

## МЕТОДИКА ОЦЕНКИ КОЭФФИЦИЕНТА ПОГЛОЩЕНИЯ ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ В БОРСОДЕРЖАЩИХ АЛМАЗАХ ПО ИНТЕНСИВНОСТИ ЕГО КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ

Поклонская О.Н.

Белорусский государственный университет, г. Минск, Республика Беларусь

*Представлены результаты измерений при комнатной температуре на воздухе комбинационного рассеяния света (КРС) в синтетических монокристаллах алмаза: пяти, легированных атомами бора (с концентрацией  $2 \cdot 10^{17}$ ;  $6 \cdot 10^{17}$ ;  $2 \cdot 10^{18}$ ;  $1,7 \cdot 10^{19}$ ;  $1 \cdot 10^{20}$  см<sup>-3</sup>), и одном специально нелегированном. Для возбуждения КРС использовался лазер с длиной волны излучения 532 нм. Построены зависимости интегральной интенсивности и полуширины линии КРС кристаллической решеткой алмазов от степени легирования. В приближении геометрической оптики получено соотношение между интегральными интенсивностями КРС легированного и нелегированного образцов. Проведены количественные оценки коэффициента поглощения света исследованных образцов по данным КРС. Результаты работы могут быть использованы для картирования коэффициента поглощения лазерного излучения в приповерхностной области синтетических кристаллов алмаза и контроля их качества. (E-mail: olga.poklonskaya@tut.by)*

**Ключевые слова:** монокристаллы синтетического алмаза, легирование атомами бора, комбинационное рассеяние света, коэффициент поглощения излучения лазера.

### Введение

Синтетические алмазы перспективны для применения в высоковольтной и силовой электронике [1, 2], радиационно стойких детекторах заряженных частиц [3], в качестве подложек для эпитаксиальных технологий [4], а также электродов для электрохимии [5, 6]. Атомы бора относительно равномерно «растворяются» в алмазах до концентраций  $N_B \approx 10^{22}$  см<sup>-3</sup> (см., например, [7]), придавая им электропроводность *p*-типа. Такие легированные алмазы используются для исследования и в практических разработках. В работе [8] предложен метод генерации терагерцевого электромагнитного излучения, основанный на создании спектрально ограниченной инверсии населенностей между подзонами легких и тяжелых дырок в валентной зоне высококачественных кристаллов алмаза *p*-типа. Преимуществом этого метода генерации терагерцевого излучения является возможность его реализации при комнатной температуре и применения в биологии и медицине.

Использование синтетических монокристаллов алмаза в приборостроении предполагает

отбор пригодных образцов из алмазного сырья. Для этого предложено достаточно много оптических методов исследования свойств алмазов [9]. Например, в работе [10] предложено использовать полуширину  $\Gamma_{1332}$  линии 1332 см<sup>-1</sup> в спектре КРС в качестве критерия совершенства кристаллической структуры алмаза. В работе [11] наблюдалась ясная зависимость положения максимума линии 1332 см<sup>-1</sup> (сдвиг в область низких частот) при увеличении концентрации бора  $N_B$  в нанокристаллических алмазных пленках. В работе [12] найдена корреляция между  $\Gamma_{1332}$  и энергией термической ионизации атомов бора (как водородоподобных акцепторов).

Цель работы – оценить величину коэффициента поглощения излучения лазера в легированных атомами бора синтетических монокристаллах алмаза по интегральной интенсивности линии 1332 см<sup>-1</sup> КРС кристаллической решеткой.

### Образцы, методика и результаты измерений

Исследовались образцы монокристаллов алмаза, синтезированные в РУП «Адамас-БГУ» методом температурного градиента в системе

Fe–Ni–C (элементы этой технологии обсуждаются в работах [10, 13]). Бор вводился в алмазы в процессе их синтеза из шихты. Концентрация атомов бора  $N_B$  в образцах (см. таблицу) определялась на вторично-ионном масс-спектрометре *IMS-4F Cameca* (Франция); ГЦ «Белмикронализ» ОАО «Интеграл». В качестве эталона сравнения использовались природный кристалл алмаза типа Па (концентрация атомов углерода  $N_C = 1,76 \cdot 10^{23} \text{ см}^{-3}$ ) и поликристалл кубического нитрида бора (BN; суммарная концентрация атомов бора и азота  $N_B + N_N = 1,69 \cdot 10^{23} \text{ см}^{-3}$ ). Погрешность определения концентрации бора в алмазе из его масс-спектра составляла  $\approx 3\%$ . Оценка  $N_B$  в образцах #4 и #5 проводилась также на электронном Оже-спектрометре *PHI-660 Perkin Elmer* (США).

