

УДК 535.32-15 : 546.289

РЕФРАКТОМЕТРИЧЕСКИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ
ГЕРМАНИЯ В ИНФРАКРАСНОЙ ОБЛАСТИ
СПЕКТРАБогданов В. Б., Назарова Н. А., Прокопенко В. Т.,
Романова Г. И., Яськов А. Д.

В области спектра $\lambda=1.8\div 13$ мкм и диапазоне комнатных температур методом наименьшего отклонения проведены измерения показателя преломления $n(\hbar\omega)$, дисперсии $dn/d\lambda$ и температурного коэффициента dn/dT высокоомных кристаллов германия с удельным сопротивлением до $\rho=60$ Ом·см, а также кристаллов, легированных донорными или акцепторными примесями до концентраций $N=10^{14}\div 10^{17}$ см $^{-3}$ или $P=10^{13}\div 5\cdot 10^{15}$ см $^{-3}$. Полученные здесь и опубликованные ранее данные по рефрактометрическим характеристикам Ge обобщены с учетом особенностей его зонной структуры и электрофизических параметров использованного материала.

Германий относится к числу перспективных оптических материалов для инфракрасной оптики и оптоэлектроники (например, [1]). В связи с этим его рефрактометрические характеристики, в том числе спектральные зависимости показателя преломления $n(\hbar\omega)$, дисперсии $dn/d\lambda$ и температурного коэффициента dn/dT , были измерены в [2-6]. Отмечается [4, 6, 7] значительное расхождение данных измерений $n(\hbar\omega)$ различных авторов, существенно выходящее за рамки соответствующих методических погрешностей и составляющее до $\Delta n=0.004$. Возможной причиной такого расхождения является различие электрофизических параметров материалов, применявшихся в [2-6], которое при сопоставлении и анализе этих данных ранее, например, в [7], в учет не принималось. Вместе с тем в полупроводниках отчетливо выражены зависимости рефрактометрических характеристик от кристаллофизических и электрофизических параметров вещества, в частности типа и концентрации легирующих примесей [8, 9].

Цель настоящей работы состояла в измерении рефрактометрических характеристик кристаллов германия с различным уровнем легирования, а также обобщении полученных здесь и опубликованных ранее результатов с учетом особенностей зонной структуры и электрофизических параметров этого полупроводника.

Использованные образцы и методики измерений

Измерения были выполнены на 22 монокристаллических образцах, выращенных из расплава методами Чохральского, Степанова или Бриджмена. Использовался легированный материал n - или p -типов электропроводности с концентрациями свободных носителей заряда в диапазоне $N=10^{14}\div 10^{17}$ см $^{-3}$ или $P=10^{13}\div 5\cdot 10^{15}$ см $^{-3}$, а также высокоомные образцы с удельным сопротивлением до $\rho=60$ Ом·см. Измерения дисперсии n производились в области спектра $\lambda=1.8\div 13$ мкм и диапазоне комнатных температур $T=15\div 35$ °С методом наименьшего отклонения на призмах с размерами преломляющих граней 15×15 мм и углом при вершине $\sim 14\text{--}19$ °. Образцы — призмы для измерений — отбирались по уровню оптической однородности материала и качеству обработки преломляющих граней призмы; критерием для такого отбора

служило отклонение от симметрии наблюдаемого инструментального контура на выходной щели коллиматора гониометра, которое не должно было превышать $0^{\circ}00'10''$. В процессе измерения образец термостатировался с точностью $\pm 0.2^{\circ}$ С. Погрешность измерения показателя преломления для всей рассматриваемой области спектра была не хуже ± 0.0002 .

Показатель преломления и диэлектрическая проницаемость высокоомного германия

Величины показателей преломления, измеренные здесь в области $\lambda \leq 13$ мкм на высокоомном германии, а также на материалах *n*- и *p*-типов электропроводности соответственно при $N < 2 \cdot 10^{15}$ см⁻³ и во всем исследованном диапазоне концентраций дырок $P < 5 \cdot 10^{15}$ см⁻³, совпадали с точностью, близкой к погрешности измерений. Численные значения показателя преломления для *n*-Ge ($N \leq 2 \cdot 10^{16}$ см⁻³) при $T = 20^{\circ}$ С даны в таблице; величина дисперсии

Показатель преломления *n*-Ge ($N = 10^{15}$ см⁻³) при $T = 20^{\circ}$ С

λ , мкм	$n_{\text{эксп}}$	λ , мкм	$n_{\text{эксп}}$
1.8	4.1404 (6)	7.913	4.0059 (7)
1.9	4.1223 (4)	8.23	4.0055 (0)
2.0	4.1080 (1)	10.147	4.0035 (8)
3.419	4.0336 (3)	10.27	4.0035 (0)
4.120	4.0229 (8)	11.04	4.0030 (7)
6.238	4.0097 (8)	13.0	4.0022 (8)
7.0	4.0076 (8)		

