует отметить, что для исследования нелинейно-оптических свойств мы получали, в основном, нанокристаллические пленки SiC политипов 3C, 21R, 27R, а также аморфные пленки карбида кремния.

Спектр поглощения одного из образцов, состоящего из смеси политипов  $\alpha$ -SiC (27R) и  $\beta$ -SiC (3C) в соотношении  $\alpha/\beta = 1000/100$ , представлен на рис. 4. Данная пленка нанокристаллического карбида кремния толщиной 3 мкм была выращена на кварцевой подложке. Стрелками показано спектральное положение первой и второй гармоник YAG:Nd<sup>3+</sup>-лазера ( $\lambda = 1064$  нм и  $\lambda = 532$  нм), с помощью которого исследовалась нелинейная рефракция в нанокристаллических пленках карбида кремния.

На рис. 5 приведен объединенный график зависимости среднего размера нанокристаллов SiC в пленке, а также содержание кристаллической фазы SiC от температуры подложки. Видно, что с ростом температуры подложки от 700 °C до 1000 °C доля кристаллической фазы возрастает от 20 % до 80 %. В то же время размер кристаллитов возрастает от 5 до 10 нм. Следует также отметить, что при температурах в диапазоне 900–1000 °C в нанокристаллической пленке SiC возрастает доля кубической модифика-

