

05;07;12

Теплофизические и оптические свойства микросистем с луночным рельефом на основе карбида кремния

© В.А. Карачинов, Д.В. Карачинов, М.В. Казакова

Новгородский государственный университет им. Ярослава Мудрого,
173003 Великий Новгород, Россия
e-mail: mkazakova@hotmail.com

(Поступило в Редакцию 28 октября 2011 г.)

Приведены результаты моделирования и экспериментальных исследований оптических, теплофизических и гидродинамических характеристик SiC-пирометрической микросистемы с луночным микрорельефом.

Введение

Карбиды, силициды и нитриды ряда металлов и полупроводников, способные выдерживать на воздухе тепловые нагрузки свыше 1000°C , представляют традиционный интерес для решения задач, связанных с проведением исследований в области газовой динамики, а также при диагностике различных технических систем [1]. Среди них особую актуальность для создания измерительных микросистем пирометрии газовых потоков и высокотемпературной анемометрии, содержащих поверхности нагрева с развитой морфологией, приобретает карбид кремния, который в силу своих уникальных физико-химических свойств нашел в настоящее время широкое применение в оптоэлектронике, приборах и устройствах высокотемпературной электроники [2–5].

Известно, что применение поверхности нагрева с шероховатостью в виде выступов или лунок различного профиля способствует интенсификации процесса теплопередачи в таких объектах как пластины, стержни, трубы [6,7]. С точки зрения гидродинамики это связано с тем, что наличие развитого рельефа поверхности, который создает возмущения, как правило, приводит к более быстрому развитию турбулентности [8,9]. В то же время, как показано в ряде работ, в условиях ламинарного характера движения газа вдоль шероховатой поверхности не происходит отрыва пограничного слоя и сохраняется свойство его локализации [10]. Следует подчеркнуть, что отмеченное своеобразное обтекание шероховатых тел существенно сказывается и на их теплообмене с нагретыми газовыми потоками.

Для изделий из карбида кремния на уровне микрометров эти вопросы изучены недостаточно. Поэтому в настоящей работе приводятся результаты моделирования и экспериментальных исследований теплофизических и оптических характеристик микросистем с луночным рельефом на основе карбида кремния.

Методика исследований

Пирометрические микросистемы в виде зондов толщиной $\sim 450\ \mu\text{m}$ и глубиной лунки $\sim 300\ \mu\text{m}$ (рис. 1, а),

изготавливались из монокристаллического карбида кремния по методам эрозионного профилирования в жидком диэлектрике [11]. Использовались кристаллы $6\text{H-SiC} < \text{N} >$, полученные с помощью методов Лели и „ЛЭТИ“ с концентрацией нескомпенсированных доноров $N_d - N_a = (1-3) \cdot 10^{18}\ \text{cm}^{-3}$ без видимых макродефектов. После операции резки проводились химическое травление структур в расплаве КОН при температуре $T = 600^{\circ}\text{C}$ и последующая установка их на цилиндриче-

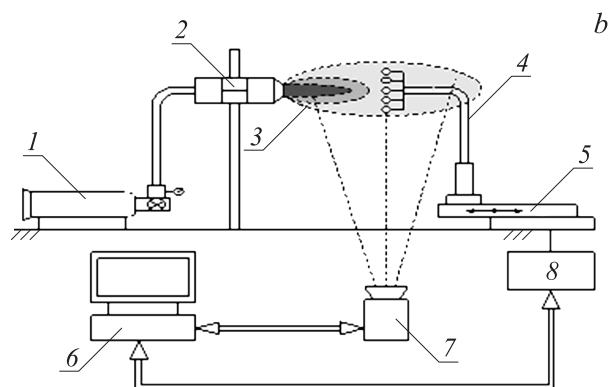
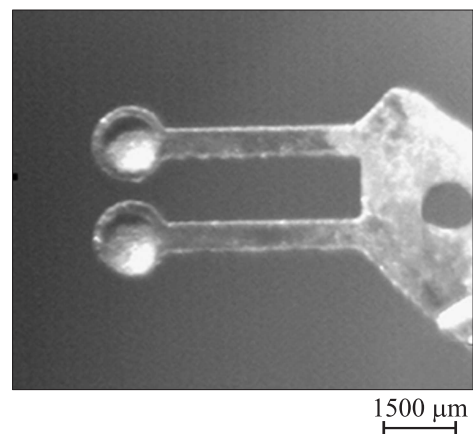


Рис. 1. Пирометрическая микросистема (а) и структурная схема измерительного стенда (б): 1 — источник газа (пропан), 2 — форсунка, 3 — факел, 4 — пирометрический зонд, 5 — позиционер, 6 — ПЭВМ с ППП „Парус“, 7 — телевизионный пирометр, 8 — контроллер позиционера.