$dn/d\lambda$ показана точками на рис. 1. Длины волн в таблице выбраны исходя из удобства сопоставления с данными [2, 4, 6], где измерения n выполнялись также на высокоомном германии [4, 6]. С учетом температурной коррекции измеренные здесь величины n находились в точном соответствии ($\Delta n < 0.0001$) с данными [6]. Расхождение наших измерений n (см. таблицу) с результатами [2, 4] носило характер систематической ошибки, которая составляла соответственно $\Delta n = 0.003$ [2] для всей рассматриваемой области спектра и $\Delta n = -0.0005$ [4] в области $\lambda > 4$ мкм.

Для анализа экспериментальных данных воспользуемся модельным подходом [8] и представим дисперсию $n(\hbar\omega)$ при $\hbar\omega < E_g$ как сумму составляющих, определяемых прямыми междузонными переходами в окрестности особых точек Γ , Λ , X зоны Бриллюэна,

$$n^2(\hbar\omega) - 1 = \frac{A}{\pi} \ln(E_g^\Lambda/E_g^\Gamma)^2 Q_\Lambda^2 Q_\Gamma^{-2} + \sum_{j=\Lambda; X} G^j (E_g^j)^{-2} Q_j^{-1}, \quad (1)$$

где E_g — ширина прямой запрещенной зоны; $Q = 1 - (\hbar\omega/E_g)^2$; A — эффективное среднее значение диэлектрической функции $\epsilon_2(\hbar\omega)$ в области прямого края собственного поглощения; G — эмпирические дисперсионные параметры, определяемые интегральным поглощением в пределах полос с максимумами $\hbar\omega = E_g^j$, а индексы $j = \Gamma; \Lambda; X$ обозначают принадлежность величин к соответствующим точкам зоны. Для Ge в области комнатных температур $E_g^\Gamma = 0.805$ эВ; $E_g^\Lambda = 2.1$ эВ; $E_g^X = 4.4$ эВ [10], $A = 0.780$ [8]. Численные значения параметров G были определены методом наименьших квадратов по измеренной зависимости $n(\hbar\omega)$ (см. таблицу) и составили $G^\Lambda = 22.2887$ эВ²; $G^X = 183.331$ эВ². Сравнение с экспериментальными данными показало, что средняя точность расчетного выражения (1) в области $\lambda = 1.8 \div 13$ мкм составляет $\Delta n \approx 0.15 \cdot 10^{-3}$.

Рассчитанная на основании (1) дисперсия $dn/d\lambda$ показана на рис. 1 сплошной линией (а) и также находится в хорошем соответствии с результатами проведенных здесь измерений. Отметим, что величины $dn/d\lambda$, найденные по данным [2, 4]

и показанные для сравнения на рис. 1, имеют значительный разброс, существенно выходящий за пределы, которые соответствуют приводимой в [2, 4] погрешности измерений.

Определяемое из выражения (1) экстраполяцией к $\hbar\omega=0$ значение диэлектрической проницаемости высокоомного германия составило $\epsilon_0=16.00$ при $T=20^\circ\text{C}$. Это значение находится в хорошем соответствии с $\epsilon_0=16.02$, полу-