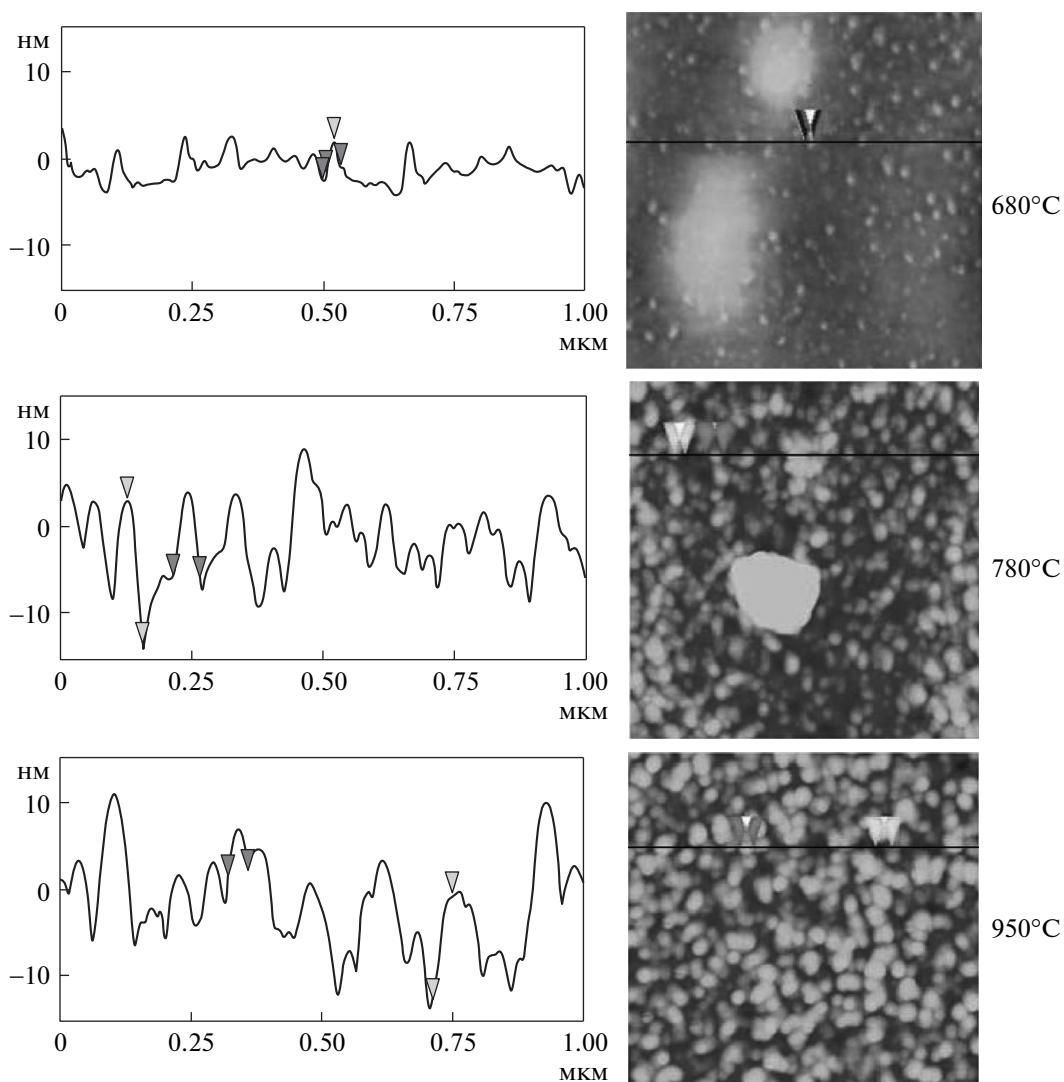


Рис. 2. АСМ-изображения поверхности пленок SiC (27R), осажденных при разных температурах подложки

Таблица 1. Структурные и фазовые особенности пленок SiC, осажденных при разных температурах подложки потоком ионов Si/C = 1.2

$T, ^\circ\text{C}$	900	1010	1080	1160	1240	1380	1440	1510
Политип основной (дополнительный)	3C	21R (51R)	21R (51R)	51R (21R)	27R (51R)	27R (21R)	27R (6H)	6H (27R)
Степень гексагональности, $D$	0	25	25	35	44	44	44	33
Размер кристалла $d$ , нм	5	10	12	24	45	41	46	120
Соотношение Si/C в пленке	1.2	1.1	1.1	1.05	0.95	0.7	0.4	

Примечание:  $D = [n_h / (n_h + n_c)] \cdot 100 \%$ , где  $n_h$  — концентрация гексагональной фазы,  $n_c$  — концентрация кубической фазы в нанопленке карбида кремния.

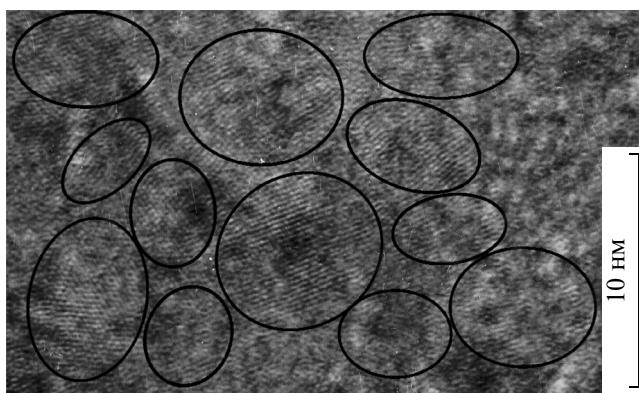


Рис. 3. Электронная микрофотография поверхности нанокристаллической пленки SiC. Сплошной линией очерчены контуры нанокристаллов

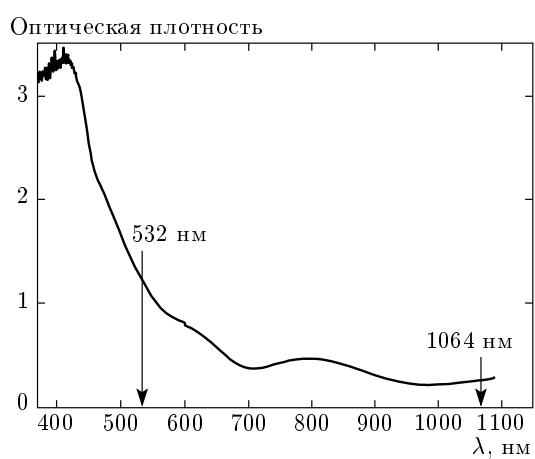


Рис. 4. Спектр поглощения нанокристаллической пленки SiC толщиной 1 мкм на лейкосапфировой подложке (политип 3С). Тонкими вертикальными линиями показано спектральное положение длины волн излучения YAG:Nd<sup>+3</sup>-лазера и его второй гармоники

