

ИЗМЕРЕНИЕ КОЭФФИЦИЕНТОВ ОСЛАБЛЕНИЯ СВЕТА КРИСТАЛЛАМИ ГЕРМАНИЯ И ПАРАТЕЛЛУРИТА

© 2005 г. **И. А. Каплунов***, канд. физ.-мат. наук; **А. И. Колесников***, канд. физ.-мат. наук; **И. В. Талызин***; **Л. В. Седова***; **С. Л. Шайович****

* Тверской государственный университет, г. Тверь

** ВНИИ "Государственный оптический институт им. С.И. Вавилова", Санкт-Петербург

E-mail: Ivan.Kaplunov@tversu.ru

Рассмотрены теоретические аспекты применяемых в настоящее время оптических способов определения коэффициентов экстинкции, основанных на измерениях коэффициентов пропускания света. Оценены погрешности измерений, проводимых с помощью спектрофотометрического метода и вариантов метода направленного пропускания. Для иллюстрации обсуждаемых положений использованы полученные в широких спектральных диапазонах данные о пропускании света монокристаллами германия и парателлуриита.

Коды OCIS: 160.2200, 160.4760.

Поступила в редакцию 30.12.2004.

Введение

Анализ литературы показывает, что для расчета коэффициентов ослабления света (α), основанного на измерении коэффициентов пропускания (T), необходимы формулы, учитывающие особенности изучаемого вещества. Известные, например, для германия соотношения, связывающие величины α , T , n и h (h – толщина образца, n – показатель преломления), зачастую оказываются весьма неточными. С другой стороны, свой вклад в погрешности при определении коэффициентов ослабления вносит состояние исследуемых поверхностей образца. На границах раздела сред происходят скачкообразные перераспределения потоков света за счет отражения, а также рассеяния на внутренних и внешних сторонах поверхностей. Следует заметить, что внутри кристалла также существует рассеяние, оно подчиняется тому же, что и поглощение, закону Бугера–Ламберта, т. е. уменьшает световой поток непрерывно и экспоненциально.

Определенный и весьма существенный вклад в итоговую погрешность при нахождении коэффициента ослабления света могут вносить также следующие причины: расходимость падающих пучков, непараллельность передней и задней плоскостей исследуемых образцов, неплоскостность поверхностей. Учет всех вышеперечисленных факторов достаточно сложен, и соответствующая общая теория, позволяющая рассчитывать коэффициенты ослабления для любых веществ, отсутствует.

В настоящей работе данные вопросы рассмотрены в связи с необходимостью оценки результатов определения коэффициентов ослабления света кристаллами с весьма различными физическими свойствами.

Это – полупроводниковые кристаллы германия и диэлектрические кристаллы парателлуриита (α -TeO₂). Выращенные и исследованные кристаллы германия предназначались для изготовления деталей оптических систем инфракрасной техники, кристаллы парателлуриита – для изготовления светозвукопроводов акустооптических устройств: дефлекторов, модуляторов и фильтров излучения. Для обоих материалов важно снижение световых потерь, обусловленных внутренним рассеянием и поглощением; в связи с этим постоянно совершенствуются технологии выращивания германия и парателлуриита. Однако при достижении достаточно высокого структурного совершенства этих кристаллов, при котором коэффициенты ослабления света в диапазонах прозрачности становятся малыми (на уровне 10^{-2} см⁻¹), неизменно встает вопрос о погрешностях измерений, снижающих достоверность результатов и искажающих правильное представление о влиянии условий роста на оптическое качество материалов. С этой точки зрения, объединение в одном исследовании данных об ослаблении света кристаллами германия и парателлуриита представляется оправданным, поскольку позволяет выявить общие недостатки существующих экспериментальных методов и обсудить возможные способы повышения точности измерений.

Методы измерения коэффициента ослабления света

Оптические методы, применяемые в настоящее время для измерения коэффициентов экстинкции (ослабления) света кристаллами, состоят в основном в измерении коэффициентов пропускания света образцами, помещаемыми на пути луча в соответ-