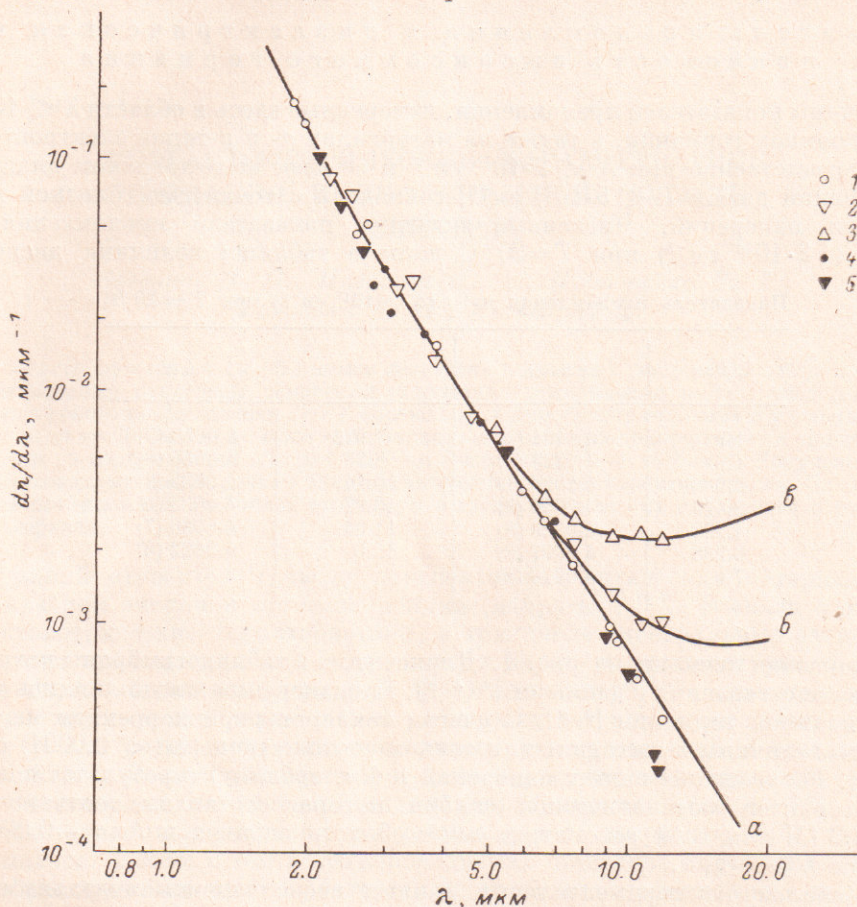


Рис. 1. Дисперсия показателя преломления в кристаллах n -Ge с различной концентрацией свободных носителей заряда.

N (10^{-17} см^{-3}): 1, 4, а — 0.01; 2, б — 0.22, 3, в — 0.84. Точки — эксперимент: 1—3 — настоящая работа; 4 — [2]; 5 — [4]. Расчетные зависимости (а—в) показаны сплошными линиями.

ченным для той же температуры из данных прямых измерений показателя преломления Ge в диапазоне субмиллиметровых волн [11]. Имеющееся различие приведенных величин ϵ_0 объясняется, по-видимому, неучтенным в (1) вкладом в поляризуемость кристалла двухфононных оптических резонансов в области $\lambda=30\div 70$ мкм [11], обуславливающих дополнительное поглощение и аномальную дисперсию показателя преломления германия в этой области спектра.

Температурный коэффициент показателя преломления

Используя модельный подход [8], определим dn/dT из анализа температурной зависимости диэлектрической функции $\epsilon_2(\hbar\omega)$ в германии в области высоких энергий фотонов $\hbar\omega > E_g$ [12]. При возрастании температуры наблюдается уменьшение $\epsilon_2(\hbar\omega)$ в максимумах при $\hbar\omega = E_g^{\Delta, X}$ и одновременно уширение этих полос [12], интегральное поглощение при этом в первом приближении

остается без изменений, поэтому параметры A и G в (1) с хорошей точностью могут считаться независимыми от температуры, т. е. $A, G = \text{const}(T)$. Тогда температурная зависимость $n(T)$ определяется смещением характерных междузонных резонансов $\hbar\omega = E_g^{\Gamma; \Delta; X}$ и из (1) в явном виде имеем

$$\frac{dn}{dT} = \frac{A}{\pi} n [(E_g^{\Delta})^{-1} Q_{\Delta}^{-1} dE_g^{\Delta}/dT - (E_g^{\Gamma})^{-1} Q_{\Gamma}^{-1} dE_g^{\Gamma}/dT] - \frac{1}{n} \sum_{j=\Delta; X} G^j (E_g^j)^{-3} Q^{-2} dE_g^j/dT, \quad (2)$$

где dE_g/dT — температурные коэффициенты ширины запрещенной зоны. В германии $dE_g^{\Gamma}/dT = -0.39 \cdot 10^{-3}$ эВ/К; $dE_g^{\Delta}/dT = -0.42 \cdot 10^{-3}$ эВ/К; $dE_g^X/dT = -0.18 \cdot 10^{-3}$ эВ/К [10, 12].