ский держатель из поликристаллического SiC (силитовый стержень).

Экспериментальная установка (рис. 1, б) содержала: систему газовой форсунки (пропан) с измерителем расхода (скорости) газа в магистрали типа РМ-А-0.0631; позиционер для ввода зонда в заданную область исследуемого газового потока (точность установки ± 0.5 мм); эталонный термоприемник (термопара ТХА с предельно допустимой температурой 1300°C); монохроматический телевизионный пирометр яркостного типа (система „Пиротел-К“, $\lambda = 0.6-72 \mu\text{m}$ [12]) и ПЭВМ с программным обеспечением „Парус“. Для количественной оценки коэффициента излучения SiC в свете длины волны $\lambda = 0.65 \mu\text{m}$ использовалась известная методика, реализующая принцип непосредственного сравнения яркостей кристалла SiC и излучателя сравнения, значение коэффициента излучения которого известно (метод пятна) [13]. В экспериментах использовался платиновый излучатель сравнения, изготовленный термовакуумным напылением слоя платины толщиной $\sim 0.2 \mu\text{m}$ на гладкую протравленную грань (0001)С пластинчатого монокристалла 6Н-SiC.

Исследование оптических характеристик

Рассмотрим полупроводниковую пластину SiC поли типа 6Н с луночным микрорельефом, находящуюся в воздухе при температуре T , представляющую собой излучающую цилиндрическую полость. Поскольку монокристаллический карбид кремния является широкозонным полупроводником, он частично прозрачен в видимом диапазоне, край его поглощения лежит в фиолетовой области спектра. Поэтому задача теплового переноса рассматривается как трехмерная задача, энергия E излучается не только с поверхностей кристалла, но и с внутренней части (рис 2). Ослабление проходящего через кристалл излучения в основном обусловлено поглощением и рассеянием на дефектах структуры и примесях.

Настоящая методика расчета коэффициента излучения Si-пирометрической микросистемы с луночным микрорельефом базируется на наиболее общих теоретических зависимостях по тепловому излучению частично прозрачных тел, описанных теорией Мак Магона [14].

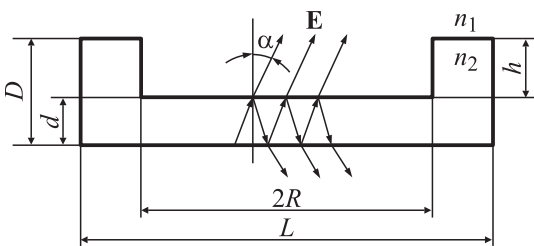


Рис. 2. Оптико-геометрическая модель пластины SiC с луночным микрорельефом.

Особенностью предложенного метода является использование значений высоких температур.

Закон сохранения состояния термодинамического равновесия для полупрозрачных тел описывается уравнением:

$$\varepsilon^*(\lambda, T) + \rho^*(\lambda, T) + \tau^*(\lambda, T) = 1, \quad (1)$$

где $\varepsilon^*(\lambda, T)$ — кажущийся коэффициент излучения, $\rho^*(\lambda, T)$ — кажущийся коэффициент отражения, $\tau^*(\lambda, T)$ — кажущийся коэффициент пропускания. В формуле (1) учтены обе независимые поляризации света. Поляризационные свойства определяются коэффициентами излучения для s -поляризованного и p -поляризованного излучений:

$$\varepsilon^*(\lambda, T) = \frac{\varepsilon_p^*(\lambda, T) + \varepsilon_s^*(\lambda, T)}{2}. \quad (2)$$

Вследствие многократных внутренних отражений, которые увеличивают значение коэффициента отражения, кажущийся коэффициент отражения $\rho^*(\lambda, T)$ всегда больше, чем нормальный коэффициент отражения $\rho(\lambda, T)$.

Теория Мак Магона применима для нормального падения ($\alpha = 0^\circ$) излучения на поверхность изотропных тел, поэтому здесь будут внесены некоторые поправки, в которых будет учтена анизотропия кристаллов карбида кремния.