Таблица

**Параметры легированных бором образцов алмаза**

Образец	#1	#2	#3	#4	#5
Концентрация бора $N_B, \text{ см}^{-3}$	$2 \cdot 10^{17}$	$6 \cdot 10^{17}$	$2 \cdot 10^{18}$	$1,7 \cdot 10^{19}$	$1 \cdot 10^{20}$

Конфокальные измерения спектров КРС в режиме обратного рассеяния в диапазоне  $1150\text{--}1450 \text{ см}^{-1}$  выполнялись на спектрометре *Nano-finder HE (Lotis III – Tokyo Instruments)*. Длина волны возбуждающего алмаз лазерного излучения  $\lambda = 532 \text{ нм}$ ; спектральная полуширина щелей спектрометра  $0,2 \text{ см}^{-1}$ . Лазерный пучок фокусировался на поверхности алмаза в пятно диаметром  $\approx 1 \text{ мкм}$  и площадью  $S \approx 0,8 \text{ мкм}^2$  (площадь поперечного сечения пучка света на поверхности раздела алмаз/воздух). Мощность лазерного возбуждения (3 мВт) и условия регистрации спектров КРС поддерживались постоянными. Измерения проводились при комнатной температуре на воздухе. Спектры КРС регистрировались из пяти точек в центральной части поверхности (100) алмаза на расстоянии приблизительно 5 мкм одна от другой. Согласно [14, 15], показатель преломления алмаза  $n = 2,426$  для  $\lambda = 532 \text{ нм}$ . Заметим, что если фокусировка лазерного излучения происходит в глубине алмаза на расстоянии  $f$  от его поверхности, то в прибли-

жении геометрической оптики [16] имеем соотношение:  $f = n f_0 [\cos \beta / \cos \alpha] \approx n f_0$ , где  $f_0$  – расстояние до фокальной плоскости микроскопа КРС-спектрометра без учета преломления излучения на границе воздух-алмаз;  $\alpha, \beta$  – углы между нормалью к плоской поверхности алмаза и образующей зондирующего светового пучка в воздухе ( $\alpha$ ) и внутри алмаза ( $\beta$ ). В условиях эксперимента  $f_0 = 0$  (лазерный пучок фокусировался на поверхность алмаза). В нелегированном кристалле КРС происходит в приповерхностном слое алмаза толщиной  $d_{ex} \approx 1 \text{ мкм}$ , рассеянный свет выходит из кристалла, собирается конфокальным микроскопом и регистрируется спектрометром (рисунок 1). В легированном кристалле, если  $\delta_s < d_{ex}$ , рассеянный свет выходит из приповерхностного слоя алмаза толщиной примерно  $\delta_s = 1/\alpha_s$ , где  $\alpha_s$  – коэффициент поглощения излучения на длине волны  $\lambda = 532 \text{ нм}$ .

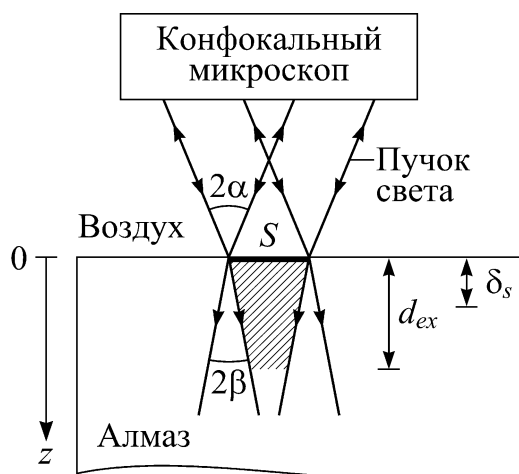


Рисунок 1 – Схема регистрации рассеянного света при фокусировке конфокальным микроскопом КРС-спектрометра пучка лазерного излучения на поверхности алмаза

