

УДК 621.315.592

РЕФРАКЦИЯ СВЕТА В ПОЛУПРОВОДНИКАХ

Обзор

Пихтин А. Н., Яськов А. Д.

Проведен анализ рефрактометрических параметров полупроводников в области их оптической прозрачности, в том числе показателя преломления n , дисперсии $dn/d\lambda$, температурного коэффициента dn/dT . Сопоставлены различные подходы к теоретическому описанию рефрактометрических свойств полупроводников. Подробно рассмотрены полумпирические методы расчетов $n(\hbar\omega)$, основанные на использовании дисперсионных соотношений Крамерса—Кронига, где диэлектрическая функция $\epsilon_2(\hbar\omega)$ аппроксимируется с учетом особенностей зонной структуры конкретных материалов. В рамках этих методов обобщены экспериментальные данные для более чем 30 распространенных полупроводников A^{IV} , $A^{III}B^V$, $A^{II}B^{VI}$, а также их трех- и четырехкомпонентных твердых растворов. Обсуждается влияние примесей и свободных носителей заряда на рефрактометрические параметры. Дается обзор фотоупругих, электрооптических и магнитооптических свойств полупроводников, рассматриваются эффекты нелинейной рефракции. В удобном для инженерных расчетов виде приведен обширный материал справочного характера.

Вопросы, связанные с распространением света в полупроводниках в области их прозрачности, интересуют специалистов самых различных отраслей. Эта тема по существу получает свое «второе рождение», что связано с несколькими причинами.

Во-первых, успехи в технологии полупроводников позволяют в настоящее время создавать структуры с заданным профилем показателя преломления. Вне конкуренции здесь стоят твердые растворы, где путем изменения их состава по координате можно создать заданное распределение показателя преломления и тем самым управлять распространением световых пучков в материале. Ясно, что это имеет решающее значение для различного рода оптоэлектронных и интегральнооптических элементов и устройств. Получение высококачественных квантово-размерных слоев и сверхструктур, обладающих сильной анизотропией свойств, вызвало дополнительный интерес к этим вопросам.

Во-вторых, полупроводники все шире начинают применяться в электрооптике, акустооптике и магнитооптике, в различного рода фильтрах, для создания градиентных линз, устройств ввода и вывода излучения и т. п. Здесь опять же необходима полная информация о рефрактометрических параметрах материалов и о влиянии на них внешних воздействий.

В-третьих, рефрактометрия успешно используется для неразрушающего контроля и выявления неоднородностей полупроводниковых кристаллов и эпитаксиальных слоев.

В настоящем обзоре предпринята первая попытка обобщить в рамках единых модельных представлений рефрактометрические параметры различных полупроводниковых материалов и влияние на них внешних воздействий. С учетом наиболее важных применений полупроводников в прикладной оптике и оптоэлектронике предпочтение отдается методам, удобным для инженерных расчетов, а изложение ведется главным образом в применении к свойствам объемных материалов. Рефракция света в тонких слоях, включая квантово-размерные слои и сверхрешетки, может быть описана путем введения эффективного

показателя преломления, который конструируется из показателей преломления составляющих эти слои материалов.

Напомним, что рефракция¹ света в широком смысле означает преломление световых волн. В узком смысле слова под рефракцией понимают искривление луча в среде с непрерывно изменяющимися характеристиками. Если известен закон изменения n , то в приближении геометрической оптики траектория светового луча легко определяется с помощью принципа Ферма, называемого также принципом наикратчайшего оптического пути или принципом наименьшего времени: из всех возможных путей, соединяющих две точки A и B , свет выбирает тот путь, который требует наименьшего времени для его прохождения.

В рамках классической электродинамики реакция среды на электромагнитное возмущение учитывается введением феноменологических параметров: диэлектрической проницаемости $\epsilon = \epsilon_r \epsilon_0$, магнитной проницаемости $\mu = \mu_r \mu_0$ и удельной электрической проводимости σ [1]. В оптической области спектра, которую мы будем рассматривать, $\mu_r = 1$ и взаимодействие с электромагнитным полем на частоте ω характеризуется комплексной относительной диэлектрической проницаемостью

$$\epsilon^* = \epsilon_r - i \frac{\sigma}{\epsilon_0 \omega} = \epsilon_1 - i \epsilon_2 \quad (1)$$

или комплексным показателем преломления

$$n^* = n - i \kappa \quad (2)$$

так, что $\epsilon^* = (n^*)^2$. При этом

$$\epsilon_1 = \epsilon_r = n^2 - \kappa^2, \quad (3)$$

$$\epsilon_2 = \frac{\sigma}{\epsilon_0 \omega} = 2n\kappa. \quad (4)$$

Введение n^* или ϵ^* равноценно по своей общности, но вещественная n и мнимая κ части комплексного показателя преломления могут быть измерены независимо непосредственно оптическими методами. Поэтому в оптическом диапазоне их используют чаще, чем ϵ и σ .

Связь между вещественной и мнимой частями ϵ^* или n^* устанавливается фундаментальными соотношениями Крамерса—Кронига [1, 2]

$$\epsilon_1(\omega) = n^2(\omega) - \kappa^2(\omega) = 1 + \frac{2}{\pi} P \int_0^{\infty} \frac{\omega' \epsilon_2(\omega')}{(\omega')^2 - \omega^2} d\omega'. \quad (5)$$

Здесь P обозначает главное значение интеграла в смысле Коши.

1. МЕТОДЫ РАСЧЕТА ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ И ДИСПЕРСИОННЫЕ СООТНОШЕНИЯ

Соотношения Крамерса—Кронига служат основой для описания спектральной зависимости $n(\omega)$. В газах, где наблюдаются узкие линии поглощения при резонансных частотах ω_k , интегрирование (5) приводит к хорошо известной формуле Зельмейера

$$n^2(\omega) - 1 = \sum_k \frac{A_k}{\omega_k^2 - \omega^2}, \quad (6)$$

где ω — частота излучения, ω_k и A_k — дисперсионные параметры.

Физический смысл параметров ω_k и A_k , входящих в выражение (6), раскрывается в теории Друде—Лоренца. Дисперсионные выражения для $n(\omega)$ получаются из уравнения движения связанных зарядов и оказываются аналогичными (6): ω_k имеет смысл собственной резонансной частоты элементарного осциллятора, а дисперсионный параметр $A_k = 4\pi N q^2 f_k / m$, где N — концентрация элементарных осцилляторов, q — заряд, m — масса носителя заряда и f_k — сила осциллятора.

¹ От позднелат. *refractio* — преломление.

В твердых телах наличие зон разрешенных значений энергий приводит к широким областям собственного поглощения. Современные методы расчета зонной структуры полупроводников позволяют достаточно надежно определить общий вид спектра $\epsilon_2(\hbar\omega)$ для конкретных материалов [3, 4] и по нему с помощью (5) найти показатель преломления и его дисперсию. Естественно, что такая процедура требует громоздких машинных вычислений и не позволяет представить $n(\hbar\omega)$ в виде простых аналитических выражений. Хотя такие расчеты «из первых принципов» представляют значительный интерес, их точность весьма ограничена. Поэтому в подавляющем большинстве случаев для нахождения $n(\hbar\omega)$ используют полужэмпирические методы.

В классических оптических материалах, таких как стекло, кварц, NaCl, LiF, KBr и т. п., спектральную зависимость $n(\lambda)$ или $n(\omega)$ описывают, пользуясь чисто формально формулой Зельмейера. Входящие в нее коэффициенты ω_p , A_k играют роль подгоночных параметров, число которых может достигать 20. Такой подход нам представляется не совсем правильным, поскольку он не учитывает особенностей спектра ϵ_2 конкретных материалов. Для получения явного вида дисперсии $n(\hbar\omega)$ с помощью соотношения (5) целесообразно $\epsilon_2(\hbar\omega)$ задать в виде простых функций, отражающих наиболее существенные особенности реального спектра $\epsilon_2(\hbar\omega)$ [5, 6].

Вблизи края собственного поглощения дисперсия $n(\hbar\omega)$ в чистом полупроводнике почти полностью определяется интегрированием (5) по полосе собственного поглощения, определяемой прямыми разрешенными переходами из состояний валентной зоны в зону проводимости. Вклад колебаний кристаллической решетки в $n(\hbar\omega)$ в этой области мал,² а междузонные переходы из состояний нижележащих зон дают малую добавку, которая слабо зависит от частоты и учитывается в результате подгоночной процедуры. Общий вид спектра $\epsilon_2(\hbar\omega)$ в области собственного поглощения для большинства полупроводников известен достаточно хорошо [3, 4, 7], и выбор функций, аппроксимирующих $\epsilon_2(\hbar\omega)$, может быть проведен с учетом симметрии кристалла и особенностей его зонной структуры.

В применении к алмазоподобным полупроводникам с тетраэдрической координацией атомов возможные аппроксимации приведены на рис. 1, а—е. Пунктирными линиями изображена спектральная зависимость $\epsilon_2(\hbar\omega)$, свойственная кристаллическим структурам алмаза и сфалерита. Соответствующая зонная диаграмма представлена на рис. 2, а, где вертикальными стрелками отмечены междузонные оптические переходы, формирующие характерные особенности спектра $\epsilon_2(\hbar\omega)$ при E_0 , E_1 и E_2 .

Различные варианты модельных представлений $\epsilon_2(\hbar\omega)$, использованные в [5, 6, 8–11] для описания краевой дисперсии $n(\hbar\omega)$, представлены на рис. 1 сплошными линиями. Там же (в правой части рис. 1) приводятся и соответствующие дисперсионные соотношения, которые легко могут быть получены с помощью (5).

В первой работе [8], где расчеты дисперсии $n(\hbar\omega)$ выполнялись на основе зонных представлений, была использована модель простых параболических зон, а $\epsilon_2(\hbar\omega)$ аппроксимировалась корневой зависимостью $\sqrt{\hbar\omega - E_0}$ (рис. 1, а). В целом сходные результаты и аналогичный вид дисперсионных соотношений $n(\hbar\omega)$ были получены недавно в серии работ [12, 13] для полупроводника, описываемого кейновской моделью. Очевидно, что для реальных кристаллов со сложными зонами дисперсионные соотношения рис. 1, а представляют ограниченный интерес.

Другой простой подход состоит в использовании одноосцилляторного приближения, представленного на рис. 1, б в виде и обозначениях [9]. Это приближение известно также из работ [4, 14–16]. Оно приводит к дисперсионному выражению (рис. 1, б), формально совпадающему с соотношением Зельмейера. Очевидную неопределенность представляет выбор собственной энергии эквивалентного осциллятора E'_0 . В работах [4, 14–16] с величиной E'_0 сопоставлялись величины энергии характеристических особенностей спектра $\epsilon_2(\hbar\omega)$. В частности,

² За исключением узкозонных материалов, где $E_g \approx \hbar\Omega_{T0}$.

были использованы $E'_0 \approx E_2$ [4] и $E'_0 \approx E_0 + E_2$ [16]. В диэлектрической модели [14-15] за E'_0 принимался эффективный энергетический зазор, определяемый энергией гомополярной и гетерополярной составляющих химической связи. Недостатком одноосцилляторного приближения является то, что в большинстве случаев оно находится в качественном противоречии с видом спектра $\epsilon_2(\hbar\omega)$. Более обоснованным является использование набора эквивалентных осцилляторов

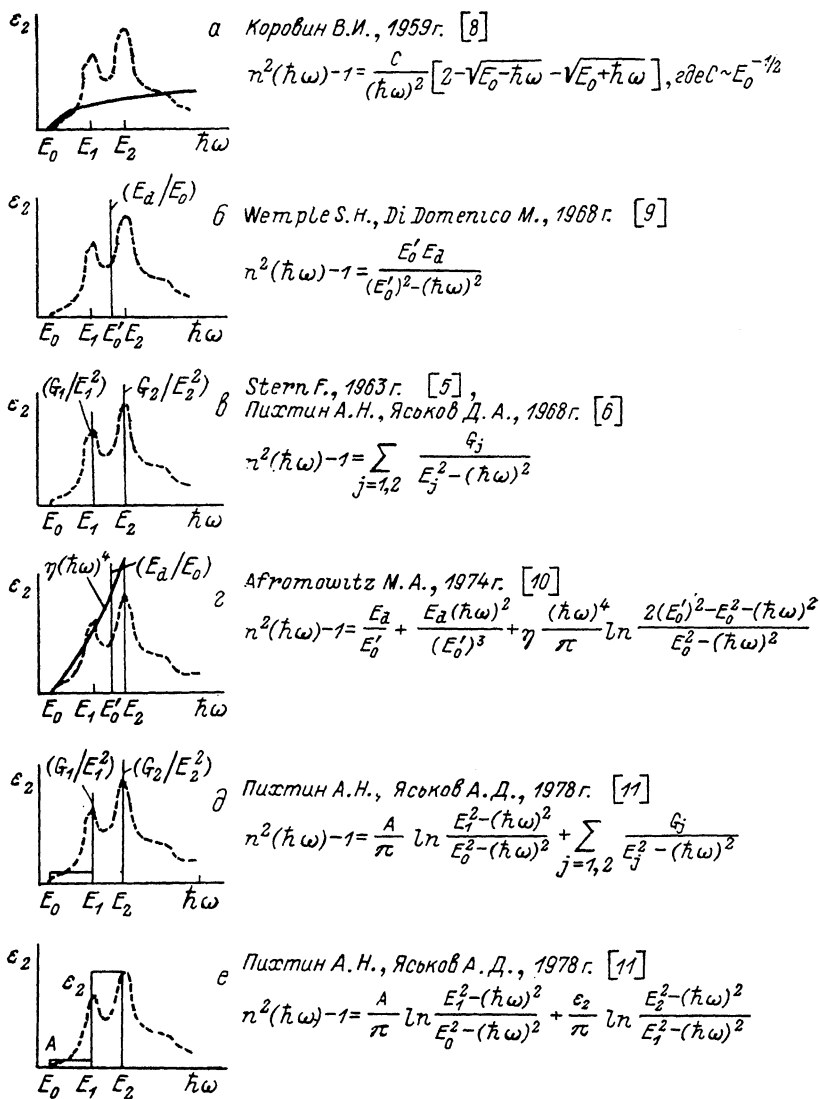


Рис. 1. Мнимая часть диэлектрической проницаемости $\epsilon_2(\hbar\omega)$ (пунктирные линии) в области собственного поглощения и ее модельные представления (сплошные), использованные в [5, 6, 8-11] для расчетов дисперсии $n(\hbar\omega)$ в полупроводниках со структурой алмаза и сфалерита.