Базовая плоскость 6Н-SiC(0001) перпендикулярна оптической оси кристалла, поэтому коэффициент отражения анизотропного материала для нормального падения [15]

$$\rho_a(\lambda, T) = \frac{(n(\lambda, T) - 1)^2}{(n(\lambda, T) + 1)^2}. \quad (3)$$

Относительный показатель преломления определяется $n(\lambda, T) = n_1(\lambda, T)/n_2(\lambda, T)$, где $n_1(\lambda, T)$ — показатель преломления в (среде) воздухе, $n_2(\lambda, T)$ — показатель преломления обыкновенного луча в SiC.

Поверхность, полученная при электроэрозионной обработке монокристалла карбида кремния, содержит микронеровности, в виде лунок различной формы, нерегулярно расположенных по обработанной поверхности. Максимальная высота неровностей профиля составила $R = 1.17-3.06 \mu\text{m}$. Такие неровности превышают длину волны света и вызывают рассеяние. Это приводит к уменьшению зеркального отражения

$$\rho_z(\lambda, T) = \rho_a(\lambda, T) \exp\left(-\left[\frac{4\pi\sigma n(\lambda, T)}{\lambda}\right]^2\right), \quad (4)$$

где σ — среднеквадратичное отклонение точек поверхности от среднего значения.

Диффузионное отражение можно найти

$$\rho_d(\lambda, T) = \rho_a(\lambda, T) \left[\frac{4\pi\sigma n(\lambda, T)}{\lambda}\right]^2. \quad (5)$$

Полный коэффициент отражения

$$\rho(\lambda, T) = \rho_z(\lambda, T) + \rho_d(\lambda, T). \quad (6)$$

Коэффициент пропускания с учетом поглощения внутри кристалла равен

$$\tau(\lambda, T) = \exp(-k(\lambda, T)d), \quad (7)$$

где d — толщина пластины, $k(\lambda, T)$ — коэффициент поглощения кристалла.

Кажущийся коэффициент излучения кристалла для комнатной температуры равен

$$\varepsilon^*(\lambda, T) = (1 - \tau(\lambda, T)) \frac{(1 - \tau(\lambda, T))}{(1 - \rho(\lambda, T)\tau(\lambda, T))}. \quad (8)$$

Поскольку необходимых данных о коэффициенте поглощения и показателе преломления SiC 6H при высоких температурах не обнаружено, для перевода коэффициента излучения в область высоких температур воспользуемся зависимостью $\varepsilon(T)$, полученной экспериментально [16]. Тогда $\varepsilon_1^*(\lambda, T_1)$, при температуре T_1 можно найти

$$\varepsilon_1^*(\lambda, T_1) = \varepsilon^*(\lambda, T) + 0.00011(T_1 - T). \quad (9)$$

Исследуемая пластина с луночным микрорельефом представляет собой излучающую цилиндрическую полость. Поскольку эффективная интенсивность излучения является суммой собственного и отраженного от стенок полости излучения и зеркальная составляющая отражения не учитывается, так как в направлении нормали к поверхности дна энергия излучения не будет отражаться, эффективный коэффициент излучения дна лунки [17]

$$\varepsilon_e(r) = \varepsilon_1^*(\lambda, T_1) + \rho_d(\lambda, T) \int_0^l \varepsilon_e(x) d\phi_{dx-dr}, \quad (10)$$

где $l = h/R$ — глубина лунки в безразмерном виде, $x = X/R$ — расстояние от открытого конца цилиндрической полости в безразмерном виде, $r = r_d/R$ — расстояние от центра дна цилиндра в безразмерном виде, $d\phi_{dx-dr}$ — элементарный угловой коэффициент от элемента цилиндрической поверхности dx на концевой элемент дна dr , R — радиус полости, $\varepsilon_e(x)$ — эффективный коэффициент излучения боковой поверхности лунки. Эффективный коэффициент излучения дна лунки находится по методу итераций с использованием ЭВМ.