Согласно [14, 17] коэффициент отражения лазерного излучения ( $\lambda = 532 \text{ нм}$ ) от поверхности алмаза составляет  $\approx 0,1732$ . Оценим возможное влияние свободных дырок, появляющихся в  $\nu$ -зоне алмаза вследствие легирования его бором, на изменение коэффициента отражения в нашем эксперименте. Плазменная угловая частота  $\omega_{pl}$  для дырок  $\nu$ -зоны исследуемых монокристаллов [18, 19]:

$$\omega_{pl} = \sqrt{\frac{e^2 p}{m_p \varepsilon}} = \sqrt{\frac{e^2 \sigma_p}{m_p \varepsilon \mu_p}}, \quad (1)$$

где  $e$  – элементарный заряд;  $p$  – концентрация дырок;  $m_p \approx m_0$  – оптическая эффективная масса дырки, иначе – эффективная масса электропроводности дырки [20];  $m_0$  – масса электрона в вакууме;  $\epsilon = 5,7\epsilon_0$  – статическая диэлектрическая проницаемость алмаза;  $\epsilon_0 = 8,85$  пФ/м – электрическая постоянная;  $\sigma_p$  – удельная электропроводность алмаза на постоянном токе;  $\mu_p$  – подвижность «свободных» дырок,  $\mu_p^{-1} = \mu_l^{-1} + \mu_i^{-1}$  [21];  $\mu_i$  – подвижность дырок, ограниченная их рассеянием на ионизированных примесях,  $\mu_l = 2100 \text{ см}^2/(\text{В}\cdot\text{с})$  – подвижность дырок, ограниченная их рассеянием дырок на колебаниях кристаллической решетки алмаза при комнатной температуре [22, 23]. Для оценки величины  $\omega_{pl}$  примем линейную аппроксимацию в двойном логарифмическом масштабе экспериментальных данных по электропроводности  $\sigma_p$  и подвижности  $\mu_i$  монокристаллов алмаза [24–27]:

$$\begin{aligned} \lg(\sigma_p/(\text{Ом}^{-1}\cdot\text{см}^{-1})) &= -24,0 + 1,19 \lg(N_B/\text{см}^{-3}), \\ \lg(\mu_i/(\text{см}^2\cdot\text{В}^{-1}\cdot\text{с}^{-1})) &= 20,1 - 0,958 \lg(N_B/\text{см}^{-3}), \end{aligned} \quad (2)$$

в интервале концентраций атомов бора  $N_B = 1 \cdot 10^{17} - 2 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$  и степени их компенсации  $\approx 0,1$  атомами азота.

Расчет плазменной частоты по формуле (1) с учетом (2) дает  $\omega_{pl}/2\pi = 3 \text{ ТГц}$  для  $N_B = 1 \cdot 10^{17} \text{ см}^{-3}$  и  $\omega_{pl}/2\pi = 5 \text{ ТГц}$  для  $N_B = 2 \cdot 10^{20} \text{ см}^{-3}$ . Так как частота излучения лазера  $\omega/2\pi = 563 \text{ ТГц}$  (где  $\omega = 2\pi c/\lambda$ ;  $c = 299792458 \text{ м/с}$  – скорость света в вакууме) гораздо больше плазменной частоты ( $\omega \gg \omega_{pl}$ ) для всех кристаллов, то изменением коэффициента отражения света за счет плазменного отражения дырками  $v$ -зоны можно пренебречь [28, 29].

Считаем в соответствии с экспериментом, что контур линии (распределение интенсивности  $I_R$  комбинационно рассеянного света по частоте  $\nu_R$ ; рисунок 2) имеет форму линии Лоренца [30]:

$$I_R(\nu_R) - I_{bg}(\nu_R) = I_R^{(\max)} \Gamma^2 / (4(\nu_R - \nu_R^{(c)})^2 + \Gamma^2) = (2A_R/\pi) \Gamma / (4(\nu_R - \nu_R^{(c)})^2 + \Gamma^2), \quad (3)$$

где  $I_{bg}(\nu_R)$  – фон, на котором «размещается» алмазная линия  $\nu_R^{(c)} = 1332 \text{ см}^{-1}$ ;  $I_R^{(\max)} = I_{1332}$  – пиковая интенсивность (при  $\nu_R = \nu_R^{(c)}$ );  $\Gamma$  – ширина линии (в единицах частоты  $\nu_R$ ) на полувысоте;  $A_R = (\pi/2) I_R^{(\max)} \Gamma$  – площадь под лоренцевой кривой (интегральная интенсивность алмазной линии  $\nu_R^{(c)} = 1332 \text{ см}^{-1}$ , или «сила линии»  $A_{1332}$ ). Заме-

тим, что величина  $I_{bg}(\nu_R)$  учитывает и возможное изменение коэффициента отражения алмаза при увеличении концентрации атомов бора из-за деформации ими кристаллической решетки.