ции  $\beta$ -SiC(3С) примерно до 80 % кристаллической фазы со средним размером кристаллитов 5–7 нм, а при температурах 1000–1150 °С образуется нанокристаллическая пленка ромбоэдрической модификации политипов  $\alpha$ -SiC(21R) и  $\alpha$ -SiC(27R) с содержанием около 80 % кристаллической фазы и средним размером нанокристаллов 7–10 нм. Таким образом, изменяя температуру подложки, можно получатьnanostructured пленки карбида кремния различных политипов.

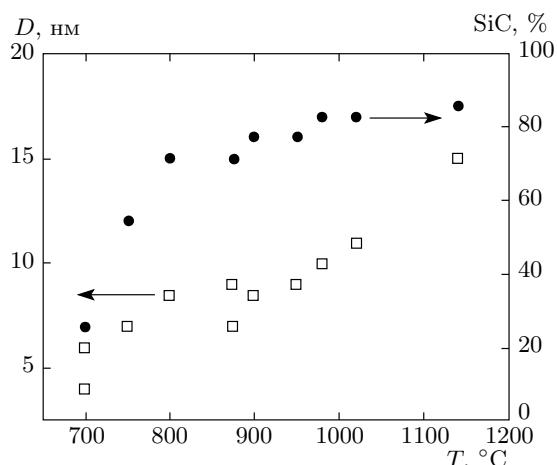


Рис. 5. Размер нанокристаллов SiC  $D$  (□) и содержание кристаллической фазы SiC (●) в пленке в зависимости от температуры подложки в процессе осаждения

### 3. ИССЛЕДОВАНИЕ НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКОГО ОТКЛИКА В СИНТЕЗИРОВАННЫХ ОБРАЗЦАХ

Нелинейная рефракция в нанокристаллических пленках SiC измерялась с помощью современных методов нелинейной оптики (вырожденное четырехвольновое смешение, метод нелинейной линзы или самовоздействие лазерных пучков,  $Z$ -сканирование). В качестве источника излучения служил одномодовый по поперечному индексу, импульсный YAG:Nd<sup>+3</sup>-лазер ( $\lambda = 1064$  нм,  $\tau_p = 10$  нс,  $E_p = 1.5$  мДж, TEM<sub>00</sub>) и его вторая гармоника ( $\lambda = 532$  нм) с эффективностью преобразования около 25 %.

В исследуемых структурах наблюдался кубический нелинейно-оптический отклик, о чем свидетельствуют люкс-дифракционные характеристики (зависимость интенсивности первого порядка дифракции  $E_1$  от интенсивности записывающего излучения  $E_p$ ), одна из которых представлена на рис. 6. Экспериментальная зависимость (точки) аппроксимирована кубическим уравнением типа  $E_1 = aE_p^3$ . Таким образом, динамические решетки, записанные в нанокристаллических пленках SiC, обусловлены нелинейностью третьего порядка по полю световой волны, которая описывается кубической нелинейно-оптической восприимчивостью  $\chi^{(3)}$  ( $\omega; \omega, -\omega, \omega$ ).

Зависимость нелинейно-оптической восприимчивости третьего порядка  $\chi^{(3)}$ , полученная на длине волны  $\lambda = 532$  нм, а также размера наночастиц SiC в

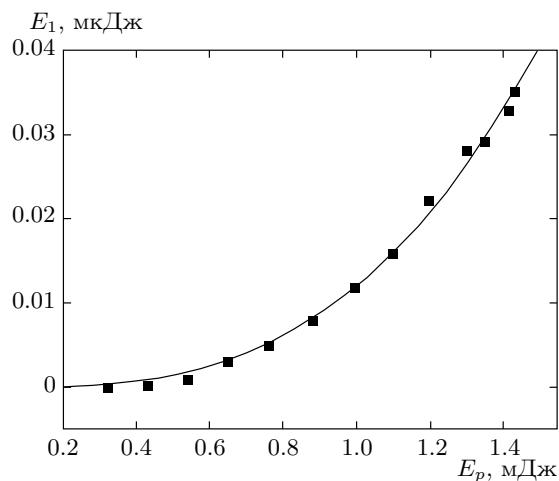


Рис. 6. Зависимость энергии лазерного импульса, дифрагированного в первый порядок, от энергии записывающего импульса. Экспериментальные данные (точки), сплошная линия — аппроксимация кубическим уравнением типа  $y = ax^3$