Исходные данные для расчета: монокристалл 6H-SiC (базовые грани (0001)) толщиной $D = 0.45$ mm с луночным рельефом, концентрация нескомпенсированных доноров $N_d - N_a = 3.4 \cdot 10^{18}$ cm⁻³, нормально излучает при температуре 1250°C. Длина волны излучения $\lambda = 650$ nm. Коэффициент поглощения $k_s(\lambda, T) = 13$ cm⁻¹, $k_p(\lambda, T) = 26$ cm⁻¹ для s - и p -поляризации [18,19]. Радиус цилиндрической лунки $R = 0.5$ mm. Расчеты производились для глубины лунки $h = 0-0.4$ mm.

В случае SiC-пирометрических микросистем экспериментальные исследования, при которых зонды помещались в различные области пламени или нагревались в

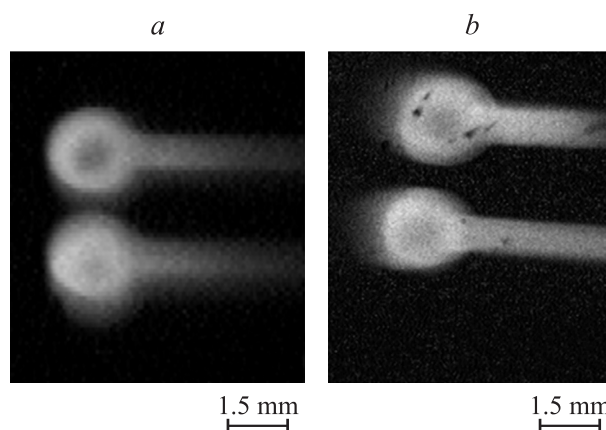


Рис. 3. Распределения яркости в SiC-микросистеме. Фото. Эксперимент. $T = 1573$ K: a — вид со стороны лунки, b — вид с обратной (плоской) стороны.

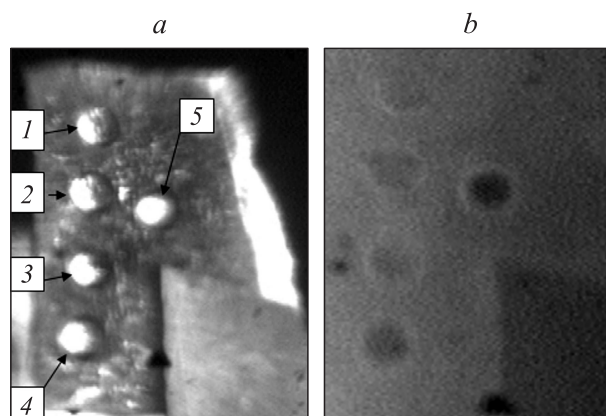


Рис. 4. Пластинчатый монокристалл 6H-SiC с лунками (толщина 450 μm). Фото. Эксперимент. a — изображение без нагрева, b — изображение при нагреве, $T = 1573$ K; глубина лунки: 1 — 50, 2 — 100, 3 — 200, 4 — 300, 5 — 400 μm.

воздушной среде муфельной печи, показали, что поверхность с лункой также обладает неравномерной яркостью свечения, однако, как следует из рис 3, распределение яркости носит аномальный характер. Достаточно хорошо видно, что яркость поверхности SiC как на дне лунки, так и с обратной стороны площадки значительно меньше периферийных областей. Такая тенденция сохранялась во всем температурном диапазоне исследований ($\Delta T = 1000-1300^\circ\text{C}$). Количественная оценка коэффициента излучения пирометрической микросистемы показала, что в области лунки его численное значение составило ~ 0.403 , а в периферийной области — ~ 0.450 при температуре $T = 1300^\circ\text{C}$.

Для изучения вопроса, связанного с коэффициентом излучения поверхности SiC в лунке, были проведены дополнительные эксперименты. В частности, для оценки влияния глубины лунки на коэффициент излучения