На рисунке 3 представлены результаты аппроксимации согласно (3) интегральной интенсивности ( $A_R = A_{1332}$ ) и полуширины ( $\Gamma = \Gamma_{1332}$ ) линии ( $\nu_R^{(c)} = 1332 \text{ см}^{-1}$ ) экспериментальных спектров КРС (рисунок 1).

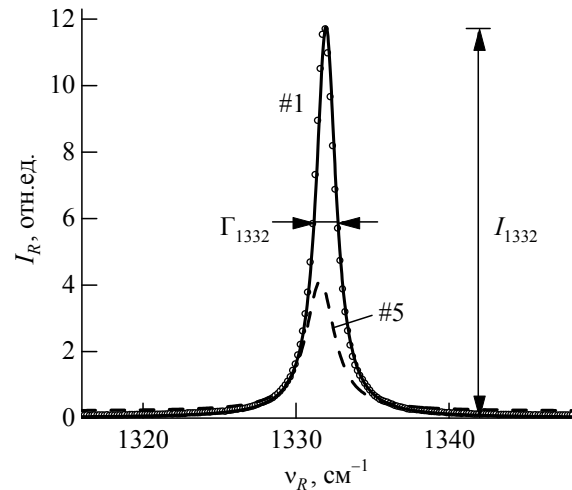


Рисунок 2 – Линии комбинационного рассеяния света кристаллической решеткой в образцах #1 и #5 монокристалла синтетического алмаза  $p$ -типа: точки – эксперимент (среднее по пяти точкам на поверхности образца #1); сплошная линия – аппроксимация лоренцевой кривой (3) данных образца #1; штриховая линия – аппроксимация лоренцевой кривой данных образца #5. Концентрация бора в образцах,  $\text{см}^{-3}$ : #1 –  $2 \cdot 10^{17}$ ; #5 –  $1 \cdot 10^{20}$

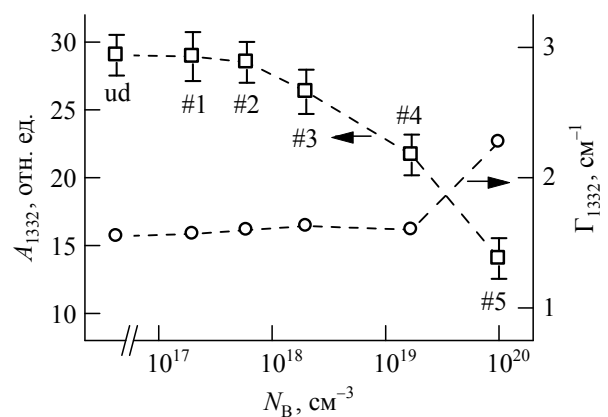


Рисунок 3 – Экспериментальные зависимости интегральной интенсивности ( $A_{1332}$ ) и полуширины ( $\Gamma_{1332}$ ) линии комбинационного рассеяния света ( $\nu_R^{(c)} = 1332 \text{ см}^{-1}$ ) в монокристаллах синтетического алмаза  $p$ -типа от концентрации атомов бора; штриховые линии проведены для удобства восприятия; ud – специально нелегированный бором образец

**Обсуждение результатов**

Опираясь на практику КРС (см., например, [31–33]), дадим элементарную интерпретацию полученных нами результатов (рисунок 3) в рамках классической электродинамики световых пучков. Считаем, что электрическая  $E_{ex}$  и магнитная  $H_{ex}$  компоненты излучения лазера в алмазе изменяются как [19, 34]:

$$E_{ex} \propto \exp[i(kz - \omega t)], H_{ex} \propto \exp[i(kz - \omega t)], \quad (4)$$