с собственными энергиями, отвечающими положениям наиболее важных максимумов $\epsilon_2(\hbar\omega)$ [5]. В применении к структуре алмаза и сфалерита достаточно использовать два таких осциллятора, собственные энергии которых строго определены: $\hbar\omega_1 = E_1$ и $\hbar\omega_2 = E_2$ (рис. 1, е). Это приводит к простой двухучленной дисперсионной формуле для показателя преломления, введенной в [5, 6].

В моделях рис. 1, б, в эквивалентные осцилляторы расположены в глубине полосы собственного поглощения, и таким образом оказываются неучтенными вклады в дисперсию $n(\hbar\omega)$ краевых оптических резонансов, определяемых междоузельными переходами при $\hbar\omega \approx 0$, переходами в экситонные состояния и др. Хотя эти резонансы являются относительно слабыми, они непосредственно примыкают к области «прозрачности» и, согласно (5), существенно влияют на ди-

сперсионную зависимость $n(\hbar\omega)$ вблизи пороговых энергий фотонов $\hbar\omega \approx E_0$. Используя в [10, 11] варианты модельных представлений $\varepsilon_2(\hbar\omega)$, учитывающих краевую плотность состояний, показаны на рис. 1, ε — e . В [10] $\varepsilon_2(\hbar\omega)$ аппроксимировалась степенной функцией частоты четвертой степени с ограничительными энергиями E_0 и E_2 (рис. 1, ε). В [11] использовалась двухосцилляторная модель, где краевое поглощение представлялось равномерным распределением в области $\hbar\omega = E_0 \div E_1$ (рис. 1, δ). Равномерное распределение осцилляторов было использовано в [11] также и для аппроксимации полосы собственного поглощения при $\hbar\omega = E_1 \div E_2$ (рис. 1, e). Это приближение, по-видимому, более оправдано, когда спектральная зависимость $\varepsilon_2(\hbar\omega)$ не имеет отчетливо выраженных максимумов.

Помимо приведенных на рис. 1 возможны и другие варианты модельных представлений $\varepsilon_2(\hbar\omega)$ [17-19]. Отметим, например, работу [18], где дисперсион-

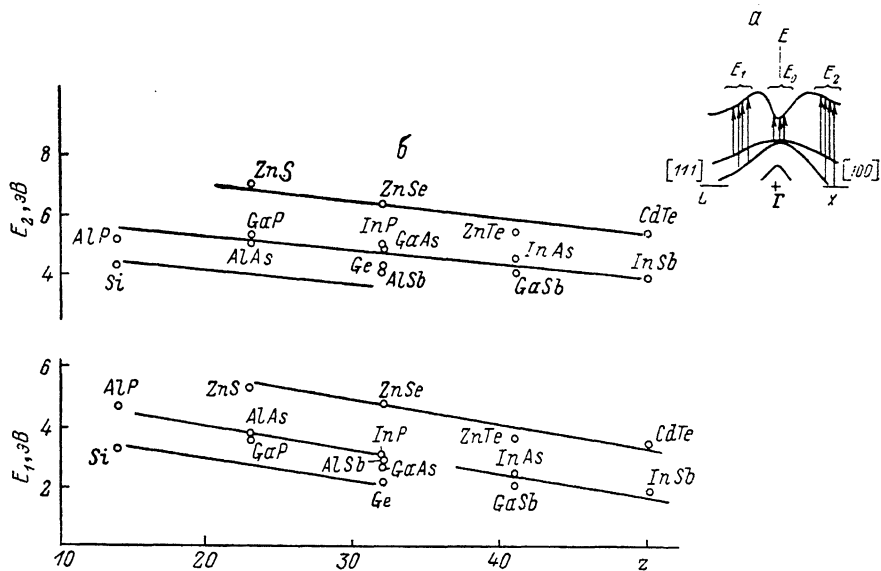


Рис. 2. Структура энергетических зон полупроводников типа алмаза (а) и общие закономерности изменения ширины прямых энергетических зазоров E_1 и E_2 в полупроводниках $A^{III}B^V$ и соединениях $A^{II}B^V$ и $A^{IV}B^VI$ (б).

Прямые переходы, формирующие характеристические особенности спектра $\varepsilon_2(\hbar\omega)$, обозначены вертикальными стрелками (а).

ные соотношения для $n(\hbar\omega)$ в соединениях $A^{III}B^V$ и в их твердых растворах определялись исходя из корневой зависимости $\varepsilon_2(\hbar\omega)$ в области края собственного поглощения (рис. 1, а), «откорректированной» с учетом экситонных эффектов, а вклад в n вышележащих оптических резонансов представлялся в виде частотно независимого слагаемого.

Остановимся более подробно на осцилляторных моделях рис. 1, б, в, д. Правомочность введения эквивалентных осцилляторов взамен суммирования по зоне Бриллюэна подтверждается теоретическими данными [4, 20, 21]. Были найдены особые точки зоны, которые дают основной вклад в ε_2 . В одноосцилляторной модели [9] с величиной E_0' сопоставляется величина энергетического зазора вблизи $\vec{k} = (0.62, 0.29, 0) 2\pi/a$ [20]. Более высокая точность расчетов обеспечивается при использовании двух особых точек [21]: $\vec{k}_1 = (0.25, 0.25, 0.25) 2\pi/a$ и $\vec{k}_2 = (0.75, 0.25, 0.25) 2\pi/a$, которые определяют двухосцилляторную модель. Ширина энергетических зазоров в этих точках соответствует $E_{1,2}$ в структурах алмаза и сфалерита. Возможен учет и большего числа особых точек (до 28 [4, 21]), что позволяет обосновывать осцилляторные приближения более высоких порядков. Однако их введение не дает заметных преимуществ и вряд ли является целесообразным. Поэтому нам представляется, что для полупроводников с тетраэдрической координацией атомов следует использовать двухосцилляторные модели, которые при сохранении наглядности наилучшим образом описывают

спектр $\varepsilon_2(\hbar\omega)$. Дисперсионное соотношение для $n(\hbar\omega)$ в приближении рис. 1, d записывается в виде [11]

$$n^2(\hbar\omega) - 1 = \frac{A}{\pi} \ln \frac{E_1^2 - (\hbar\omega)^2}{E_0^2 - (\hbar\omega)^2} + \frac{G_1}{E_1^2 - (\hbar\omega)^2} + \frac{G_2}{E_2^2 - (\hbar\omega)^2}. \quad (7)$$

Как было показано выше, входящие в это выражение энергии E_j ($j=0, 1, 2$) имеют четкий физический смысл. Для полупроводников A^{IV} , $A^{III}B^V$, $A^{II}B^{VI}$ они хорошо известны [22-24] из данных независимых оптических измерений или расчетов и приведены в табл. 1, 2. Отметим, что величины энергетических зазоров E_1 и E_2 монотонно убывают с увеличением атомного номера (или суммы атомных номеров) z , как показано на рис. 2, б. Скорость уменьшения E_2 меньше, чем E_1 . Такой же характер этих зависимостей в ряду соединений $A^{III}B^V$ свойствен и энергетическому зазору E_0 [23].

Анализ экспериментальных данных рис. 2, б показывает, что характеристические энергии $E_{1,2}$ закономерно убывают с возрастанием длины тетраэдрической связи d , соответствующей в структурах алмаза и сфалерита расстоянию между соседними атомами. Экспериментальные точки $E_{1,2}(d)$, представленные в логарифмическом масштабе, группируются вблизи прямых, определяемых катионом. Наклон этих прямых составляет $(d \ln E_{1,2} / d \ln d) \simeq -2$, как это и предсказывается в теории псевдопотенциала [3, 4].

Физический смысл дисперсионных параметров $G_{1,2}$ следует из теории Лоренца, которая в нашем случае должна быть применена к валентным электронам,

$$G_{1,2} = (4\pi N e^2 / m) f_{1,2} = (\omega_p)^2 f_{1,2}, \quad (8)$$

где ω_p — плазменная частота валентных электронов, $f_{1,2} = 2\hbar |P_{1,2}|^2 / m E_{1,2}$ — безразмерные силы эквивалентных осцилляторов. Плотность валентных электронов в тетраэдрических кристаллах составляет на один атом $N=4$, хотя эффективное значение $N_{эф}$, описывающее показатель преломления и диэлектрическую проницаемость, обычно больше вследствие влияния d -зон [14-17]. Так как величина N определяется объемом кристалла, приходящимся на атом, то из (8) следует $G_{1,2} \sim d^{-3}$. Отметим, что аналогичным образом может быть определен дисперсионный параметр в одноосцилляторной модели [9]

$$E_d = (E_0')^{-1} (\omega_p)^2. \quad (9)$$

Соотношения (8) и (9) позволяют легко выполнить численные оценки дисперсионных параметров в осцилляторных моделях и оценить общие тенденции их изменения в кристаллофизически сходных соединениях.

2. РЕФРАКТОМЕТРИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ ЭЛЕМЕНТАРНЫХ ПОЛУПРОВОДНИКОВ И ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ СОЕДИНЕНИЙ

2.1. Показатель преломления и дисперсия

Рефрактометрические параметры (в том числе показатель преломления) полупроводников A^{IV} , $A^{IV}B^{IV}$, $A^{III}B^V$, $A^{II}B^{VI}$, $A^{IV}B^{VI}$ были измерены в многочисленных работах [6, 11, 22, 24-28], однако в настоящее время они известны с относительно невысокой достоверностью. Даже для элементарных полупроводников Si [28, 29] и Ge [27, 29] среднеквадратичное расхождение опубликованных данных иногда более чем на порядок превышает метрологические погрешности, доходя до $\delta n = 0.01$ для Si и $\delta n = 0.006$ для Ge. Помимо неучтенных погрешностей [28] возможными причинами столь значительных δn являются различие электрофизических и кристаллофизических характеристик применявшихся образцов (эти характеристики в большинстве работ не были определены с требуемой достоверностью), а также оптическая неоднородность материала. Поэтому для распространенных полупроводников Ge, Si, политипов SiC, GaP, GaAs, InP, InAs, ZnS, ZnSe, ZnTe, CdTe нами были вновь проведены прямые измерения $n(\lambda)$ методом призмы в области длин волн до $\lambda = 12$ мкм с использованием специально отобранных материалов высокого качества.