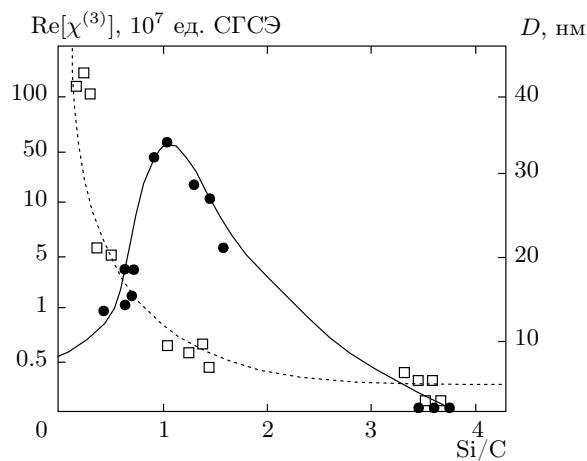


Рис. 7. Нелинейно-оптическая восприимчивость  $\chi^{(3)}$  (●), измеренная на длине волны  $\lambda = 532$  нм, и средний размэр наночастиц SiC  $D$  (□) в зависимости от соотношения атомных концентраций Si/C в пленке

пленке от соотношения атомных концентраций Si/C в осажденных пленках представлены на рис. 7. Видно, что максимум кубической восприимчивости  $\chi^{(3)}$  наблюдается при  $\text{Si}/\text{C} = 1.1$  и размере наночастиц SiC  $D \leq 10$  нм. Этот факт является подтверждением того, что нелинейно-оптический отклик исследуемых структур SiC обусловлен нанокристаллами карбида кремния, а не аморфной составляющей пленки, которая составляет примерно 20 %.

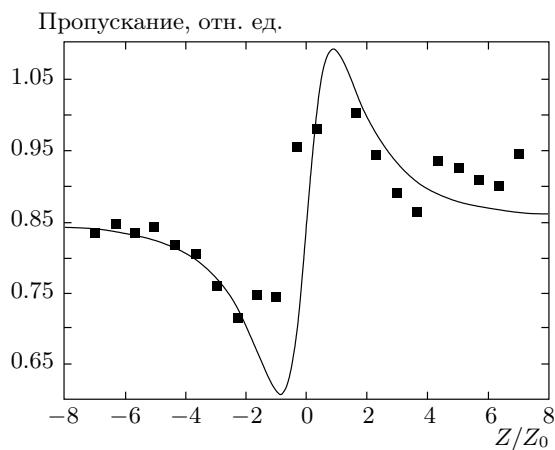


Рис. 8. Кривая пропускания ( $Z$ -сканирование) нанокристаллической пленки SiC при закрытой диафрагме (длина волны 532 нм)

Экспериментально показано, что вnanoструктурных пленках SiC наблюдается самофокусировка лазерного излучения, т. е. нелинейное изменение показателя преломления  $\Delta n > 0$ . Это хорошо видно на рис. 8, где приведена кривая  $Z$ -сканирования с закрытой диафрагмой. Такой вид кривой свидетельствует об увеличении показателя преломления в поле лазерной волны в нанокристаллической пленке карбида кремния. При этом коэффициент нелинейности показателя преломления в нанокристаллических пленках SiC политипа  $\beta$ -SiC(3C) достигал величины  $n_2 = 1.7 \cdot 10^{-5}$  ед. СГСЭ, а соответствующая часть нелинейной восприимчивости составляла  $\chi^{(3)} = 3.5 \cdot 10^{-6}$  ед. СГСЭ на длине волны  $\lambda = 1064$  нм и  $n_2 = 8.3 \cdot 10^{-6}$  ед. СГСЭ ( $\chi^{(3)}(\omega; \omega, -\omega, \omega) = 1.3 \cdot 10^{-6}$  ед. СГСЭ) для  $\lambda = 532$  нм, что говорит о большой нелинейности исследуемых структур, которая на четыре порядка превышает нелинейность объемных монокристаллов SiC.