где  $i$  – мнимая единица;  $k = k_1 + ik_2$  – комплексное волновое число;  $z$  – координата вдоль электрической компоненты светового поля внутри образца алмаза;  $\omega$  – угловая частота излучения лазера;  $t$  – время. Образец по координате  $z$  занимает участок от  $z = 0$  до  $z \gg d_{ex}$ ; позиция  $z = 0$  соответствует поверхности образца;  $d_{ex}$  – характерный (максимальный) размер области в образце, где формируется КРС. Плоская однородная и линейно поляризованная световая волна (излучение лазера), распространяющаяся в материале с магнитной  $\mu = \mu_1 + i\mu_2$  и диэлектрической  $\varepsilon = \varepsilon_1 + i\varepsilon_2$  проницаемостями, характеризуется комплексным волновым числом  $k = \omega \sqrt{\varepsilon\mu} = k_1 + ik_2$ ; постоянная распространения  $k_1$  и коэффициент затухания  $k_2$  определяются соотношениями [34, 35]:

$$\begin{aligned} k_1 &= \frac{\omega}{\sqrt{2}} \sqrt{|\varepsilon||\mu| + \varepsilon_1\mu_1 - \varepsilon_2\mu_2}, \\ k_2 &= \frac{\omega}{\sqrt{2}} \sqrt{|\varepsilon||\mu| - \varepsilon_1\mu_1 + \varepsilon_2\mu_2}, \end{aligned} \quad (5)$$

где  $|\varepsilon| = \sqrt{\varepsilon_1^2 + \varepsilon_2^2}$ ,  $|\mu| = \sqrt{\mu_1^2 + \mu_2^2}$ .

Электрическая компонента  $E_{ex}$  обуславливает как КСР, так и нерезонансное поглощение мощности излучения лазера образцом. Вклад в сигнал КСР дают выходящие из образца лучи (рисунок 1). Предполагаемая причина уменьшения сигнала КРС при увеличении уровня легирования образцов бором – поглощение электрической компоненты световой волны (величина  $2k_2d_{ex}$ ) за счет переходов электронов из  $\nu$ -зоны на энергетические уровни примесей и собственных дефектов при проникновении волны в образец на глубину  $d_{ex}$ .

Оценим значения параметров световой волны в алмазной матрице, исходя из формул (4), (5). В области оптических длин электро-

магнитных волн сложно вычислить величину  $k_2$  для синтетического алмаза из-за проявления в величинах  $\varepsilon$  и  $\mu$  микронеоднородностей в распределении примесей и собственных дефектов. (В работах [36, 37] теоретически показано, что микронеоднородности среды существенно влияют на ее макроскопические диэлектрическую и магнитную проницаемости.) Далее будем оперировать величиной  $2k_2 = 1/\alpha_s$ , где  $\alpha_s$  – коэффициент поглощения лазерного излучения в алмазе. Это частично оправдано тем, что атомы бора в алмазе образуют с другими примесями и собственными дефектами глубокие уровни в запрещенной энергетической зоне алмаза [38].

Известно [30–33], что интегральная интенсивность  $A_R$  сигнала КРС пропорциональна  $E_{ex}^2$  в исследуемом образце, т.е.  $|\exp[2i(kz - \omega t)]|$ . Точнее, интегральная интенсивность КРС на кристаллической решетке алмаза на расстоянии  $z$  от его поверхности есть:

$$A_R(z) \propto J_{ex}(z), \quad (6)$$

где  $J_{ex}(z) \propto [E_{ex}(z)]^2$  – интенсивность возбуждающего алмаз света на глубине  $z$ . Согласно закону Бугера–Ламберта–Бера:

$$J_{ex}(z) = J_{ex}(0) \exp(-z/\delta_s), \quad (7)$$

где  $\delta_s = 2k_2 = 1/\alpha_s$  – глубина проникновения в алмаз излучения лазера, возбуждающего КРС. С учетом (6), (7) интегральная интенсивность комбинационно рассеянного излучения, выходящего из легированного (символ d) и нелегированного (символ ud) образцов алмаза:

$$\begin{aligned} A_R^{(d)} &= S \int_0^{d_{ex}} A_R(z) J_{ex}(z) dz \propto \\ &\propto S [J_{ex}(0)]^2 \frac{\delta_s}{2} \left[ 1 - \exp\left(-\frac{2d_{ex}}{\delta_s}\right) \right], \\ A_R^{(ud)} &= A_R^{(d)}(\delta_s \gg 2d_{ex}) \propto S [J_{ex}(0)]^2 d_{ex}. \end{aligned}$$