Численные значения параметров в осцилляторных моделях для расчета дисперсии $n(\lambda_{\text{ос}})$ в полупроводниках при $T = 293$ К, высокочастотная ϵ_{∞} и низкочастотная ϵ_0 диэлектрические проницаемости

Для элементарных полупроводников и соединений со структурной симметрии

Материал	Постоянная решетки, Å	E_0 , эВ	E_1 , эВ	E_n , эВ	E_{TO} , мэВ	A	C_1 , эВ ²	G_s , эВ ²	$G_{TO} \cdot 10^4$, эВ ²	$\Delta n_{\text{ср}}$ кв	ϵ_{∞}	ϵ_0
Ce	5.6575	0.805	2.1	4.4	—	0.780	22.2887	183.331	—	0.0002	—	16.00
Si	5.4307	—	3.4	4.3	—	—	23.7537	159.275	—	0.0003	—	11.67
C	3.5668	—	7.4	12.6	—	—	36.9961	630.929	—	0.0012	—	5.64
β -SiC	4.359	—	6.0	9.7	98.68	—	69.840	342.74	3.148	0.0003	6.58	9.82
AlSb	6.135	2.22	2.8	4.4	39.53	0.470	38.548	89.852	0.226	~0.1	10.65	12.11
AlAs	5.6622	3.03	3.8	5.3	45.1	0.402	25.0559	150.838	0.364	0.001	8.16	9.95
AlP	5.451	3.5	5.0	6.0	54.47	0.374	35.2995	176.714	0.636	~0.1	7.41	9.55
GaSb	6.0954	0.8	2.0	4.2	28.58	0.783	13.187	156.05	0.0964	0.002	13.60	14.78
GaAs	5.6531	1.435	2.9	5.0	33.33	0.584	30.0432	151.197	0.205	0.0003	10.88	12.73
GaP	5.4505	2.78	3.7	5.3	45.24	0.420	31.4388	160.537	0.449	0.0007	9.09	11.28
InSb	6.4787	0.185	2.0	4.2	22.34	1.627	25.301	97.024	0.0969	0.023	15.29	17.23
InAs	6.0583	0.360	2.5	4.7	27.14	1.166	14.6475	167.261	0.255	0.0009	12.35	15.81
InP	5.8687	1.345	2.8	5.1	37.65	0.604	26.0399	128.707	0.439	0.0003	9.55	12.65
ZnS	5.406	3.60	5.3	7.0	34	0.369	21.5334	158.8582	0.370	0.0002	5.10	8.30
ZnSe	5.6676	2.68	4.5	6.3	25.62	0.428	31.9545	127.156	0.196	0.0002	5.92	8.91
ZnTe	6.101	2.28	3.7	5.5	21.94	0.464	28.259	123.0536	0.114	0.001	7.28	9.64
CdTe	6.477	1.50	3.2	5.5	17.40	0.572	28.5519	94.3804	0.0902	0.0002	7.18	10.16

Результаты этих измерений использовались в дальнейшем для численного анализа рефрактометрических характеристик и определения параметров $G_{1,2}$ в дисперсионном соотношении (7). Для других полупроводников такой анализ проводился на основе опубликованных данных [38-48]. Численные значения характеристических энергий E_j [22-24] и дисперсионные параметры G_j , найденные методом наименьших квадратов, сведены в табл. 1.

2.1.1. Германий, кремний, алмаз. Спектральные зависимости $n(\lambda)$ и $dn/d\lambda$, рассчитанные для Ge, Si и C из дисперсионного выражения (7) с параметрами E_j , A и G_j , приведенными в табл. 1, 2, сравниваются с экспери-

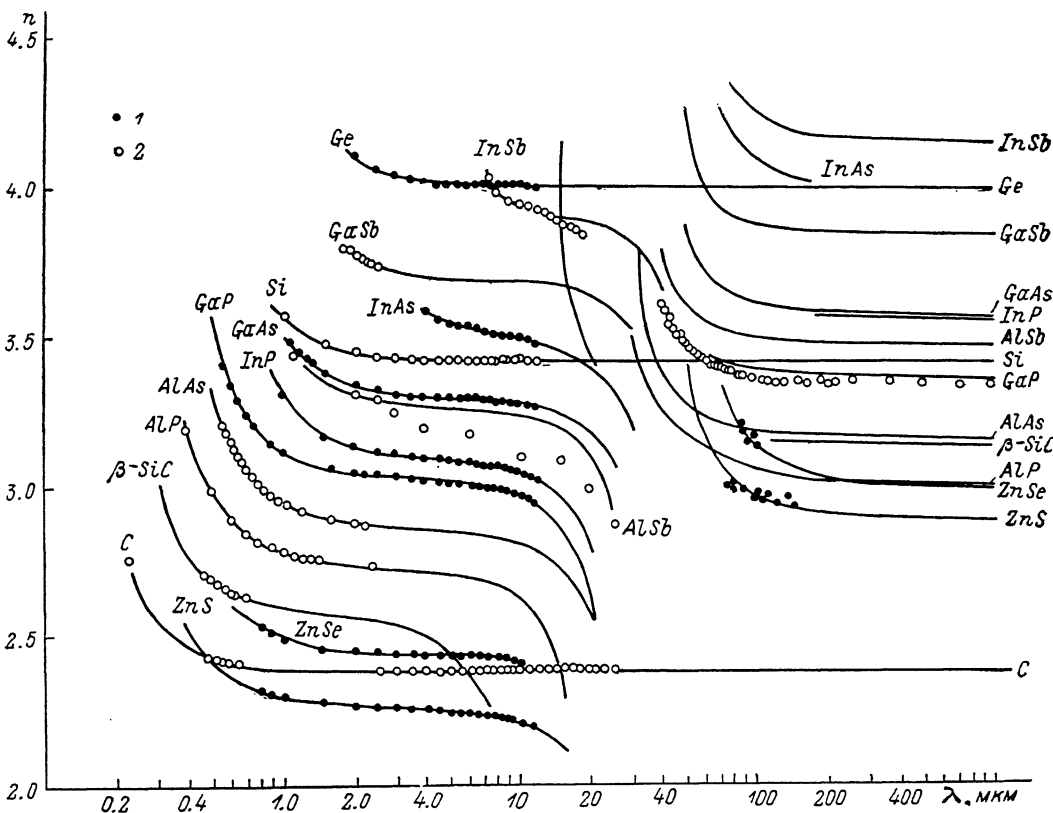


Рис. 3. Спектральная зависимость показателя преломления полупроводников A^{IV} , $A^{III}V$, $A^{II}VI$ при $T=20^\circ\text{C}$.

Сплошные линии — расчет по (7), (10) и табл. 1, 2; точки — эксперимент. Данные работ: 1 — настоящей, 2 — [6, 11, 22, 24-48].

ментальными данными, приведенными на рис. 3 и 4. С точностью, близкой к соответствующим метрологическим погрешностям, расчетные зависимости $n(\lambda)$ для Ge и Si (рис. 3) согласуются с опубликованными экспериментальными данными [27-29]. Для алмаза результаты измерений $n(\lambda)$ различных авторов, приведенные в [26], находятся в удовлетворительном соответствии ($\delta n \approx 0.003$). Поэтому здесь для определения параметров $G_{1,2}$ в (7) нами были использованы все опубликованные экспериментальные данные.

В длинноволновой области спектра в элементарных полупроводниках взаимодействие излучения с колебаниями кристаллической решетки вблизи однофононного резонанса при $\lambda = c/\Omega_{TO}$ [где Ω_{TO} — частота TO (Γ)-фонона] несущественно. Поэтому в первом приближении показатель преломления $n(\lambda)$ определяется только (7). В результате более детальных измерений показателя преломления $n(\lambda)$ в дальней инфракрасной области спектра [49, 50] были выявлены слабые особенности дисперсионной зависимости $n(\lambda)$ (в том числе аномальная дисперсия показателя преломления в Ge при $\lambda = 28 \div 40$ мкм), определяемые

многофононным взаимодействием излучения с колебаниями кристаллической решетки.

2.1.2. Соединения $A^{III}B^V$ и $A^{II}B^{VI}$ со структурой сфалерита. Дисперсионное выражение (7) остается справедливым для области спектра вблизи края собственного поглощения $\hbar\omega \ll E_0 = E_g^I$ и в бинарных соединениях $A^{III}B^V$ и $A^{II}B^{VI}$, кристаллизующихся в структуру сфалерита. В длинноволновой области дисперсия $n(\hbar\omega)$ в рассматриваемых соединениях обусловлена взаимодействием излучения с колебаниями кристаллической решетки. Для описания этого взаимодействия достаточно одного эквивалентного осциллятора, собственная частота которого отвечает TO (Γ)-фонону [11, 41, 51]. Длинно-

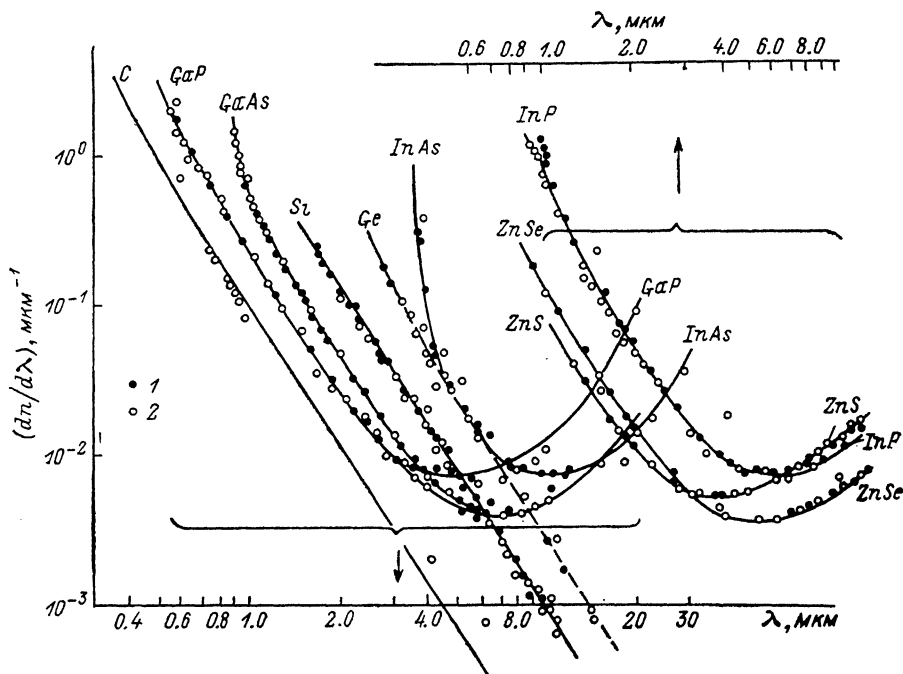


Рис. 4. Дисперсия показателей преломления $(dn/d\lambda)$ в полупроводниках A^{IV} , $A^{III}B^V$, $A^{II}B^{VI}$. Сплошные линии — расчет, точки — эксперимент. Данные работ: 1 — настоящей, 2 — [9, 11, 22, 24-26].

волновая дисперсия $n(\hbar\omega)$ тогда может быть представлена аналогично (7), где в правой части должно быть записано еще одно слагаемое

$$\frac{G_{TO}}{E_{TO}^2 - (\hbar\omega)^2}. \quad (10)$$

Здесь $E_{TO} = \hbar\Omega_{TO}$, а дисперсионный параметр G_{TO} связан с приращением диэлектрической проницаемости кристалла в области длинных волн от полосы «остаточных лучей» как $\Delta\epsilon = \epsilon_0 - \epsilon_\infty = G_{TO}E_{TO}^2$. Так же как и G_j , параметр G_{TO} может быть найден в результате подгоночной процедуры, если известна длинноволновая дисперсия $n(\lambda)$. Этот же параметр можно определить на основании известного соотношения Лиддена—Сакса—Теллера [25]

$$G_{TO} = \left(1 + \frac{A}{\pi} \ln \frac{E_1^2}{E_0^2} + \frac{G_1}{E_1^2} + \frac{G_2}{E_2^2}\right) [(\hbar\Omega_{LO})^2 - (\hbar\Omega_{TO})^2], \quad (11)$$

где Ω_{LO} и Ω_{TO} — частоты длинноволновых колебаний кристаллической решетки [22, 24]. Оба подхода дают близкие значения G_{TO} , которые представлены в табл. 1, 2.

Для описания дисперсии $n(\hbar\omega)$ непосредственно вблизи области «остаточных лучей», где одноосцилляторное приближение (11) приводит к значительным ошибкам, были использованы трехчленные дисперсионные формулы [51].

Сравнение расчетных зависимостей $n(\lambda)$ и $dn/d\lambda$ для соединений $A^{III}B^V$ и $A^{II}B^{VI}$ кубической симметрии с экспериментальными данными [6, 11, 22, 24-51] (часть этих данных приведена на рис. 3 и 4) показывает, что, так же как и в элементарных полупроводниках, их сходимость соответствует уровню метрологических погрешностей. Среднеквадратичное расхождение расчетных и экспериментальных данных составляет $\delta n \approx (0.5-3) \cdot 10^{-3}$. Этой величиной по существу и определяется точность расчетных выражений (7), (10).