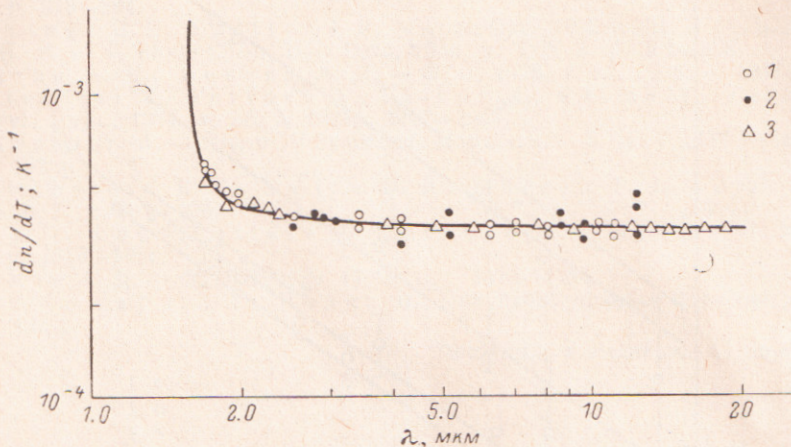


Рис. 2. Спектральная зависимость температурного коэффициента показателей преломления Ge.

Точки — экспериментальные данные: 1 — настоящая работа; 2 — [4]; 3 — [7]. Сплошная линия — расчет по (2).

Расчетная зависимость dn/dT при $T=20$ °С представлена на рис. 2 и подтверждается в пределах погрешностей измерений полученными здесь и опубликованными в [7] экспериментальными данными. Данные измерений $n(T)$ в Ge [4], также показанные на рис. 2, имеют значительный разброс, однако в целом находятся в удовлетворительном соответствии с рассчитанной по (2) зависимостью dn/dT . Отметим, что в коротковолновой области спектра температурный коэффициент dn/dT характеризуется значительной дисперсией, которая в соответствии с (2) определяется температурным смещением прямого края собственного поглощения при $\hbar\omega = E_g^{\Gamma}$. Так как величины dE_g/dT остаются постоянными в широком диапазоне температур [12], то зависимости $n(T)$ в Ge имеют характер, близкий к линейному.

Влияние легирования на рефрактометрические характеристики

Измерения в области края собственного поглощения ($\lambda \lesssim 2$ мкм) не выявили существенных различий рефрактометрических характеристик умеренно легированных кристаллов n -Ge с различной концентрацией примесей ($N < 10^{17}$ см $^{-3}$). Эти результаты подтверждаются расчетом, аналогично [13], показавшим, что незначительное возрастание $n(\hbar\omega)$ при легировании вследствие эффективного сдвига края собственного поглощения при $\hbar\omega = E_g^{\Gamma}$ в длинноволновую область спектра в Ge почти полностью скомпенсировано вкладом свободных носителей заряда. Для верхнего предела использованных концентраций свободных носителей $N=10^{17}$ см $^{-3}$ приращение n не превышает $\Delta n \lesssim 0.0005$ при $\lambda=2$ мкм.

В длинноволновой области спектра легирование приводило к уменьшению показателя преломления и возрастанию дисперсии $dn/d\lambda$, которые определялись концентрацией свободных носителей заряда.

Вид длинноволновой дисперсии $dn/d\lambda$ в легированных образцах n -Ge показан на рис. 1. Изменение диэлектрической проницаемости $\Delta\varepsilon = n^2 - n_0^2$ (где n_0 и n — показатели преломления высокоомного и легированного кристаллов) в зависимости от квадрата длины волны излучения приведено на рис. 3.

Как видно, $\Delta\varepsilon = f(\lambda^2)$ имеет линейный характер. Качественно сходные зависимости можно получить из [3, 5], где измерения были выполнены на легиро-