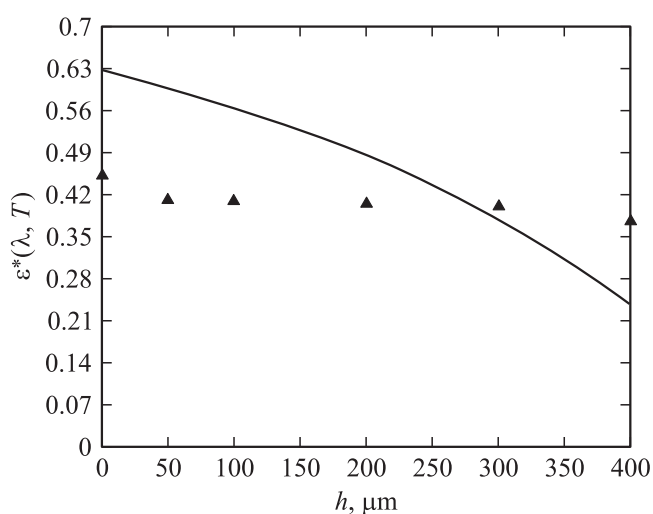


Рис. 5. Зависимость коэффициента излучения поверхности кристалла 6H-SiC от глубины лунки. $N_d - N_a = 3.4 \cdot 10^{18} \text{ cm}^{-3}$, $T = 1250^\circ\text{C}$. Расчет — сплошная линия. Эксперимент — треугольники.

в пластинчатом монокристалле 6H-SiC (базовые грани (0001)) с помощью методов электроэрозионной технологии и последующего химического травления были изготовлены лунки диаметром 1 mm различной глубины (рис. 4). Исследуемые кристаллы SiC и платиновый излучатель помещались в муфельную печь. Учитывая, что исследуемые образцы обладали небольшими размерами, в условиях свободной конвекции в объеме печи их температурное поле можно было считать равномерным [6].

На рис. 5 приведены экспериментальная и теоретическая зависимости монохроматического коэффициента излучения кристалла SiC от глубины лунки.

Отличие экспериментальных данных от теоретических может быть объяснено тем, что для перевода коэффициента излучения в область высоких температур использовалась линейная аппроксимация зависимости $\epsilon_\lambda = f(T)$ [16], однако, это может вносить погрешность в расчет, поскольку известная зависимость имеет маленькую крутизну. Используемые при расчете данные коэффициента поглощения, показателя преломления могут отличаться для исследуемых образцов за счет различия условий экспериментальных исследований.

Результаты исследований теплофизических и гидродинамических характеристик

Определенный научный и практический интерес представляют также знания о температурных полях пирометрической микросистемы с луночным рельефом в

экстремальных условиях эксплуатации. Это связано не только с апробацией методики различных измерений, но и с необходимостью оптимизации конструкций микросистем. Экспериментальные исследования проводились в диапазоне температур $T = 1000\text{--}1350^\circ\text{C}$ при фиксированных значениях скорости газового потока. Была реализована методика измерений, при которой микросистема помещалась в пламя газовой горелки (область факела), а для получения распределения яркостных температур в пределах поверхности микросистемы использовалась программа „Парус“. Переход к действительным температурам осуществлялся по соотношению, известному из теории пирометрии [13], и с учетом изменения (уменьшение) коэффициента излучения SiC в пределах лунки согласно экспериментальной зависимости на рис. 5.

Приведенные на рис. 6 графики показывают, что распределение температур по выделенным направлениям в пределах поверхности системы носит неоднородный характер. Несмотря на то что температура в центре лунки отличается от температуры периферийных участков зонда на $2 \sim 2.5\%$, поверхность лунки можно считать изотермической. Детальный анализ показал, что неравномерность температурного поля в качественно изготовленной лунке оказывается менее 1%. Такой характер распределения температур обусловлен особенностями процесса теплопередачи в тонких слоях материала [6].