2.1.3. Соединения $A^{III}B^V$ и $A^{II}B^{VI}$ со структурой вюрцита. Общие особенности зонной структуры, определяемые тетраэдрической координацией атомов, сохраняются также и в полупроводниках гексагональной симметрии со структурой вюрцита. Вместе с тем понижение симметрии приводит

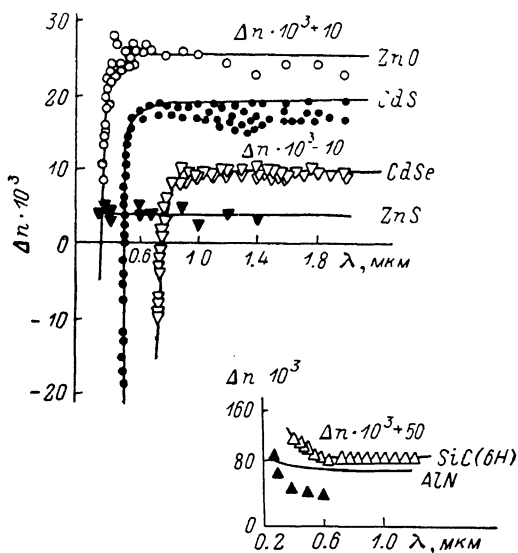


Рис. 5. Собственное двойное лучепреломление в полупроводниках со структурой вюрцита.

Сплошные линии — расчет, точки — эксперимент [24, 44-46, 48-58].

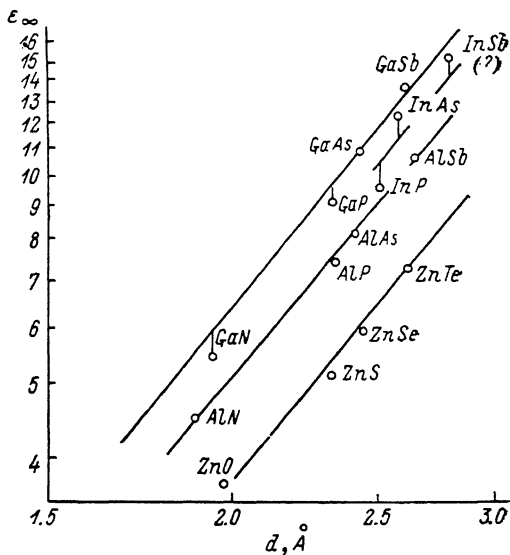


Рис. 6. Зависимости высокочастотной диэлектрической проницаемости ϵ_{∞} полупроводников $A^{III}B^V$ и $A^{II}B^{VI}$ со структурой сфалерита от длины тетраэдрической связи d .

Точки — экстраполированные значения $\epsilon_{\infty} = n^2(\lambda \rightarrow \infty)$ (табл. 1, 2), сплошные линии — зависимость $\epsilon_{\infty} \approx (d/d_0)^2$.

к снятию характерных вырождений энергетического спектра, и в сравнении с кубическими кристаллами особенности спектра $\epsilon_2(\hbar\omega)$ выражены здесь менее отчетливо. При энергии фотонов $\hbar\omega \approx E_g^K = E_1$, близкой к ширине энергетического зазора $K_2^c - K_2^v$, $\epsilon_2(\hbar\omega)$ имеет один характерный максимум [24, 52-54]. Поэтому вклад междюзонного собственного поглощения в дисперсию $n(\hbar\omega)$ при $\hbar\omega < E_g$ может быть представлен эквивалентным осциллятором с собственной энергией $\hbar\omega \approx E_g^K = E_1$, а в области $E_0 = E_g^T \leq \hbar\omega < E_1$ — равномерным распределением осцилляторов [19, 47, 48]. Дисперсионные параметры A и G_1 образуют тензор второго ранга с двумя независимыми значениями диагональных компонент $A_{xx} = A_{yy} = A_{\perp}$; $G_{1xx} = G_{1yy} = G_{1\perp}$ и $A_{zz} = A_{\parallel}$ и $G_{1zz} = G_{1\parallel}$. В области пороговых энергий фотонов $\hbar\omega \approx E_g^T$ спектр $\epsilon_2(\hbar\omega)$ в полупроводниках типа вюрцита ограничен линиями экситонного поглощения, которые отчетливо проявляются в широкой области температур (вплоть до 300 К и выше) [52]. Вдали от края собственного поглощения влияние дискретного экситонного спектра на дисперсию $n(\hbar\omega)$ несущественно и без значительной ошибки его вклад может быть заменен эквивалентным осциллятором с параметрами $E_0 = E_g^T$ и G_0 . Численные значения E_0 , E_1 [22-24], A , а также G_0 , G_1 , определенные сравнением с экспериментальными данными [19, 34, 44-48], приведены в табл. 1, 2. Точность расчетов дисперсии $n(\hbar\omega)$ находится на уровне соответствующих метрологических ошибок (до 0.03) или (как в случаях ZnO, CdS) определяется расхождением измерений, проведенных различными авторами. На рис. 5 сопоставлены расчетные и эксперимен-

табличные [34, 44, 48, 53-58] спектральные зависимости собственного двойного лучепреломления ($n_{\parallel} - n_{\perp}$), где видно не только качественное, но и вполне удовлетворительное количественное их соответствие. Вблизи края собственного поглощения при $\hbar\omega \leq E_g^r$ наблюдается аномальная дисперсия ($n_{\parallel} - n_{\perp}$), которая вблизи пороговых энергий фотонов приводит к нерезонансной смене знака двойного лучепреломления. В соответствии с принятой модельной схемой такое поведение ($n_{\parallel} - n_{\perp}$) определяется конкуренцией краевых переходов при $\hbar \simeq 0$ и переходов в области высоких энергий фотонов.

Длинноволновая дисперсия $n(\hbar\omega)$ и ($n_{\parallel} - n_{\perp}$) в соединениях $A^{III}B^V$ и $A^{IV}B^{VI}$ типа вюрцита обусловлена взаимодействием излучения с колебаниями кристаллической решетки, которому адекватно одноосцилляторное приближение (10) с параметрами E_{T0} и G_{T0} , приведенными в табл. 1, 2.

2.1.4. Соединения $A^{IV}B^{VI}$ с структурой каменной соли. Для аппроксимации $\epsilon_2(\hbar\omega)$ в полосе собственного поглощения полупроводников $A^{IV}B^{VI}$ кубической симметрии достаточно использовать одноосцилляторное приближение [5, 59], так что соответствующая дисперсионная зависимость $n(\hbar\omega)$ может быть представлена в виде

$$n^2(\hbar\omega) - 1 = \frac{G_1}{E_1^2 - (\hbar\omega)^2} + 2n(\hbar\omega) \Delta n(\hbar\omega), \quad (12)$$

где Δn — приращение показателя преломления, определяемое краевыми переходами. В полупроводниках $A^{IV}B^{VI}$ край собственного поглощения описывается корневой зависимостью [60] $\alpha(\hbar\omega) = A(\hbar\omega - E_0)^{1/2}$, и явный вид Δn , получаемый в результате интегрирования соотношения Крамерса—Кронига в области $\hbar\omega = E_0 \div E_1$, будет аналогичен приведенному на рис. 1, а:

$$\Delta n = \frac{chA}{\pi} \left(\sqrt{E_0 + \hbar\omega} \operatorname{arctg} \sqrt{\frac{E_1 - E_0}{E_0 + \hbar\omega}} - \sqrt{E_0 - \hbar\omega} \operatorname{arctg} \sqrt{\frac{E_1 - E_0}{E_0 - \hbar\omega}} \right). \quad (13)$$

Численные значения параметров, рекомендуемые для расчетов дисперсии $n(\hbar\omega)$ в соединениях $A^{IV}B^{VI}$: $E_0 = 0.26$ эВ, $E_1 = 2.75$ эВ, $A = 2.76 \cdot 10^4$ эВ $^{-1/2}$.см $^{-1}$, $G_1 = 140.7$ эВ 2 для PbSe; $E_0 = 0.29$ эВ, $E_1 = 2.30$ эВ, $A = 3.03 \cdot 10^4$ эВ $^{-1/2}$.см $^{-1}$, $G_1 = 148.2$ эВ 2 для PbTe.

2.2. Температурный и барический коэффициенты показателя преломления

Выражения для температурного dn/dT и барического dn/dP коэффициентов показателя преломления в алмазоподобных полупроводниках легко получить из (7) в линейном приближении по температуре или давлению:

$$\frac{dn}{d(T; P)} = \mp \frac{n^2 - 1}{2n} K \pm \frac{A}{\pi n} \left[\frac{E_1 dE_1/d(T; P)}{E_1^2 - (\hbar\omega)^2} - \frac{E_0 dE_0/d(T; P)}{E_0^2 - (\hbar\omega)^2} \right] \mp \mp \frac{1}{n} \sum_{j=1, 2} \frac{G_j E_j dE_j/d(T; P)}{[E_j^2 - (\hbar\omega)^2]^2}, \quad (14)$$

где верхняя последовательность знаков относится к dn/dT , а нижняя — к dn/dP .

Первое слагаемое в (14) (где в записи dn/dT $K = 3\alpha$, α — коэффициент линейного расширения кристалла, а в записи dn/dP K — изотермическая сжимаемость) определяет приращение показателя преломления, обусловленное изменением плотности валентных электронов вследствие изменения объема кристалла, которое приводит к соответствующим приращениям дисперсионных параметров G_j .

Второе и третье слагаемые в (14) описывают приращение показателя преломления, обусловленное смещением энергетических уровней и выражаемое через известные температурные dE_j/dT и барические dE_j/dP коэффициенты ширины энергетических зазоров E_j ($j=0, 1, 2$) [21].

Рассмотренный или качественно сходный подход [27, 29, 41, 61, 62] к описанию зависимостей показателя преломления полупроводников от температуры и гидростатического давления дает хорошее согласие с экспериментальными данными [22, 27, 29, 37, 61, 62], позволяет правильно определить знак коэффициентов

dn/dT и dn/dP и считать их величины с относительной погрешностью на уровне ~ 0.2 . Для кубических полупроводников A^{IV} , $A^{III}B^V$ и $A^{II}B^{VI}$ расчетные и экспериментальные значения dn/dT [22, 27, 29, 37, 61, 62] сопоставлены в табл. 3. В этой таблице представлены также экспериментальные dn/dT , полученные в настоящей работе одновременно с измерением показателя преломления.

Таблица 3

Параметры для расчета температурных коэффициентов показателя преломления dn/dT в полупроводниках A^{IV} , $A^{III}B^V$ и $A^{II}B^{VI}$, длинноволновые расчетные и экспериментальные значения dn/dT

Материал	$\alpha \cdot 10^4, 1/K$	$-\left(\frac{dE_0}{dT}\right) \cdot 10^4, \text{эВ/К}$	$-\left(\frac{dE_1}{dT}\right) \cdot 10^4, \text{эВ/К}$	$-\left(\frac{dE_2}{dT}\right) \cdot 10^4, \text{эВ/К}$	$\left(\frac{dn}{dT}\right)_{\text{расч}} \cdot 10^4, 1/K$	$\left(\frac{dn}{dT}\right)_{\text{эксп}} \cdot 10^4, 1/K$
Ge	6.0	3.9	4.2	1.8	3.7	3.6
Si	4.2	—	2.2	3.0	2.0	1.8
GaAs	5.7	3.95	5.3	3.6	3.4	1.9
GaP	5.7	6.5	3.4	4.5	2.0	1.1
InAs	5.4	3.5	5.0	5.6	4.1	4.1
InP	4.9		$\sim 2.9^*$		2.1	1.6
ZnS	6.7				0.47	0.40
ZnSe	7.7		$\sim 1.7^*$		0.62	0.63
ZnTe	8.4				0.83	0.85
CdTe	4.5				0.95	1.0

Примечание. * Эффективные значения, определяемые подгонкой.

Линейное приближение, использованное в (14), оправдано в ограниченном диапазоне температур и гидростатических давлений; в широкой области T и P температурные и барические зависимости показателя преломления полупроводников существенно нелинейны [63].

Отметим, что температурный коэффициент dn/dT в полупроводниках определяется в основном температурным смещением энергетических уровней, а тепловое расширение кристалла влияет слабо. Поэтому dn/dT положителен (в отличие от щелочногалогидных кристаллов). В барический коэффициент dn/dP вносят соизмеримый вклад как изменение объема, так и смещение уровней. В материалах с высокой сжимаемостью (например, во многих соединениях $A^{II}B^{VI}$) dn/dP , по-видимому, положителен. В то же время в полупроводниках A^{IV} и $A^{III}B^V$ преобладает вклад, определяемый dE_j/dP , и коэффициенты dn/dP отрицательны [22, 62].

2.3. Высокочастотная и низкочастотная диэлектрические проницаемости

Высокочастотная ϵ_∞ и низкочастотная ϵ_0 диэлектрические проницаемости, найденные из выражений для дисперсии $n(\hbar\omega)$ экстраполяцией $\hbar\omega \rightarrow 0$ соответственно без учета и с учетом вклада колебаний кристаллической решетки в поляризуемость, приведены в табл. 1, 2. Они хорошо согласуются с принятыми в литературе значениями [22, 24, 41], которые были получены в основном из спектров инфракрасного отражения и (или) радиофизических измерений. Отметим вместе с тем, что данные прямых измерений низкочастотной диэлектрической проницаемости в области радиочастот, как правило, превышают экстраполированную ϵ_0 . Это, по-видимому, является следствием вкладов в поляризуемость кристалла длинноволновых слабых резонансов, в том числе резонансов, связанных с многофононными переходами.