Так что отношение интегральной интенсивности линии КРС легированного бором кристалла алмаза  $A_R^{(d)}$  к интегральной интенсивности линии КРС нелегированного кристалла  $A_R^{(ud)}$  есть:

$$\frac{A_R^{(d)}}{A_R^{(ud)}} = \frac{1}{2\alpha_s d_{ex}} [1 - \exp(-2\alpha_s d_{ex})]. \quad (8)$$

Рассчитанные по формуле (8) значения коэффициента поглощения света ( $\alpha_s = 1/\delta_s$ ) с учетом экспериментальных данных на рисунке 3 представлены на рисунке 4.

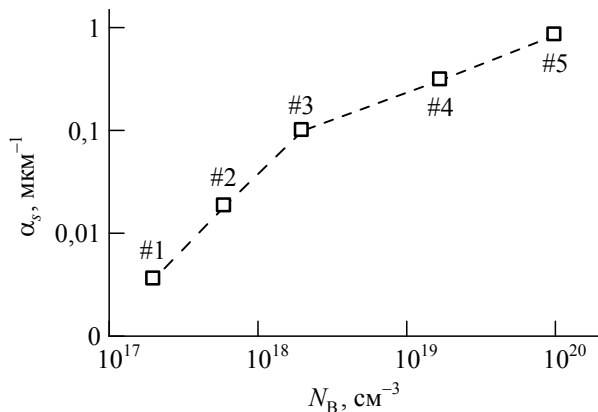


Рисунок 4 – Зависимость среднего значения коэффициента поглощения света ( $\alpha_s = 1/\delta_s$ ) с длиной волны 532 нм в монокристаллах синтетического алмаза  $p$ -типа от концентрации атомов бора; значения  $\alpha_s$  определены из данных на рисунке 3 по соотношению (8) для  $d_{ex} = 1$  мкм

Итак, измеряя  $A_R^{(d)}/A_R^{(ud)}$ , т.е. отношение интегральных интенсивностей линий КРС кристаллической решеткой легированного бором алмаза и нелегированного (исходного) алмаза, можно определить значение коэффициента поглощения лазерного излучения  $\alpha_s$  в приповерхностной области полупроводникового алмаза  $p$ -типа при известной глубине  $d_{ex}$  возбуждения КРС в нелегированном (диэлектрическом) алмазе.

### Заключение

Исследовано комбинационное рассеяние света (КРС) в шести синтетических монокристаллах алмаза: нелегированном и легированных атомами бора с концентрациями ( $N_B = 2 \cdot 10^{17}$ ;  $6 \cdot 10^{17}$ ;  $2 \cdot 10^{18}$ ;  $1,7 \cdot 10^{19}$ ;  $1 \cdot 10^{20}$   $\text{см}^{-3}$ ). Предложена методика оценки коэффициента поглощения лазерного излучения (длина волны 532 нм), возбуждающего КРС в приповерхностной области кристаллов алмаза. Она включает определение интегральной интенсивности линии (формы линии Лоренца) КРС кристаллической решеткой (линия  $1332 \text{ см}^{-2}$ ) и вычисление коэффициента поглощения лазерного излучения по предложенной формуле при известной глубине  $d_{ex}$  возбуждения КРС в нелегированном кристалле. Это позволяет по результатам

картирования коэффициента поглощения определить пригодность образцов алмаза для фотоэлектроники.

Автор выражает признательность Г.А. Гусакову и Н.М. Казючицу за предоставленные образцы алмазов, С.А. Вырко и О.В. Королик за помощь в эксперименте. Работа выполнена в рамках Государственной программы научных исследований Республики Беларусь «Кристаллические и молекулярные структуры» и Белорусского республиканского фонда фундаментальных исследований.