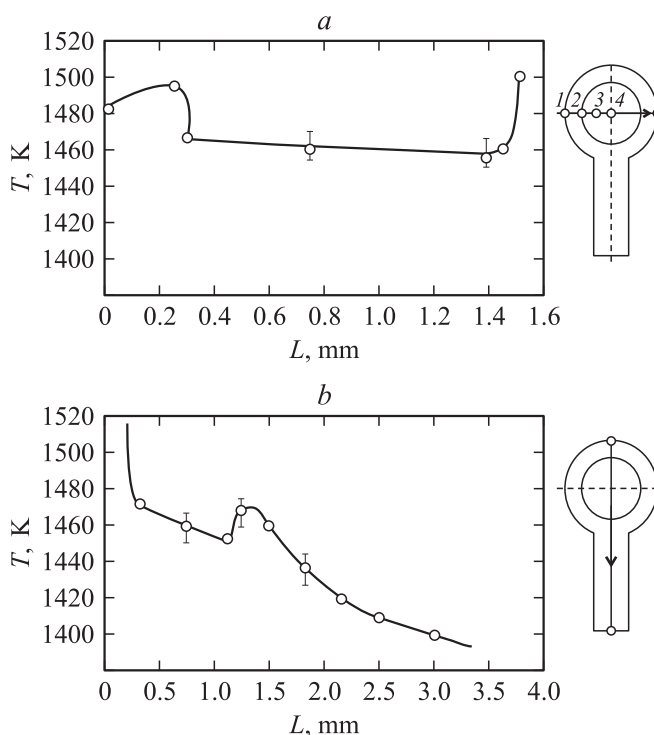


Рис. 6. Распределение температур по выделенным направлениям SiC-микросистемы. Эксперимент. Продольный обдув, газовое пламя: пропан, $V = 3.2 \text{ m/s}$, $T_n = 1523 \text{ K}$. *a* — поперечный контур, *b* — продольный контур.

Заключение

Подводя итоги, отметим, что фактически дно лунки пирометрической микросистемы следует рассматривать как мембранную структуру. Малая толщина SiC-мембраны в условиях высоких температур способствует появлению незначительных градиентов температуры по толщине и существенно усиливает роль поверхностного теплообмена, в результате которого происходит равномерный нагрев. В результате экспериментальных исследований было получено значение коэффициента излучения SiC-микросистемы в условии высокой температуры $T = 1300^\circ\text{C}$, которое составило в области лунки ~ 0.403 , а в периферийной области ~ 0.450 .

Список литературы

- [1] Самсонов Г.В., Виницкий И.М. Тугоплавкие соединения. М.: Металлургия, 1976. 560 с.
- [2] Лучинин В.В., Таиров Ю.М. // Петербургский журн. электроники. 1996. № 2 (11). С. 53–78.
- [3] Карачинов В.А., Ильин С.В., Карачинов Д.В. // Письма в ЖТФ. 2005. Т. 31. Вып. 11. С. 1–4.
- [4] Иванов П.А., Левинштейн М.Е., Мнацаканов Т.Т. и др. // ФТП. 2005. Т. 39. Вып. 8. С. 897–913.
- [5] Водаков Ю.А., Круглов Е.М., Мохов Е.Н. и др. // Сб. докл. III Междунар. семинара „Карбид кремния и родственные материалы“. Великий Новгород, 2000. С. 206–212.
- [6] Лыков А.В. Теплообмен. М.: Энергия, 1978. 480 с.
- [7] Михеев М.А., Михеева И. М. Основы теплопередачи. М.: Энергия, 1973. 320 с.
- [8] Быстров Ю.А., Исаев С.А., Кудрявцев Н.А., Леонтьев А.И. Численное моделирование вихревой интенсификации теплообмена в пакетах труб. СПб.: Судостроение, 2005. 392 с.
- [9] Кутателадзе С.С., Леонтьев А.И. Теплообмен и трение в турбулентном пограничном слое. М.: Энергия, 1972. 342 с.
- [10] Маслов В.П., Данилов В.Г., Волосов К.А. Математическое моделирование процессов теплопереноса. М.: Наука, 1987. 352 с.
- [11] Карачинов В.А. Способ эрозионного копирования карбидокремневых структур. // Пат. России. № 2 189 664. 2002.
- [12] Карачинов В.А., Торицин С.Б., Карачинов Д.В. // Измерительная техника. 2008. № 7. С. 42–47.
- [13] Свет Д.Я. Оптические методы измерения истинных температур. М.: Наука, 1982. 296 с.
- [14] Mc.Mahon H.O. // J. Opt. Soc. Amer. 1950. Vol. 40. P. 376.
- [15] Кизель В.А. Отражение света. М.: Наука, 1973. 352 с.
- [16] Карачинов Д.В., Карачинов В.А. Пирометрические зонды на основе тугоплавких соединений. Великий Новгород: НовГУ, 2008. 123 с.
- [17] Излучательные свойства твердых материалов. Справочник. / Под ред. А.И. Шейндлина. М.: Энергия, 1974. 671 с.
- [18] Таиров Ю.М., Цветков В.Ф. Справочник по электротехническим материалам / Под ред. Корицкого Ю.В., Пасынкова В.В., Тареева Б.М. Л.: Энергоатомиздат, 1988. С. 446–472.
- [19] Dubrovskii G.B., Lepneva A.A., Radovanova E.I. // Phys. Stat. Solid. B. 1973. Vol. 57. N 1. P. 423–431.