Анализ диэлектрических проницаемостей на основе зонных представлений был выполнен в известных работах [14-16], подробно останавливаться на которых мы не имеем возможности. Отметим только, что каждый раз для вычисления диэлектрических проницаемостей взамен суммирования по заполненным и свободным состояниям в зонах вводились осцилляторные приближения, по су-

пешеству аналогичные рассмотренным в разделе 1. Следствием этого являются расхождения качественного характера при интерпретации экспериментальных данных на основе различных вариантов диэлектрических моделей (см., например, [64, 65]).

Из анализа данных табл. 1, 2 следует, что в алмазоподобных полупроводниках аналогично щелочногалогидным соединениям [4, 66] диэлектрическая

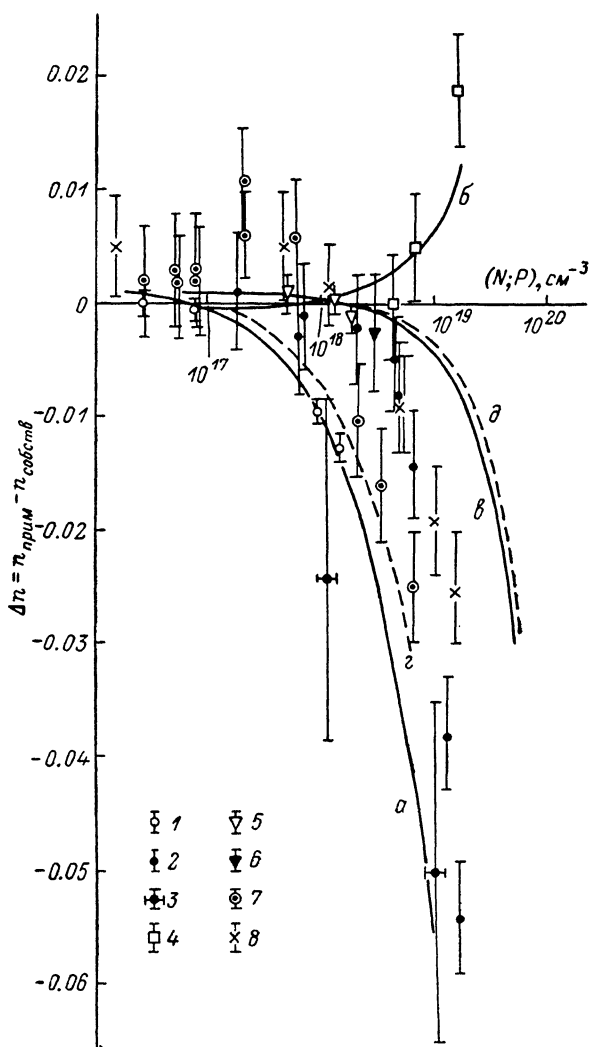


Рис. 7. Приращение показателя преломления фосфида индия и арсенида галлия, вызванное свободными носителями заряда.

Сплошные линии — расчет, точки — эксперимент: *n*-InP (кривые *a*, *b*, точки 1—4), *p*-InP (кривая *c*, точки 5, 6), *n*-GaAs (кривая *d*, точки 7), *p*-GaAs (кривая *e*, точки 8). Длина волны излучения λ , мкм: 1, *a* — 1.0, 2 — 1.15, 3 — 1.3, 4, 6 — 0.633, 5—8, *e*—*e* — 1.2. Данные работ: 1, 5 — [70], 2, 4, 6 — [23], 3 — [26], 7, 8 — [30].

проницаемость ϵ_∞ возрастает пропорционально третьей степени длины тетраэдрической связи (рис. 6), так что справедливо эмпирическое соотношение: $\epsilon_\infty \approx (d/d_0)^3$. Характеристический параметр d_0 определяется ионом металла [так же как и аналогичные зависимости $E_{1, 2}(d)$, см. раздел 1] и составляет 2.69, 2.76, 2.93, 3.36 Å соответственно для соединений галлия, индия, алюминия и цинка. В то же время в использованных в [4, 14—16] и здесь осцилляторных моделях, где $G_j \sim N \sim d^{-3}$, а $E_j \sim d^{-2}$ (см. раздел 1), предсказывается линейный характер зависимостей $\epsilon_\infty(d)$, что находится в противоречии с экспериментальными данными (рис. 6).

2.4.1. Область края собственного поглощения. В умеренно легированных полупроводниках интегральное поглощение в пределах полос E_1 и E_2 в первом приближении остается без изменений [67], так что параметры $E_{1,2}$ и $G_{1,2}$ в (7) не зависят от концентрации примеси [68]. Изменение показателя преломления $\Delta n(\hbar\omega)$ в легированном материале связано с изменением $\epsilon_2(\hbar\omega)$ в области края собственного поглощения [68, 69]. Обоснованность такого подхода подтверждается данными рис. 7, где сопоставлены приращение показателя преломления $\Delta n = n_{\text{лег}} - n_{\text{собств}}$ в InP и GaAs в зависимости от концентрации легирующих примесей, измеренные в [30, 35-37, 68, 70], и те же Δn , рассчитанные из смещения прямого края собственного поглощения при $\hbar\omega = E_g^r = E_0$. Как известно, эффективное смещение E_g^r определяется конкуренцией длинноволнового сдвига края собственного поглощения вследствие кулоновского взаимодействия с потенциалом хаотически распределенной примеси (эффекты «хвостов» зон) и его коротковолнового сдвига, обусловленного заполнением свободными носителями состояний в зонах (эффект Бурштейна—Мосса). Анализ данных рис. 7 показывает, что эффект Бурштейна—Мосса обуславливает отрицательное приращение Δn при $\hbar\omega < E_g^r$ в области умеренного и сильного легирования (при $N \geq 10^{17} \text{ см}^{-3}$ и $P \geq 2 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ как в InP, так и в GaAs). Очевидно, этот же эффект приводит к положительным Δn при $\hbar\omega \geq E_g^r$ (рис. 7, кривая б). Для невысоких концентраций легирующих примесей преобладает длинноволновое смещение E_g^r вследствие кулоновского взаимодействия; соответствующие приращения показателя преломления малы ($\Delta n \approx 0.002 \div 0.005$) и положительны при $\hbar\omega < E_g^r$ (рис. 7). В слабо легированных материалах существенный вклад в Δn вызван уширением (разрушением) экситонных линий [5, 69].

В материалах с непрямой зонной структурой (Ge, Si, SiC, GaP и др.) вклад непрямыми переходами в дисперсию $n(\hbar\omega)$ пренебрежимо мал [25] и легирование слабо влияет на показатель преломления [25, 27, 29, 71]. Лишь при высоких концентрациях легирующих примесей в n -Si и n -GaP [72] наблюдалось небольшое отрицательное приращение Δn , которое определялось свободными носителями заряда.

2.4.2. Длинноволновая область спектра. В длинноволновой области спектра существенно влияние свободных носителей заряда. Учет этого влияния позволяет во многом объяснить расхождение опубликованных экспериментальных данных различных авторов по длинноволновой дисперсии $n(\hbar\omega)$ в полупроводниках (например, n -Ge [27]). Приращение диэлектрической проницаемости $\Delta\epsilon^i = n_{\text{собств}}^2 - n_{\text{лег}}^2$ в легированных Ge, Si, InP, GaAs, GaP [27, 29, 32, 37, 72] находится в точном соответствии с результатами расчетов этой величины по дисперсионному соотношению для свободных носителей [73]

$$\Delta\epsilon^i = n_{\text{собств}}^2 - n_{\text{лег}}^2 = \epsilon_{\infty} (\omega_p^i \tau)^2 [1 + (\omega\tau)^2]^{-1}, \quad (15)$$

где $\omega_p^i = (4\pi N e^2 / \epsilon_{\infty} m_n^*)$ — плазменная частота свободных электронов, $\tau = (\mu_n m_n^* / e)$ — время релаксации.

В рассматриваемой области спектра выполняется условие $(\omega\tau)^2 \gg 1$, так что механизм рассеяния свободных носителей заряда становится несущественным ($\Delta\epsilon^i$ не зависит от τ). В этом случае $\Delta\epsilon^i \sim \lambda^2$. В общем случае добавление (15) в правую часть (7) позволяет точно учесть вклад свободных носителей в дисперсию $n(\hbar\omega)$.

В полупроводниках со сложным строением зон дополнительный вклад в показатель преломления обусловлен внутризонными переходами [5, 73], которые приводят к особенностям дисперсионных зависимостей $n(\hbar\omega)$ в ИК области спектра [25, 74].

2.4.3. Область примесных полос поглощения. В области примесных полос поглощения, определяемых фотовозбуждением и фотоионизацией доноров или акцепторов, проявляются характерные аномалии в дисперсии $n(\lambda)$. Они наблюдались, в частности, в низкотемпературных спектрах n -GaP $\langle T \rangle$ [25], n -SiC $\langle 6H \rangle \langle N \rangle$ [74].

3. РЕФРАКТОМЕТРИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ ПОЛУПРОВОДНИКОВЫХ ТВЕРДЫХ РАСТВОРОВ

Общие особенности зонной структуры и оптические свойства, определяемые прямыми разрешенными переходами, существенно сходны в элементарных полупроводниках или бинарных соединениях и в их твердых растворах замещения [23]. Поэтому базовые принципы и дисперсионные выражения, использованные в разделах 1 и 2 для описания рефрактометрических параметров полупроводников, остаются справедливыми и в отношении их твердых растворов. Впервые такой подход был применен к твердому раствору $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$ [75].

Зависимости характеристических энергий и дисперсионных параметров от состава твердого раствора x могут быть легко определены на основании извест-

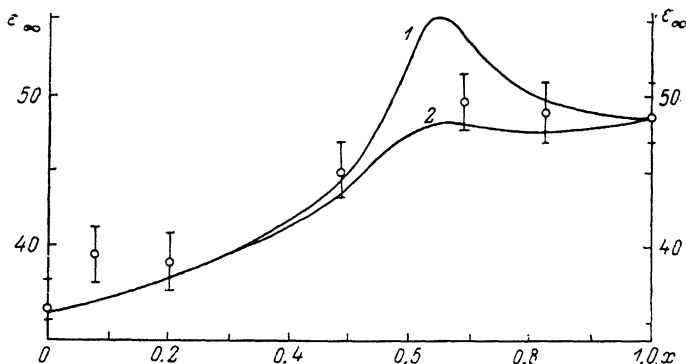


Рис. 8. Концентрационная зависимость высокочастотной диэлектрической проницаемости в твердых растворах $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$.

Точки — эксперимент, сплошные линии 1, 2 — расчет. Положения уровня Ферми F_p , мэВ: 1 — 200, 2 — 300.

ных интерполяционных соотношений [10, 23, 47] по их значениям в крайних точках $x=0$ и 1. В двухосцилляторной модели (7) имеем

$$\begin{aligned} E_j(x) &= E_j(0) + [E_j(1) - E_j(0)]x + c_j x(x-1), \\ G_j(x) &= G_j(0) + [G_j(1) - G_j(0)]x. \end{aligned} \quad (16)$$

Относящиеся к крайним значениям составов величины $E_j(0)$, $G_j(0)$ и $E_j(1)$, $G_j(1)$ в даны в табл. 1, 2. Коэффициенты нелинейности c_j для соответствующих энергетических зазоров хорошо известны [22, 23].

Линейное приближение для $G_j(x)$, строго говоря, справедливо, когда постоянные решетки (или длины тетраэдрической связи) в исходных полупроводниках близки, так что в разложении G_j по d в (8) с хорошей точностью можно пренебречь квадратичными членами. Это практически всегда выполняется для рассматриваемых далее трех- и четырехкомпонентных твердых растворов замещения, где отступления от закона Вегарда незначительны.

Рассмотренные в [4, 75, 76] или сходные интерполяционные методики [10, 13, 16, 18, 36, 77-79] апробировались на твердых растворах соединений $\text{A}^{\text{III}}\text{B}^{\text{V}}$ и $\text{A}^{\text{IV}}\text{B}^{\text{VI}}$ и, как правило, обеспечивали сходимость расчетных и экспериментальных дисперсионных зависимостей $n(\hbar\omega; x)$ [16, 45, 59, 75, 76, 79-85] на уровне погрешности измерений для $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$ [75, 76, 80, 82], $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ [76, 83-85], $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{P}$ [81], $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{P}$ [78], $\text{CdS}_x\text{Se}_{1-x}$ [44], где имеются надежные рефрактометрические данные.