В табл. 2 представлены максимальные значения нелинейно-оптических параметров (коэффициента нелинейности показателя преломления  $n_2$  и нелинейно-оптической восприимчивости третьего порядка  $\chi^{(3)}$ , полученных в результате измерений для образцов SiC с различной модификацией.

#### 4. МЕХАНИЗМЫ НЕЛИНЕЙНОСТИ НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛЕНОК КАРБИДА КРЕМНИЯ

Существенное увеличение нелинейно-оптического отклика в нанокристаллической пленке SiC по

**Таблица 2.** Характеристики и результаты измерения нелинейно-оптических параметров: коэффициента нелинейности показателя преломления  $n_2$  и действительной части кубической нелинейно-оптической восприимчивости  $\text{Re}[\chi^{(3)}]$  нанокристаллических пленок SiC

Образец	Толщина, $10^{-4}$ см	$n_2$ , ед. СГСЭ (0.532 мкм)	$\text{Re}[\chi^{(3)}]$ , ед. СГСЭ (0.532 мкм)	$n_2$ , ед. СГСЭ (1.06 мкм)	$\text{Re}[\chi^{(3)}]$ , ед. СГСЭ (1.06 мкм)	Преобла- дающая структура (сопутст- вующая структура)
7174.11	0.67	$2.39 \cdot 10^{-5}$	$4.9 \cdot 10^{-6}$	$1.06 \cdot 10^{-5}$	$2.160 \cdot 10^{-5}$	21R(3C)
7176.10	1.216	$0.80 \cdot 10^{-6}$	$1.7 \cdot 10^{-7}$	$1.359 \cdot 10^{-5}$	$2.768 \cdot 10^{-6}$	27R(21R)
7186.10	1.16	$1.50 \cdot 10^{-6}$	$3.0 \cdot 10^{-7}$	$1.279 \cdot 10^{-5}$	$2.606 \cdot 10^{-6}$	27R(21R)
7266.11(1)	1	$2.7 \cdot 10^{-5}$	$5.6 \cdot 10^{-6}$	$9.187 \cdot 10^{-6}$	$1.872 \cdot 10^{-6}$	3C

сравнению с объемным SiC может быть связано с эффектами квантово-размерного ограничения. При этом, с одной стороны, возрастает сила осциллятора, а с другой, — напряженность локального электрического поля световой волны внутри наночастиц SiC. Эти эффекты, как показывает теория [10], приводят к тому, что нелинейно-оптическая восприимчивость третьего порядка  $\chi^{(3)}$  в случае квантово-размерного ограничения определяется соотношением  $a_B^3/R^3$ , где  $a_B$  — боровский радиус электронно-дырочной пары, а  $R$  — радиус наночастицы, т. е. нелинейно-оптическая восприимчивость третьего порядка имеет кубическую зависимость от обратной величины радиуса наночастицы.

Средний радиус  $R$  наночастиц в нанокристаллических пленках карбида кремния, исследованных нами, составлял около 5–10 нм, а боровский радиус экситона для различных политипов карбида кремния по литературным данным для политипа 3C составляет  $a_B \approx 3$  нм, для 4H —  $a_B \approx 2$  нм, для 6H —  $a_B \approx \approx 1.7$  нм, поэтому в исследованных нанокристаллических пленках SiC, в основном, выполняются условия слабого квантового ограничения.

Влияние квантово-размерного эффекта может проявляться в резком увеличении  $f_x$  — силы осциллятора.