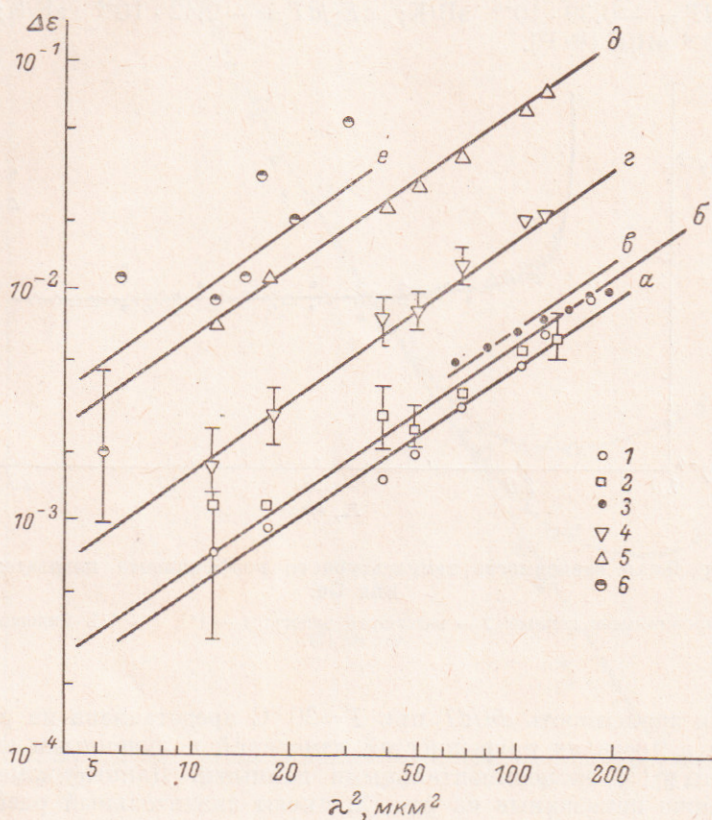


Рис. 3. Изменение диэлектрической проницаемости $\Delta\varepsilon$ в легированных образцах n -Ge. Концентрация свободных носителей заряда N (10^{-17} см $^{-3}$): 1, а — 0.06; 2, б — 0.08; 3, γ — 0.09; 4, з — 0.22; 5, δ — 0.84; 6, е — 1.0. Точками показаны экспериментальные данные: 1, 2, 4, 5 — настоящая работа; 3 — [3]; 6 — [5]. Сплошные линии (а—е) — расчет по (3).

ванных кристаллах германия с удельным сопротивлением до $\rho = 0.016$ Ом·см [3] и $\rho = 0.2 \div 0.5$ Ом·см [5]; эти данные представлены также на рис. 3.

Данные измерения рис. 1, 3 находятся в хорошем соответствии с результатами расчетов тех же зависимостей, выполненных с учетом влияния свободных носителей заряда. В рассматриваемой области спектра $\lambda < 13$ мкм выполняется $(\omega\tau)^2 \gg 1$, и вклад свободных носителей заряда в диэлектрическую проницаемость кристалла дается как [14]

$$\Delta\varepsilon = n_0^2 - n^2 = \frac{e^2 N \lambda^2}{4\pi^2 c^2 \varepsilon_0 m^*} \quad (3)$$

Зависимости $\Delta\varepsilon$ и $dn/d\lambda$, рассчитанные из выражений (1) и (3) при различных N , показаны на рис. 1 и 3 сплошными линиями. Для исследованных здесь образцов наблюдается полное соответствие расчетных и измеренных характеристик $\Delta\varepsilon$ и $dn/d\lambda$. Экспериментальные зависимости $\Delta\varepsilon = f(\lambda^2)$, найденные из [3, 5], также удовлетворительно (с учетом невысокой точности измерений [3]) соответствуют расчетным результатам.

Отметим здесь, что легирование слабо влияло на температурный коэффициент dn/dT , так что кривые (рис. 2) для различных образцов совпадали в пределах погрешности измерений.

Авторы благодарны А. Н. Пихтину за интерес к работе и полезные обсуждения.

Литература

- [1] Рывкин Б. С. — ФТП, 1985, т. 19, в. 1, с. 3—27.
- [2] Salrberg C. D., Villa J. J. — J. Opt. Soc. Am., 1958, v. 48, N 8, p. 579.
- [3] Lukes F. — Czech. J. Phys., 1960, v. 10, N 10, p. 742—748.
- [4] Icenogle H. M., Platt B. C., Wolfe W. L. — Appl. Opt., 1976, v. 15, N 10, p. 2348—2351.
- [5] Edwin R. P., DudermeI M. T., Lamare M. — Appl. Opt., 1982, v. 21, N 5, p. 878—881.
- [6] Jennings D. E., Sattler J. P. — Appl. Opt., 1982, v. 21, N 18, p. 3236—3237.
- [7] Li H. H. — J. Phys. Chem. Ref. Data, 1980, v. 9, N 3, p. 561—658.
- [8] Пихтин А. Н., Яськов А. Д. — ФТП, 1978, т. 12, № 6, с. 1047—1053.
- [9] Bertolotti M., Ferrary A., Iaskov A., Palma A., Verona E. — J. Appl. Phys., 1984, v. 56, N 10, p. 2943—2947.
- [10] Neuberger M. — Group IV Semicond. Materials. V. 5. N. Y.: IFI / Plenum Press, 1974. 332 p.
- [11] Loewenstein E. V., Smith D. R., Morgan R. L. — Appl. Opt., 1973, v. 12, N 2, p. 398—406.
- [12] Viña L., Logothetidis S., Cardona M. — Phys. Rev. B, 1984, v. 30, N 4, p. 1979—1991.
- [13] Яськов А. Д. — ФТП, 1983, т. 17, № 8, с. 1478—1481.
- [14] Мосс Т., Баррел Г., Эллис Б. Полупроводниковая оптоэлектроника. М., 1976. 432 с.

Поступило в Редакцию 14 апреля 1986 г.