Концентрационные зависимости показателя преломления в полупроводниковых твердых растворах существенно нелинейны. Для твердых растворов $\text{A}^{\text{III}}\text{B}^{\text{V}}$ они монотонны, а отклонения от линейности относительно невелики и отчетливо проявляются лишь в области пороговых энергий фотонов $\hbar\omega \approx E_g^{\text{T}}$. Отметим, что характер нелинейности $n(x)$ качественно различен в различных твердых растворах $\text{A}^{\text{III}}\text{B}^{\text{V}}$. Если в $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{P}$, $\text{GaAs}_{1-x}\text{P}_x$, $\text{Ga}_{1-x}\text{Al}_x\text{As}$ прогиб $n(x)$ отрицателен, то в $\text{Ga}_x\text{Al}_{1-x}\text{Sb}$, $\text{Ga}_{1-x}\text{In}_x\text{As}$, $\text{InAs}_{1-x}\text{P}_x$, $\text{Ga}_x\text{In}_{1-x}\text{P}$ он положи-

телен. Тот или иной вид зависимости $n(x)$, по-видимому, не связан с причинами фундаментального характера.

Концентрационные зависимости $n(x)$ в полупроводниковых твердых растворах не всегда носят монотонный характер. Для твердых растворов на основе соединений $A^{IV}B^{VI}$, где наблюдается инверсия симметрии зон (например, $Pb_{1-x}Sn_xTe$, $Cd_xHg_{1-x}Te$ [59, 86]), эта зависимость имеет особенность в области составов $x=x_{inv}$. Для $Pb_{1-x}Sn_xTe$ такая зависимость $\epsilon_{\infty}(x)=n_{\infty}^2(x)$ приведена

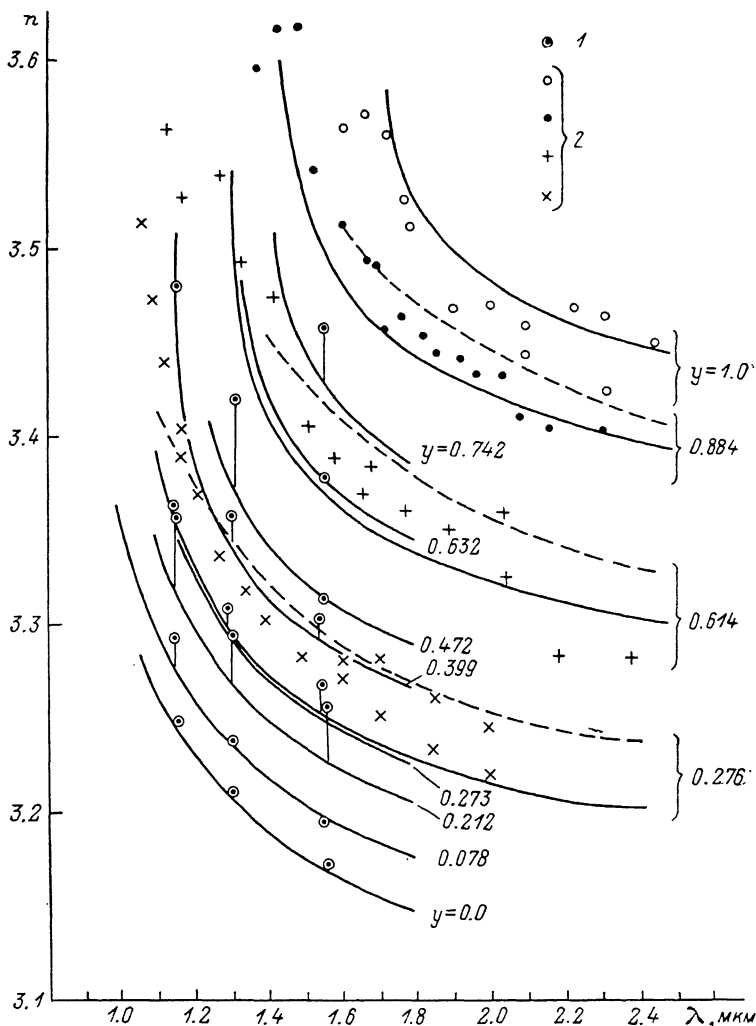


Рис. 9. Дисперсия показателя преломления в твердом растворе $Ga_xIn_{1-x}As_yP_{1-y}$.

Сплошные линии — расчет по двухосцилляторной модели [см. рис. 1 и выражение (7)], штриховые — расчет по [77]. Экспериментальные данные: 1 — [36], 2 — [86]. Числа у кривых — значения y .

на рис. 8. В точке инверсии ($x_{inv} \approx 0.63$ при $T=300$ К [60]) наблюдается максимум, ширина которого возрастает при увеличении концентрации свободных носителей заряда, что связано с заполнением состояний в зонах.

Рассмотренные здесь и в [13, 18, 36, 77, 79, 87] модельные подходы дают удовлетворительные результаты при расчетах рефрактометрических параметров также и в четырехкомпонентных твердых растворах, в том числе в $Ga_xIn_{1-x}As_yP_{1-y}$, для которого экспериментальные данные [36, 86] по дисперсии $n(\hbar\omega)$ показаны на рис. 9. Сплошными линиями на этом рисунке изображены зависимости $n(\hbar\omega)$, рассчитанные по двухосцилляторной модели (7) с коэффициентами нелинейности в (16) $c_1, c_2 \approx 0$. Для сравнения штриховыми линиями на рис. 9 для трех составов: $y=0.276, 0.614$ и 0.884 приведены дисперсионные кривые, рассчитанные по [77].

Как видно, двухосцилляторная модель более точно воспроизводит форму кривых $n(\hbar\omega)$ и находится в лучшем соответствии с экспериментальными данными.

Качественный вид дисперсионных зависимостей $n(\hbar\omega)$ в бинарных соединениях $A^{III}B^V$, $A^{II}B^{VI}$ и в их твердых растворах остается одним и тем же. Явно не наблюдалось каких-либо особенностей дисперсии $n(\hbar\omega, x)$ в области переходных составов x_c для твердых растворов $A^{III}B^V$ с прямой—непрямой структурой зон [76], хотя такие особенности должны наблюдаться вследствие резонансного усиления компонент, определяемых непрямыми переходами в экситонные состояния с участием и без участия краевых LA -фононов [23].

Для описания длинноволновой дисперсии $n(\hbar\omega)$ в твердых растворах справедливы осцилляторные приближения, аналогичные (10), (11) [76], с учетом одно-модового или двухмодового поведения исследуемой системы [24, 89].

4. ФОТОУПРУГИЕ И ЭЛЕКТРООПТИЧЕСКИЕ ПАРАМЕТРЫ

Действие механических напряжений σ_{ij} или электрического поля \mathcal{E}_j снимает характерные вырождения энергетических состояний и приводит к расщеплению оптических спектров в области собственного поглощения [54, 90]. Матричные элементы междузонных переходов зависят от направления распространения

Таблица 4

Численные значения параметров $\partial A/\partial\sigma$ и $\partial G_{1,2}/\partial\sigma$ для полупроводников A^{IV} и $A^{III}B^V$

Материал	$\left(\frac{\partial A}{\partial\sigma}\right) \cdot 10^9$, Па ⁻¹	$\left(\frac{\partial G_2}{\partial\sigma}\right) \cdot 10^9$, эВ ² /Па	$\left(\frac{\partial A}{\partial\sigma}\right) \cdot 10^9$, Па ⁻¹	$\left(\frac{\partial G_1}{\partial\sigma}\right) \cdot 10^9$, эВ ² /Па
	$\sigma \parallel [001]; L \parallel [110]$		$\sigma \parallel [111]; L \parallel [1\bar{1}0]$	
Ge	-0.38	0.74	-0.089	0.18
Si	0	0.49	0	0.43
AlSb	-0.26	0.56	-0.14	0.18
GaSb	-0.65	1.15	-0.35	0.21
GaAs	-0.37	0.89	-0.17	0.23
GaP	-0.096	0.44	-0.044	0.17
InSb	-1.31	3.14	-1.40	0.94
InAs	-0.90	2.41	-0.42	0.29
InP	-0.25	0.60	-0.24	0.33

и поляризации излучения [54]. Это обуславливает их различный вклад в показатель преломления для света, поляризованного в направлении приложенного воздействия (n_{\parallel}) и перпендикулярно ему (n_{\perp}). Наводимая в среде анизотропия характеризуется двойным лучепреломлением $\Delta n_{\sigma; \mathcal{E}}^L$, $\mathcal{E} = n_{\parallel} - n_{\perp}$ или разностью фаз для ортогональных компонент поляризации $\Gamma_{\sigma; \mathcal{E}}^L = \frac{2\pi l}{\lambda} \Delta n_{\sigma; \mathcal{E}}^L$. Индексы σ , \mathcal{E} и L обозначают направления приложения внешнего воздействия и распространения излучения. Используя модельный подход (рис. 1, δ) к главным показателям преломления n_{\parallel} и n_{\perp} , наведенное двойное лучепреломление $\Delta n_{\sigma; \mathcal{E}}^L$ в структуре алмаза³ или сфалерита можно представить в виде суммы вкладов оптических переходов в окрестности особых точек Γ , Λ , X зоны Бриллюэна [54, 91, 92]:

$$\Delta n_{\sigma; \mathcal{E}}^L = (n_{\parallel} - n_{\perp}) = \Delta n^{\Gamma} + \Delta n^{\Lambda} + \Delta n^X. \quad (17)$$

Явный вид составляющих следует из (7) в линейном приближении по σ или \mathcal{E} :

$$\frac{\Delta n^{\Gamma}}{(\sigma; \mathcal{E})} = \frac{1}{2n} \left\{ \frac{1}{\pi} \frac{\partial A}{\partial(\sigma; \mathcal{E})} \ln \frac{E_1^{\dagger} Q_1}{E_0^{\dagger} Q_0} + \frac{2A}{\pi} \left[\frac{\Delta E_1/(\sigma; \mathcal{E})}{E_1 Q_1^{\dagger}} - \frac{\Delta E_0/(\sigma; \mathcal{E})}{E_0 Q_0^{\dagger}} \right] \right\}, \quad (18)$$

³ Для кристаллов симметрии алмаза линейные электрооптические коэффициенты $r_{ij} = 0$ и $\Delta n_{\mathcal{E}}^L = 0$.

$$\frac{\Delta n^A; X}{(\sigma; \varepsilon)} = \frac{1}{2n} \left\{ \frac{\partial G_{1,2}/\partial(\sigma; \varepsilon)}{E_{1,2}^2 Q_{1,2}^2} - \frac{G_{1,2} [\Delta E_{1,2}/(\sigma; \varepsilon)]}{E_{1,2}^2 Q_{1,2}^2} \right\}. \quad (19)$$

Здесь $Q_j = 1 - (\hbar\omega/E_j)^2$ — энергетические множители; $\Delta E_j = E_{j1} - E_{j2}$ ($j=0, 1, 2$) — поляризационное расщепление; параметры $\partial A/\partial(\sigma; \varepsilon) \simeq (A_{\parallel} - A_{\perp})/(\sigma; \varepsilon)$ и $\partial G_{1,2}/\partial(\sigma; \varepsilon) \simeq (G_{1,21} - G_{1,22})/(\sigma; \varepsilon)$ определяются приращением матричных элементов для ортогональных компонент поляризации излучения.

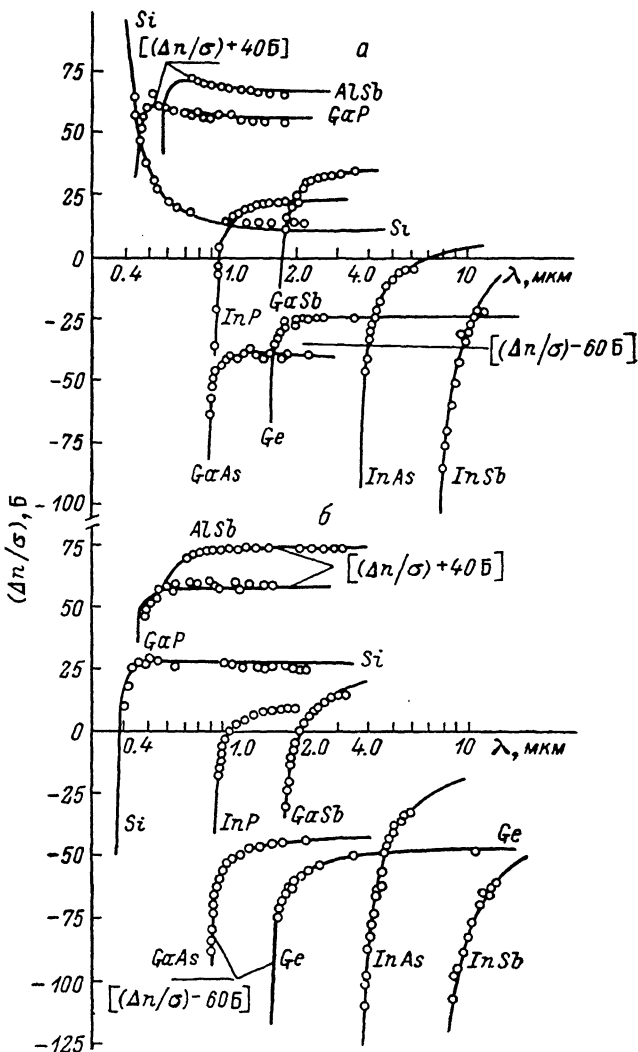


Рис. 10. Дисперсия пьезодвулучепреломления $\Delta n_{\sigma}^L/\sigma$ в полупроводниках A^{IV} и $A^{III}B^V$ [92]. $a - L \parallel [1\bar{1}0]$, $\sigma \parallel [111]$, $b - L \parallel [110]$, $\sigma \parallel [001]$. Точки — экспериментальные данные [53, 91-92], сплошные линии — расчет по (17)–(19); поляризационное расщепление оптических термов $\Delta E_j/\sigma = 0.1 \cdot 10^{-10}$ эВ/Па.