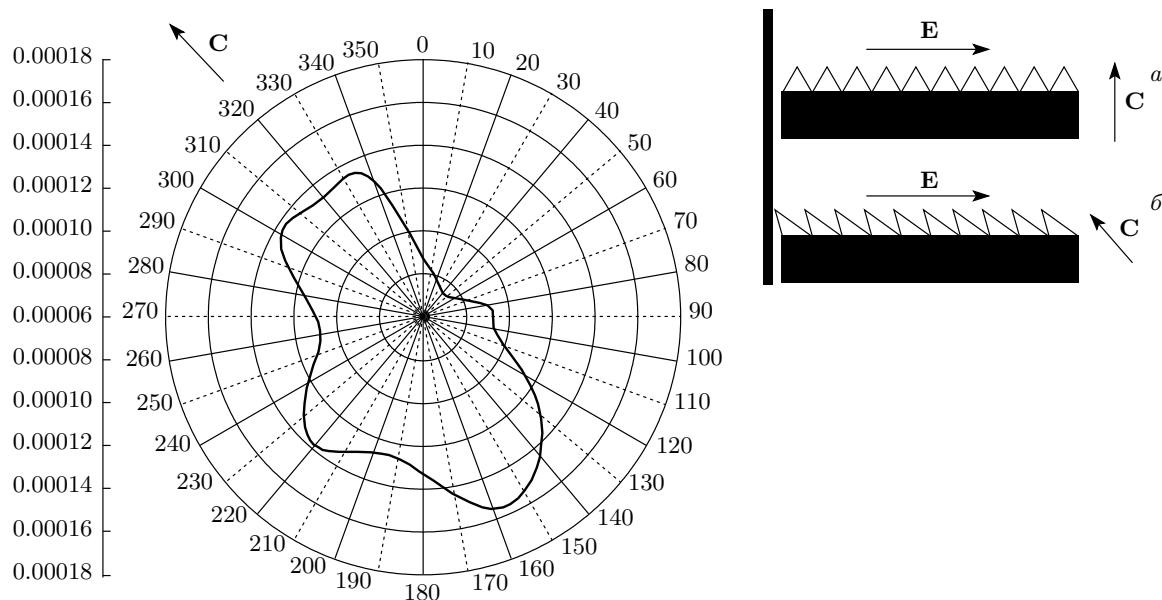
Для квантово-ограниченной экситонной системы в условиях резонанса выполняется следующее соотношение [11]:

$$\text{Im } \chi^{(3)} = \left( \frac{e^{(3)}}{2m_0\omega} \right)^2 \hbar N f_x^2 \frac{T_1}{\Gamma_h^2},$$

где  $T_1$ ,  $\Gamma_h$  и  $N$  — соответственно время продольной релаксации, однородная ширина экситонного резонанса и плотность наночастиц.

В работе [11] также показано, что для наночастиц CuBr размером 40 нм усиление  $f_x$  составляет  $1.7 \cdot 10^3$ , что должно привести к значительному возрастанию нелинейно-оптического отклика в нанокристаллической структуре.

Кроме того, поскольку нанокристаллическая пленка карбида кремния имеет довольно развитую поверхность раздела между отдельными нанокристаллами SiC, возрастает количество дефектных поверхностных центров, в том числе мелких доноров, которые являются источником электронов проводимости при комнатной температуре. Это подтверждает измерение спектров поглощения данных структур (рис. 4). В отличие от монокристаллических образцов, спектры нанокристаллических пленок карбида кремния имеют сильно затянутый край поглощения. Электроны проводимости при их возбуждении лазерным излучением принимают участие во внутризонных переходах. При этом изменяется их эффективная масса, подвижность, а также тип рассеяния носителей. Эти процессы могут обеспечить значительный вклад в оптическую нелинейность полупроводниковыхnanoструктур [12]. Следует отметить, что время релаксации нелинейности определяется временем релаксации носителей в зоне проводимости и может достигать значений  $10^{-12}$ – $10^{-14}$  с.