### Список использованных источников

1. Wort, C.J.H. Diamond as an electronic material / C.J.H. Wort, R.S. Balmer // Mater. Today. – 2008. – Vol. 11, № 1–2. – P. 22–28.
2. Вавилов, В.С. Алмаз в твердотельной электронике / В.С. Вавилов // УФН. – 1997. – Т. 167, № 1. – С. 17–22.
3. Радиационно стойкие детекторы заряженных частиц на основе монокристаллов синтетического алмаза / К.Г. Афанасьев [и др.] // Вестн. БГУ. Сер. 1. – 2010. – № 3. – С. 47–50.
4. Шаронов, Г.В. Исследование дефектности поверхности монокристаллических подложек синтетического алмаза для эпитаксиальных технологий / Г.В. Шаронов, С.А. Петров // Вестн. БГУ. Сер. 1. – 2011. – № 2. – С. 49–52.
5. Luong, J.H.T. Boron-doped diamond electrode: synthesis, characterization, functionalization and analytical applications / J.H.T. Luong, K.B. Male, J.D. Glennon // Analyst. – 2009. – Vol. 134, № 10. – P. 1965–1979.
6. Плесков, Ю.В. Электрохимия алмаза / Ю.В. Плесков. – М.: УРСС. – 104 с.
7. Highly and heavily boron doped diamond films / A. Deneuve [et al.] // Diamond Relat. Mater. – 2007. – Vol. 16, № 4–7. – P. 915–920.
8. Кукушкин, В.А. Генерация терагерцевого излучения в высококачественных алмазных образцах / В.А. Кукушкин // ФТТ. – 2009. – Т. 51, № 9. – С. 1716–1721.
9. Концевой, Ю.А. Методы исследования свойств алмазов, алмазных и алмазоподобных пленок / Ю.А. Концевой // Заводская лаборатория. – 1995. – Т. 61, № 4. – С. 26–34.
10. Гончаров, В.К. Новые углеродные материалы на основе монокристаллов синтетического алмаза и алмазоподобных пленок для микроэлектроники / В.К. Гончаров, Г.А. Гусаков, М.В. Пузырев // Вестник БГУ. Сер. 1. – 2006. – № 3. – С. 27–34.
11. Electronic and optical properties of boron-doped nanocrystalline diamond films / W. Gajewski [et