Для пьезодвулучепреломления Δn_{σ}^L параметры $\partial A/\partial\sigma$ и $\partial G_{1,2}/\partial\sigma$ в некоторых полупроводниках A^{IV} и $A^{III}B^V$, определенные в [91, 92] из экспериментальных данных по дисперсии Δn_{σ}^L , даны в табл. 4. Приведенные значения в целом удовлетворительно соответствуют результатам расчетов [92], выполненным исходя из преобразования зонной структуры одноосно деформированного кристалла. Так как одноосные напряжения $\sigma \parallel [111]$ влияют преимущественно на энергетические уровни вблизи точки Λ , а при $\sigma \parallel [001]$ — вблизи точки X , то в первом приближении $\partial G_{2,2}/\partial\sigma \simeq 0$ при $\sigma \parallel [111]$ и $\partial G_{1,1}/\partial\sigma \simeq 0$ при $\sigma \parallel [001]$. Дисперсионные зависимости $\Delta n_{\sigma}^L(\hbar\omega)$ для полупроводников A^{IV} и $A^{III}B^V$, рассчитанные по (17)–(19) и данным табл. 4, и те же зависимости, измеренные в [53, 91-

^{99]}, сравниваются на рис. 10 для двух геометрических экспериментов, полностью определяющих фотоупругий эффект в рассматриваемых кристаллах: $\sigma \parallel [001]$; $L \parallel [1\bar{1}0]$ и $\sigma \parallel [111]$, $L \parallel [1\bar{1}0]$.

Согласно [⁵⁴, ⁹²], сильная краевая дисперсия Δn_{σ}^L (рис. 10) обусловлена прямыми переходами при $\hbar\omega \geq E_0 = \Gamma_0^i - \Gamma_{15}^v$ и отчетливо выражена в полупроводниках с прямой структурой зон. В непрямозонных полупроводниках во всей области прозрачности $\hbar\omega < E_g^X$ дисперсия Δn_{σ}^L выражена слабо и связана в основном с переходами вблизи $\hbar\omega = E_{1,2} \simeq E_g^{\Lambda; X}$, дающими положительный вклад в Δn_{σ}^L . Однако выше прямого края собственного поглощения непосредственно вблизи $\hbar\omega \simeq E_g^{\Gamma}$ здесь также наблюдается аномальная дисперсия Δn_{σ}^L [⁹⁸, ⁹⁹] (исключая Si при $\sigma \parallel [111]$ и $L \parallel [1\bar{1}0]$). Сходная ситуация имеет место в германии (рис. 10), где прямой край при $\hbar\omega = E_g^{\Gamma}$ непосредственно примыкает к области прозрачности ($E_g^{\Gamma} - E_g^{\Lambda} \simeq 0.2$ эВ), или в твердых растворах GaAs_{1-x}P_x [¹⁰⁰] вблизи переходных составов при $x \leq x_c = 0.46$ [²³].

Приведенные выводы подтверждаются данными по температурной зависимости Δn_{σ}^L , которая в основном обусловлена температурным сдвигом прямого края собственного поглощения [¹⁰⁰, ¹⁰¹].

Сходный вид и физическую природу имеет также двойное лучепреломление Δn_{σ}^L , наведенное электрическим полем [¹⁰², ¹⁰³].

5. МАГНИТООПТИЧЕСКОЕ ВРАЩЕНИЕ ПЛОСКОСТИ ПОЛЯРИЗАЦИИ

Так же как и в случае фотоупругого и электрооптического эффектов (см. раздел 4), магнитооптическое вращение плоскости поляризации (эффект Фарадея) в алмазоподобных полупроводниках определяется вкладами прямых междозонных переходов в окрестности особых точек Γ , Λ , X зоны Бриллюэна, т. е.

$$\theta(\hbar\omega) = \theta^{\Gamma} + \theta^{\Lambda} + \theta^X, \quad (20)$$

где в соответствии с (8)

$$\theta^{\Gamma}(\hbar\omega) = -\frac{A(\hbar\omega)^2}{\pi\hbar cn} [(E_0)^{-2} Q_0^{-1} - (E_1)^{-2} Q_1^{-1}] \mu_B g_{\sigma\phi\phi}^{\Gamma} H, \quad (21)$$

$$\theta^{\Lambda; X}(\hbar\omega) = -\frac{3(\hbar\omega)^2}{\pi\hbar cn} [G_{1,2}(E_{1,2})^{-1} Q_{1,2}^{-1}] \mu_B g_{\sigma\phi\phi}^{\Lambda; X} H. \quad (22)$$

Здесь с учетом симметрии тензора диэлектрической проницаемости кристалла в магнитном поле соотношение Крамерса—Кронига должно быть взято в виде [¹⁰⁴] и вращение θ сопоставляется только с зеемановским расщеплением уровней, т. е. $\Delta E_j = g_{\sigma\phi\phi}^j \mu_B H = 1/2 (g_c^j + g_v^j) \mu_B H$ ($j = \Gamma, \Lambda, X$), а μ_B — магнетон Бора.

Использование (20)—(22) позволяет дать правильное описание краевой дисперсии $\theta(\hbar\omega)$ в полупроводниках [¹⁰⁴⁻¹⁰⁶] и сопоставить экспериментально наблюдаемые различия дисперсионных зависимостей $\theta(\hbar\omega)$ с различием знаков эффективных $g_{\sigma\phi\phi}^j$ -факторов.

6. НЕЛИНЕЙНАЯ РЕФРАКЦИЯ

Нелинейная рефракция обуславливает различные эффекты «самовоздействия» и влияет на пространственно-временную структуру интенсивного излучения, распространяющегося в среде [¹⁰⁷, ¹⁰⁸]. Формально нелинейность показателя преломления полупроводников может быть сопоставлена с нелинейной восприимчивостью третьего порядка, так что

$$n = n_0 + n_2 \Phi, \quad (23)$$

где нелинейная добавка пропорциональна интенсивности света $\Phi \sim \mathcal{E}^2$, а коэффициент пропорциональности n_2 представляет собой нелинейный показатель преломления [¹⁰⁸].

Для анализа нелинейной электронной восприимчивости, определяемой собственными состояниями, используются те же модельные представления, что и в разделе 1. При этом нелинейные восприимчивости получаются во втором и

более высоких порядках различия поляризации по напряженности электрического поля, рассматриваемого как малое возмущение [4].

Для алмазоподобных полупроводников вдали от края собственного поглощения нелинейный показатель преломления может быть найден на основе двухосцилляторной модели:

$$n_2(\hbar\omega) \simeq \frac{12\pi e^2 \hbar^4}{m^2} \left(\frac{n^2 - 1}{n} \right)^{-2} \sum_{j=1,2} Q_j^{-2} E_j^{-1}, \quad (24)$$

где в уравнение движения были включены поправки, пропорциональные третьей степени смещения r [109], сопоставляемого с тетраэдрическими ковалентными радиусами [73].

Измеренные значения длинноволновых нерезонансных n_2 для Ge, Si, GaAs, InAs и InSb [73, 110] согласуются с данными оценок по (24) с точностью в пределах порядка величины.

Вблизи и в области оптических резонансов нелинейная рефракция связана с насыщением поглощения в пределах соответствующих полос [110]. Насыщение краевого поглощения в полупроводниках вблизи E_g^T вследствие заполнения состояний в зонах неравновесными носителями приводит к рекордным значениям n_2 («гигантская» нелинейность показателя преломления), превосходящим аналогичную величину в других оптических средах [107–111]. «Гигантская» нелинейность рефракции света в полупроводниках может быть сопоставлена с эффективным сдвигом края собственного поглощения в коротковолновую область спектра (динамический эффект Бурштейна—Мосса) и разрушением линии основного экситонного состояния. Природа n_2 здесь сходна с таковой, определяющей зависимость рефрактометрических характеристик от концентрации свободных носителей заряда в легированных материалах (см. разделы 3 и 4).

Из сравнения экспериментальных данных по n_2 для GaAs [108, 111] с приращениями Δn при $\hbar\omega < E_g$ (рис. 7) видно, что их значения находятся в точном соответствии. Таким образом, расчетные методики и численные оценки Δn в легированных полупроводниках остаются, по-видимому, справедливыми также и для n_2 .

Л и т е р а т у р а

- [1] Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Электродинамика сплошных сред. М., 1959. 532 с.
- [2] Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М., 1973. 710 с.
- [3] Celikowsky J. R., Cohen M. L. — Phys. Rev., 1976, v. 14, N 2, p. 556—558.
- [4] Харрисон У. Электронная структура и свойства твердых тел / Пер. с англ. И. П. Ипатовой, Ю. Э. Китаева. Под ред. Ж. И. Алфёрова. М., 1983. 715 с.
- [5] Stern F. — Phys. Rev., 1964, v. 133, N 6, p. A1653—A1664.
- [6] Пихтин А. Н., Яськов Д. А. — ФТТ, 1967, т. 9, в. 1, с. 145—149.
- [7] Соболев В. В., Алексеева С. А., Донецких В. И. Расчеты оптических функций полупроводников по соотношениям Крамера—Кронига. Кишинев, 1976. 123 с.
- [8] Коровин Л. И. — ФТТ, 1959, т. 1, в. 8, с. 1311—1316.
- [9] Wemple S. H., Di Domenico M. — Phys. Rev. B, 1968, v. 3, N 4, p. 1338—1351.
- [10] Afromovitz M. A. — Sol. St. Commun., 1974, v. 15, N 1, p. 59—63.
- [11] Пихтин А. Н., Яськов А. Д. — ФТП, 1978, т. 12, в. 6, с. 1047—1053.
- [12] Jensen V. — IEEE J. Quant. Electron., 1982, v. QE-18, N 9, p. 1361—1370.
- [13] Jensen V., Torabi A. — IEEE J. Quant. Electron., 1983, v. QE-19, N 5, p. 877—882.
- [14] Phillips J. C. — Phys. Rev. Lett., 1968, v. 20, N 11, p. 550—553.
- [15] Van Vechten J. A. — Phys. Rev., 1969, v. 182, N 3, p. 891—905.
- [16] Ance C., Nguen Van Mau A. — J. Phys. C: Sol. St. Phys., 1976, v. 9, p. 1565—1570.
- [17] Campi D., Papuzza C. — J. Appl. Phys., 1985, v. 57, N 4, p. 1305—1310.
- [18] Adachi S. — J. Appl. Phys., 1982, v. 53, N 8, p. 5863—5869.
- [19] Tansley T. L., Neely D. F., Foley C. D. — Phys. St. Sol., 1983, v. 77, N 2, p. 491—496.
- [20] Baldereschi A. — Phys. Rev. B, 1973, v. 7, N 12, p. 5212—5215.
- [21] Chadi D. J., Cohen M. L. — Phys. Rev. B, 1973, v. 8, N 12, p. 5747—5753.
- [22] Landolt-Börnstein. Numerical Data and Function Relationships in science and Technology, v. 17 / Ed. by O. Madelung. Berlin—Heidelberg—N. Y., 1982.
- [23] Пихтин А. Н. — ФТП, 1977, т. 11, в. 3, с. 425—455.
- [24] Берченко Н. Н., Кривс В. Е., Средян В. Г. Полупроводниковые твердые растворы и их применение. М., 1982. 208 с.
- [25] Пихтин А. Н., Прокопенко В. Т., Яськов А. Д. — ФТП, 1976, т. 10, в. 11, с. 2053—2058.
- [26] Edwards D. F., Ochoa E. — JOSA Lett., 1981, v. 71, N 5, p. 607—608.