**Рис. 9.** Анизотропия нелинейно-оптической восприимчивости  $\chi^{(3)}$  (длина волны 1.06 мкм, случай б). Слева приведена шкала дифракционной эффективности  $\eta = I_1/I_0$ , где  $I_1$  — интенсивность пучка, дифрагированного в первый порядок дифракции,  $I_0$  — интенсивность записывающего пучка. Справа — варианты синтезированных пленок: а — при вертикальном падении пучка ионов на подложку, б — при падении пучка ионов на подложку под углом

## 5. АНИЗОТРОПИЯ НЕЛИНЕЙНО-ОПТИЧЕСКОЙ ВОСПРИИМЧИВОСТИ $\chi^{(3)}$ В НАНОКРИСТАЛЛИЧЕСКИХ ПЛЕНКАХ SiC

Нанокристаллические пленки синтезировались в процессе прямого осаждения ионов Si и C на кварцевую подложку. Пучок ионов при такой технологии, как правило, направляется перпендикулярно поверхности подложки, поэтому рост нанокристаллов SiC проходит таким образом, что оптическая ось С этих нанокристаллов направлена вдоль оси пучка ионов, т. е. перпендикулярно поверхности пленки. По своей природе монокристаллы SiC оптически анизотропны, но при такой схеме синтеза очень сложно наблюдать анизотропию в таких структурах, учитывая тот факт, что пленки имеют малую толщину и поэтому можно использовать только геометрию  $E \perp C$ , где  $E$  — вектор электрического поля световой волны.

С анизотропией самих нанокристаллов карбива кремния связана и анизотропия нелинейно-оптического отклика данных структур, поэтому задача наблюдения анизотропии нелинейно-оптического отклика в нанокристаллических пленках карбива кремния является очень важной, так как дает воз-

можность выделить вклад в нелинейность именно кристаллической составляющей пленки, вследствие того что пленка имеет также изотропную составляющую из атомов Si и C. Учитывая эти соображения, мы синтезировали нанокристаллические пленки SiC в схеме, когда пучок ионов направлялся на поверхность подложки под углом 40°. Это максимальный угол падения ионов, который позволяли технологические параметры установки. При таких условиях роста пленок оптическая ось С должна быть направлена по отношению к поверхности под тем же углом и иметь проекцию на плоскость пленки. Схематически эта ситуация показана на рис. 9 справа. В этом случае в эксперименте возможна геометрия, при которой  $E \parallel C$ . Исследование нелинейно-оптического отклика таких пленок в зависимости от угла поворота вокруг оптической оси на 360° показало наличие анизотропии нелинейного отклика. Результаты этих измерений представлены на рис. 9 в виде индикаторы. Видно, что максимум нелинейно-оптического отклика наблюдается в плоскости падения пучка ионов. Слева на рисунке представлена шкала дифракционной эффективности, записанная в пленках динамических решеток.

Анизотропия нелинейно-оптического отклика исследуемых структур дает возможность записывать векторные голограммические решетки, когда модули-

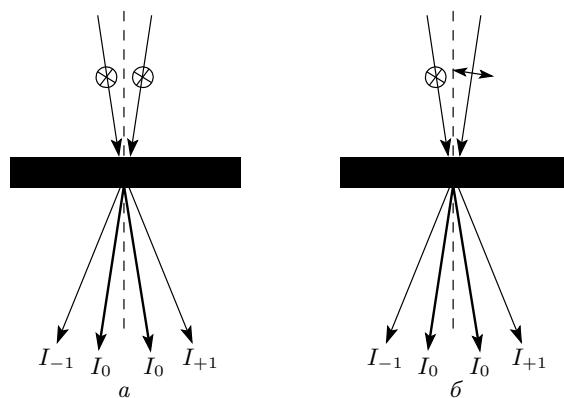


Рис. 10. Схема записи скалярных (а) и векторных (б) голограмм

руется не интенсивность света, как при записи скалярных голограмм (см. схему а на рис. 10), а состояние его поляризации, когда поляризация двух записывающих пучков взаимно перпендикулярна (схема б на рис. 10). Как показали измерения, дифракционная эффективность векторных динамических решеток достигала  $10^{-2}\%$ . Поскольку толщина пленок мала ( $d \leq 1$  мкм), — это большая величина. Принцип записи векторных (поляризационных) голограмм подробно описан в работе [13].