- al.] // Phys. Rev. B. – 2009. – Vol. 79, № 4. – P. 045206 (14 pp.).
12. Raman scattering in boron-doped single-crystal diamond used to fabricate Schottky diode detectors / G. Faggio [et al.] // J. Quant. Spectrosc. Radiat. Transf. – 2012. – Vol. 113, № 18. – P. 2476–2481.
  13. Оптические свойства монокристаллов синтетических алмазов / А.В. Мудрый [и др.] // ФТП. – 2004. – Т. 38, № 5. – С. 538–542.
  14. Zaitsev, A.M. Optical properties of diamond: a data handbook / A.M. Zaitsev. – Berlin: Springer, 2001. – 502 p.
  15. Пихтин, А.Н. Рефракция света в полупроводниках / А.Н. Пихтин, А.Д. Яськов // ФТП. – 1988. – Т. 22, № 6. – С. 969–991.
  16. Пул, Ч. Справочное руководство по физике / Ч. Пул. – М.: Мир, 2001. – 461 с.
  17. Соболев, В.В. Тонкая структура диэлектрической проницаемости алмаза / В.В. Соболев, А.П. Тимонов, В.В. Соболев // ФТП. – 2000. – Т. 34, № 8. – С. 940–946.
  18. Гроссе, П. Свободные электроны в твердых телах / П. Гроссе. – М.: Мир, 1982. – 270 с.
  19. Dressel, M. Electrodynamics of solids: optical properties of electrons in matter / M. Dressel, G. Grüner // Cambridge: Cambridge University Press, 2002. – 486 p.
  20. Adachi, S. Properties of group-IV, III-V and II-VI semiconductors / S. Adachi. – Chippenham, Wiley, 2005. – 387 p.
  21. Бонч-Бруевич, В.Л. Физика полупроводников / В.Л. Бонч-Бруевич, С.Г. Калашников. – М.: Наука, 1990. – 688 с.
  22. Semiconductors: Data handbook / Ed. O. Madelung. – Berlin: Springer, 2004. – 691 p.
  23. Hall hole mobility in boron-doped homoepitaxial diamond / J. Pernot [et al.] // Phys. Rev. B. – 2010. – V. 81, № 20. – P. 205203 (7 pp.).
  24. Comparison of the electrical properties of simultaneously deposited homoepitaxial and polycrystalline diamond films / D.M. Malta [et al.] // J. Appl. Phys. – 1995. – Vol. 77, № 4. – P. 1536–1545.
  25. Borst, T.H. Boron-doped homoepitaxial diamond layers: Fabrication, characterization, and electronic applications / T.H. Borst, O. Weis // Phys. Status Solidi A. – 1996. – Vol. 154, № 1. – P. 423–444.
  26. Lagrange, J.-P. A large range of boron doping with low compensation ratio for homoepitaxial diamond films / J.-P. Lagrange, A. Deneuve, E. Gheeraert // Carbon. – 1999. – Vol. 37, № 5. – P. 807–810.
  27. Compensation in boron-doped CVD diamond / M. Gabrysch [et al.] // Phys. Status Solidi A. – 2008. – Vol. 205, № 9. – P. 2190–2194.
  28. Грибковский, В.П. Теория поглощения и испускания света в полупроводниках / В.П. Грибковский. – Минск: Наука и техника, 1975. – 464 с.
  29. Уханов, Ю.И. Оптические свойства полупроводников / Ю.И. Уханов. – М.: Наука, 1977. – 368 с.
  30. Лоудон, Р. Квантовая теория света / Р. Лоудон. – М.: Мир, 1976. – 488 с.
  31. Сущинский, М.М. Комбинационное рассеяние света и строение вещества / М.М. Сущинский. – М.: Наука, 1981. – 183 с.
  32. Демтрёдер, В. Лазерная спектроскопия: Основные принципы и техника эксперимента / В. Демтрёдер. – М.: Наука, 1985. – 608 с.
  33. Фальковский, Л.А. Исследования полупроводников с дефектами методом комбинационного (рамановского) рассеяния света / Л.А. Фальковский // УФН. – 2004. – Т. 174, № 3. – С. 259–283.
  34. Афанасьев, С.А. Потоки энергии при интерференции электромагнитных волн / С.А. Афанасьев, Д.И. Семенов // УФН. – 2008. – Т. 178, № 4. – С. 377–384.
  35. Инвертирование сигнала электронного спинового резонанса каменных углей / Н.А. Поклонский, С.А. Вырко, О.Н. Поклонская, Н.М. Лапчук, С. Мунхцэцэг // Журн. прикл. спектр. – 2013. – Т. 80, № 3. – С. 379–384.
  36. Понявина, А.Н. Эффективные оптические постоянные композитных материалов с произвольной объемной концентрацией нановключений / А.Н. Понявина, С.М. Качан, Е.Е. Целеш // Журн. прикл. спектр. – 2012. – Т. 79, № 5. – С. 765–773.
  37. Бакаев, В.В. Магнитная проницаемость и остаточная намагниченность двухфазной случайно неоднородной среды / В.В. Бакаев, А.А. Снарский, М.В. Шамолин // ЖТФ. – 2002. – Т. 72, № 1. – С. 129–132.
  38. Deep hole traps in boron-doped diamond / P. Muret [et al.] // Phys. Rev. B. – 2010. – Vol. 81, № 23. – P. 235205 (11 pp.).

Poklonskaya O.N.

**Technique of estimate of absorption coefficient laser radiation in boron doped diamonds by intensity of Raman scattering**

Results of measurements of Raman scattering at the room temperature in air in boron doped synthetic diamonds (five with boron concentrations  $2 \cdot 10^{17}$ ;  $6 \cdot 10^{17}$ ;  $2 \cdot 10^{18}$ ;  $1,7 \cdot 10^{19}$ ;  $1 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$  and one intentionally undoped) are presented. The laser with wavelength 532 nm was used for Raman scattering excitation. Dependences of integral intensity and halfwidth of diamond Raman line with respect to the doping level are presented. In the geometrical optics approximation an expression for doped to undoped integral intensity ratio is obtained. Qualitative estimates of conductivity of the studied samples are conducted. The obtained results can be applied for mapping of near-surface laser radiation absorption coefficient of synthetic single crystal diamonds and for their quality control. (E-mail: olga.poklonskaya@tut.by)

**Key words:** single crystal synthetic diamonds; boron doping; Raman scattering; laser radiation absorption coefficient.

*Поступила в редакцию 10.09.2013.*