- [27] Богданов В. Б., Назарова Н. А., Прокопенко В. Т., Романова Г. И., Яськов А. Д. — *Опт. и спектр.*, 1986, т. 61, в. 5, с. 1064—1069.
- [28] Primak W. — *Appl. Opt.*, 1971, v. 10, N 4, p. 759—763.
- [29] Li H. H. — *J. Phys. Chem. Ref. Data*, 1980, v. 9, N 3, p. 561—658.
- [30] Sell D. D., Casey H. C., Wtcht K. W. — *J. Appl. Phys.*, 1974, v. 45, N 6, p. 2655—2657.
- [31] Marple D. T. F. — *J. Appl. Phys.*, 1965, v. 35, N 4, p. 1241—1242.
- [32] Гейдур С. А., Пихтин А. Н., Прокопенко В. Т., Яськов А. Д. — *Опт. и спектр.*, 1979, т. 46, в. 2, с. 321—329.
- [33] Nelson D. F., Turner E. H. — *J. Appl. Phys.*, 1968, v. 39, N 7, p. 3337—3343.
- [34] Bond W. L. — *J. Appl. Phys.*, 1965, v. 36, N 5, p. 1674—1677.
- [35] Whalen M. S., Stone J. — *J. Appl. Phys.*, 1982, v. 53, N 6, p. 4340—4343; *Appl. Phys. Lett.*, 1982, v. 41, N 12, p. 1140—1142.
- [36] Broberg B., Lindgren S. — *J. Appl. Phys.*, 1984, v. 55, N 9, p. 3376—3381.
- [37] Богданов В. Б., Прокопенко В. Т., Яськов А. Д. — *Опт. и спектр.*, 1986, т. 60, в. 1, с. 110—112.
- [38] Валяшко Е. Г., Карин Германн. — *ФТП*, 1967, т. 1, в. 7, с. 1081—1088.
- [39] Edwards D. F., Hayne G. S. — *JOSA*, 1959, v. 49, N 4, p. 414—415.
- [40] Fern R. E., Onton A. — *J. Appl. Phys.*, 1971, v. 42, N 9, p. 3499—3500.
- [41] Li H. H. — *J. Phys. Chem. Ref. Data*, 1984, v. 13, N 1, p. 103—150.
- [42] De Bell A. G., Dereziak E. L., Harvey J., Nissley J., Palmer J., Selvarjan A., Wolfe W. L. — *Appl. Opt.*, 1979, v. 18, N 18, p. 3114—3115.
- [43] Monemar B. — *Sol. St. Commun.*, 1970, v. 8, N 16, p. 1293—1298.
- [44] Lisitsa M. P., Gudymenko L. F., Malinko V. N., Terechova S. F. — *Phys. St. Sol.*, 1969, v. 31, N 1, p. 389—399.
- [45] Roskovicová L., Pastrůák J., Babušková J. — *Phys. St. Sol.*, 1967, v. 20, N 1, p. K29—K32.
- [46] Коркоташвили Г. А., Пихтин А. Н., Устинов С. Н., Яськов А. Д. — В кн.: *Тез. докл. III Всес. совещ. «Физика и технология широкозонных полупроводников»*. Махачкала, 1986, с. 191.
- [47] Пихтин А. Н., Яськов А. Д. — *ФТП*, 1981, т. 15, в. 1, с. 15—21.
- [48] Гейдур С. А., Яськов А. Д. — *Опт. и спектр.*, 1980, т. 48, в. 6, с. 1130—1137.
- [49] Loevenstein E. V., Smith D. R., Morgan R. L. — *Appl. Opt.*, 1973, v. 12, N 2, p. 398—406.
- [50] Ильин С. Ю., Прокопенко В. Т., Яськов А. Д. — *Опт. и спектр.*, 1987, т. 62, в. 6, с. 1323—1326.
- [51] Абагян С. А., Иванов Г. А., Шанурин Ю. Е., Амосов В. И. — *ФТП*, 1971, т. 5, в. 5, с. 1001—1003.
- [52] Соболев В. В., Донецких В. И., Загайнов Е. Ф. — *ФТП*, 1978, т. 12, в. 6, с. 1089—1097.
- [53] Yu P. J., Cardona M. — *J. Phys. Chem. Sol.*, 1973, v. 34, N 1, p. 29—56.
- [54] Cardona M. — In: *Proc. Int. Shc. Phys. «Enrico Fermi», Course LII*. N. Y.—London, 1972, p. 514—580.
- [55] Berkowicz R., Skettrup T. — *Phys. Rev. B*, 1975, v. B11, N 6, p. 2316—2326.
- [56] Абагян С. А., Иванов Г. А., Ломов Ю. А. — *ФТП*, 1970, т. 4, в. 12, с. 2379—2382.
- [57] Баранец И. В., Зильберштейн А. Х., Соловьев Л. Е. — *Опт. и спектр.*, 1974, т. 37, в. 2, с. 285—287.
- [58] Реза А. А., Бабонас Г. А., Шилейка А. Ю. — *ФТП*, 1975, т. 9, в. 8, с. 1494—1498.
- [59] Белов Н. П., Яськов А. Д. — *ЖПС*, 1985, т. 42, в. 6, с. 1009—1012.
- [60] Равич Ю. И., Ефимова Б. Л., Смирнов И. А. *Методы исследования полупроводников в применении к халькогенидам свинца PbTe, PbSe, PbS*. М., 1968. 383 с.
- [61] Yet-ful Tsay, Bendow B., Mitra S. S. — *Phys. Rev. B*, 1973, v. 8, N 6, p. 2688—2695.
- [62] Bendow B., Gianino P. D., Yet-ful Tsay, Mitra S. S. — *Appl. Opt.*, 1974, v. 13, N 10, p. 2382—2396.
- [63] Strössner K., Ves S., Cardona M. — *Phys. Rev. B*, 1985, v. 32, N 10, p. 2382—2396.
- [64] Phillips J. C. — *Phys. Rev. Lett.*, 1975, v. 34, N 18, p. 1196—1198.
- [65] Harrison W. A. — *Phys. Rev. Lett.*, 1975, v. 34, N 18, p. 1198—1199.
- [66] Pantelides S. T. — *Phys. Rev. Lett.*, 1975, v. 35, N 4, p. 250—254.
- [67] Viña L., Cardona M. — *Phys. Rev. B*, 1984, v. 29, N 12, p. 6739—6751.
- [68] Яськов А. Д. — *ФТП*, 1983, т. 17, в. 8, с. 1478—1481.
- [69] Cross M., Adams M. J. — *Optoelectron.*, 1974, v. 6, p. 199—216.
- [70] Богданов В. Б., Прокопенко В. Т., Яськов А. Д. — *Опт. и спектр.*, 1987, т. 62, в. 4, с. 926—929.
- [71] Пихтин А. Н., Прокопенко В. Т., Рондарев В. С., Яськов А. Д. — *Опт. и спектр.*, 1977, т. 43, в. 4, с. 711—717.
- [72] Яськов А. Д. — *ЖПС*, 1978, т. 29, в. 2, с. 368.
- [73] Мосс Т., Баррел Г., Эллис Б. *Полупроводниковая оптоэлектроника*. М., 1976. 431 с.
- [74] Богданов В. Б., Пихтин А. Н., Цветков В. Ф., Яськов А. Д. — *Опт. и спектр.*, 1982, т. 52, т. 6, с. 1071—1073.
- [75] Пихтин А. Н. — *ФТП*, 1969, т. 3, в. 7, с. 1069—1071.
- [76] Пихтин А. Н., Яськов А. Д. — *ФТП*, 1980, т. 14, в. 4, с. 661—667.
- [77] Тогу Takagi. — *Japan. J. Appl. Phys.*, 1982, v. 21, N 3, p. L167—L169.
- [78] Гарбузов Д. З., Тулашвили Э. В., Евтихийев В. П., Арсеньев И. Н. — *Письма ЖТФ*, 1982, т. 8, в. 21, с. 1281—1285.
- [79] Burkhard H., Dinges H. W., Kupal E. — *J. Appl. Phys.*, 1982, v. 53, N 1, p. 655—662.
- [80] Clarc E. D., Holonyak N. — *Phys. Rev.*, 1967, v. 156, N 3, p. 913—924.

- [81] Диас П., Мишурный В. А., Портной Е. Л., Рывкин Б. С., Смирницкий В. Б. — Письма ЖТФ. 1977, т. 3, в. 14, с. 712—714.
- [82] Casey H. C. — J. Appl. Phys., 1974, v. 45, N 6, p. 2766—2777.
- [83] Casey H. C., Sell D. D., Panish M. B. — Appl. Phys. Lett., 1974, v. 24, N 2, p. 63—65.
- [84] Both W., Gessel B. — Cryst. Res. Techn., 1982, v. 17, N 3, p. K30—K31.
- [85] Калининшивили К. Г., Мизеров М. Н., Никишин С. А., Портной Е. Л., Смирницкий В. Б., Франц К. — Письма ЖТФ, 1981, т. 7, в. 12, с. 1496.
- [86] Средин В. Г. — ФТП, 1983, т. 17, в. 3, с. 523—524.
- [87] Kowalsky W., Wehmann H.-H., Fiedler F., Schlachetzki A. — Phys. St. Sol. (a), 1983, v. 77, N 1, p. K75—K80.
- [88] Chandra P., Coldren L. A., Strege K. E. — Electron. Lett., 1981, v. 17, N 1, p. 6—8.
- [89] Зингер Г. М., Ипатова И. П., Субашиев А. В. — ФТП, 1976, т. 10, в. 3, с. 479—485.
- [90] Chandrasekhar A., Pollak F. H. — Phys. Rev. B, 1977, v. 15, N 4, p. 2127—2144.
- [91] Гейдур С. А., Пихтин А. Н., Прокопенко В. Т., Яськов А. Д. — Опт. и спектр., 1979, т. 46, в. 4, с. 714—719.
- [92] Гейдур С. А., Яськов А. Д. — Опт. и спектр., 1984, т. 57, в. 1, с. 74—80.
- [93] Higginbotham C. W., Cardona M., Pollak F. H. — Phys. Rev., 1969, v. 184, N 3, p. 821—829.
- [94] Никитенко В. И., Мартыненко Г. П. — ФТТ, 1965, т. 7, в. 2, с. 622—624.
- [95] Biegelsen D. K. — Phys. Rev. B, 1975, v. 12, N 6, p. 2427—2431.
- [96] Chandrasekhar M., Grimsditch M. H., Cardona M. — Phys. Rev. B, 1978, v. 18, N 8, p. 4301—4311.
- [97] Yu P. Y., Cardona M., Pollak F. H. — Phys. Rev. B, 1971, v. 3, N 2, p. 340—346.
- [98] Shileika A. Yu., Cardona M., Pollak F. H. — Sol. St. Commun., 1969, v. 7, N 16, p. 1113—1117.
- [99] Canal F., Grimsditch M., Cardona M. — Sol. St. Commun., 1979, v. 29, N 7, p. 523—526.
- [100] Гейдур С. А., Пихтин А. Н., Яськов А. Д. — Опт. и спектр., 1980, т. 46, в. 5, с. 944—948.
- [101] Гейдур С. А., Прокопенко В. Т., Яськов А. Д. — ФТП, 1980, т. 14, в. 1, с. 178—180.
- [102] Каминов И. П., Тернер Э. Г. — В кн.: Справочник по лазерам, т. 2 / Под ред. А. М. Прохорова. М., 1978, с. 196—208.
- [103] Adachi S., Oe K. — J. Appl. Phys., 1984, v. 56, N 1, p. 74—80.
- [104] Сизов Ф. Ф., Уханов Ю. И. Магнитооптические эффекты Фарадея и Фохта в применении к полупроводникам. Киев, 1979. 178 с.
- [105] Белов Н. П., Пихтин А. Н., Яськов А. Д. — ФТП, 1985, т. 19, в. 9, с. 1612—1616.
- [106] Левков А. Н., Баклаев Л. Я., Умрилов Ю. Я. — ФТП, 1969, т. 3, в. 8, с. 1248—1250.
- [107] Рывкин Б. С. — ФТП, 1985, т. 19, в. 1, с. 3—27.
- [108] Елисеев П. Г., Богатов А. П. — В кн.: Тр. ФИАН СССР. М., 1986, т. 166, с. 15—51.
- [109] Ахманов С. А., Мейснер Л. Б., Паринов С. Т., Салтгел С. М., Тучкин В. Т. — ЖЭТФ, 1977, т. 73, в. 5, с. 1710—1728.
- [110] Chang T. Y. — Opt. Eng., 1981, v. 20, N 2, p. 220—232.
- [111] Mendoza-Alvarez J. G., Nunes E. D., Patel N. B. — J. Appl. Phys., 1980, v. 51, N 8, p. 4365—4367.

Ленинградский электротехнический
институт им. В. И. Ульянова (Ленина)

Получен 19.10.1987
Принят к печати 25.11.1987