Исследования анизотропии нелинейно-оптического отклика в нанокристаллических пленках карбида кремния еще раз показали, что нелинейность обусловлена кристаллической фазой пленки, а не ее изотропной составляющей.

## 6. ВЫВОДЫ

Таким образом, с помощью новой оригинальной низкотемпературной методики прямого осаждения ионов углерода и кремния со средней энергией 90–100 эВ при низких температурах подложки от  $900^{\circ}\text{C}$  до  $1150^{\circ}\text{C}$  получены нанокристаллические пленки SiC различных политипов.

Исследования нелинейной рефракции в полученных структурах показали существенное усиление нелинейно-оптического отклика в нанокристаллическом SiC (четыре порядка величины) по сравнению с объемными кристаллами SiC: действительная часть восприимчивости  $\chi^{(3)}$  имеет следующие значения:  $\text{Re } \chi^{(3)} = 3.5 \cdot 10^{-5}$  ед. СГСЭ ( $\lambda = 1064$  нм, политип 27R);  $2.2 \cdot 10^{-6}$  ед. СГСЭ (политип 3C);  $\text{Re } \chi^{(3)} = 0.5 \cdot 10^{-5}$  ед. СГСЭ ( $\lambda = 532$  нм, политип 27R);  $0.8 \cdot 10^{-6}$  ед. СГСЭ (политип 3C).

Впервые установлены оптимальные технологические условия (температура подложки, соотношение атомных концентраций ионов Si/C в осажденных пленках) для получения наиболее эффективных нелинейно-оптических пленокnanostructuredированного карбида кремния.

Установлено, что нелинейно-оптический отклик в исследованных образцах связан с кристаллической фазой пленки.

Исследована анизотропия нелинейно-оптического отклика нанокристаллических пленок карбида кремния и показана возможность записи в них векторных динамических голограмм на основе этого эффекта.

Предложены механизмы нелинейности, которые отвечают за нелинейно-оптический отклик нанокристаллических пленок карбида кремния.

## ЛИТЕРАТУРА

1. R. W. Schoenlein, D. M. Mittleman, J. J. Shiang, A. P. Alivisatos, and C. V. Shank, Phys. Rev. Lett. **70**, 1014 (1993).
2. Y. Li, M. Takata, and A. Nakamura, Phys. Rev. B **57**, 9193 (1998).
3. А. А. Борщ, М. С. Бродин, В. И. Волков, ЖЭТФ **72**, 938 (1977).
4. А. А. Борщ, М. С. Бродин, В. И. Волков, В. В. Овчар, Д. Т. Таращенко, КЭ **4**, 646 (1977).
5. А. А. Борщ, М. С. Бродин, В. И. Волков, Письма ЖТФ **5**, 235 (1979).
6. I. V. Kityk, M. Makovska-Janusik, Kassiba, and K. J. Plucinski, Opt. Mater. **13**, 449 (2000).
7. S. O. Konorov, D. A. Sidorov-Biryukov, I. Bugar et al., Appl. Phys. B **78**, 73 (2004).
8. А. А. Борщ, М. С. Бродин, В. И. Волков и др., Письма в ЖЭТФ **88**, 442 (2008).
9. А. В. Семенов, А. В. Лопин, В. М. Пузиков, Поверхность, рентгеновские, синхротронные и нейтронные исследования **9**, 99 (2004).
10. L. Banyai, Y. Z. Hu, M. Lindberg, and S. W. Koch, Phys. Rev. B **38**, 8142 (1988).
11. Y. Li, M. Takata, and A. Nakamura, Phys. Rev. B **57**, 9193 (1998).
12. A. A. Borshch, M. Brodin, and V. Volkov, *Refractive Nonlinearity of Wide-Band Semiconductors and Applications*, Harwood Academic Publishers, Chur, London, Paris, New York, Melbourne (1990).
13. A. Borshch, M. Brodyn, V. Lyakhovetsky, V. Volkov, and A. Kutsenko, Opt. Comm. **251**, 299 (2005).