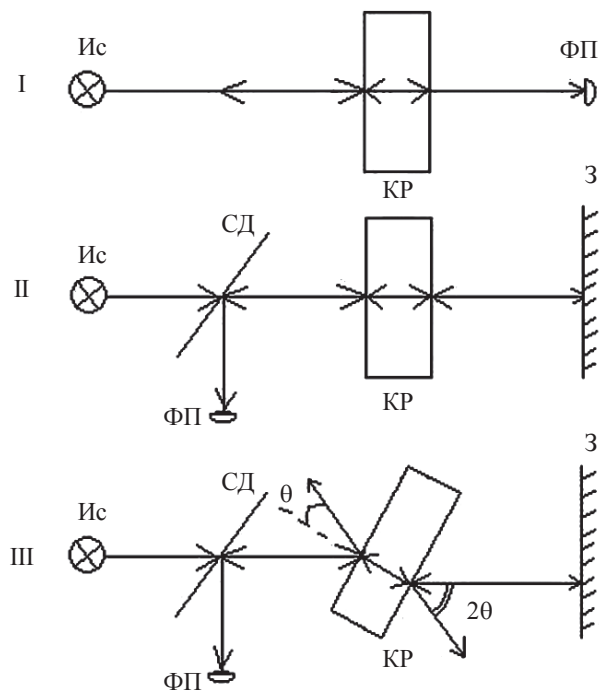


Рис. 1. Варианты схем измерения коэффициентов пропускания света. Ис – источник света, Кр – кристалл, ФП – фотоприемник, СД – светоделитель, З – зеркало.

ствии с той или иной схемой. Несмотря на разнообразие аппаратного оформления таких схем, большинство из них всегда можно отнести к одному из трех вариантов (рис. 1).

В варианте I, например, при использовании инфракрасных спектрофотометров типа ИКС-29 в фотоприемник ФП попадают лучи после многократных переотражений от внутренних стенок поверхностей образца. При этом существенная часть излучения, отраженного (также многократно) от обеих поверхностей и вышедшего назад в сторону источника, теряется вместе с информацией о свойствах исследуемого материала. Коэффициент пропускания T вычисляется как отношение светового потока, попадающего на ФП, к световому потоку, фиксируемому без образца.

Варианты II и III относятся к методу “направленного пропускания”. Свет от источника, проходя светоделитель СД, после отражения от зеркала З вновь попадает на светоделитель и отбрасывается на ФП, фиксирующий интенсивность I_0 . Затем измеряется интенсивность света I , попадающего в ФП при установленном между светоделителем и зеркалом кристалле. Коэффициентом пропускания так же, как и в варианте I, считается отношение $T = I/I_0$. Варианты II и III различаются тем, что в случае II поверхности кристалла перпендикулярны к лучу, а в случае III кристалл поворачивают на небольшой угол, достаточный для того, чтобы никакие отраженные от поверхностей кристалла лучи не попадали на ФП.

Полученные посредством одного из рассмотренных способов значения коэффициентов пропускания T далее используются для вычисления коэффициентов ослабления (экстинкции) α_z . Необходимо отметить, что начиная с ранних работ, в которых изучалась оптическая прозрачность полупроводниковых материалов [1–5], и по настоящее время [6, 7] коэффициенты ослабления α_z часто по умолчанию именуются коэффициентами поглощения α_n , хотя на самом деле в экстинкцию равноправно входят как поглощение, так и рассеяние, характеризующее коэффициентом рассеяния α_p : $\alpha_z = \alpha_n + \alpha_p$. Такое ничем не аргументированное, экспериментально не доказанное исключение из рассмотрения процессов рассеяния света, безусловно, позволяет авторам развивать те или иные теоретические модели только поглощения, учитывающие зонную структуру, концентрации и подвижности носителей заряда, влияние легирующих примесей, фоновые спектры и т. д. Однако при этом неизбежны многочисленные противоречия между теорией и экспериментами, а также неточная трактовка самих экспериментальных данных. Сведения о “поглощении”, являющимся на самом деле ослаблением, попадают и в справочную литературу [8]. Справедливости ради отметим, что специалисты, работающие в области практической оптики, никогда не допускают подобных неточностей, не смешивают поглощение с ослаблением и при оценке материала пользуются категориями качества по ослаблению.

Иногда рассеянием по сравнению с поглощением действительно можно пренебречь, особенно для некоторых весьма экзотических, редко встречающихся на практике модельных систем. В теоретической работе [9], например, отдельно рассчитывались вклады в экстинкцию рассеяния и поглощения в квазиуменьшенных структурах и в том числе на одночастичных локальных состояниях носителей заряда. При этом сечение поглощения для определенных размеров инородных диэлектрических частиц, внедренных в матрицу, и для определенных концентраций этих частиц оказывается на 16 порядков большим, чем сечение рассеяния. Однако для большинства реальных кристаллов, используемых в оптике и акустооптике, в частности для полупроводниковых кристаллов германия и кремния, а также для диэлектрических кристаллов парателлурита рассеяние света довольно значительно и его нельзя не учитывать. Об этом свидетельствует и серия работ [10–13], в которых с помощью лазера на CO_2 ($\lambda = 10,6$ мкм) проводились измерения световых потоков, рассеянных кристаллами германия и кремния, и данные работ [14, 15], в которых рассеяние в поли- и монокристаллах германия и кремния измерялось с использованием фотометриче-

ского шара и с помощью ИК спектрофотометра, и работа [16], в которой исследовано рассеяние света с длинами волн 0,53 и 0,63 мкм монокристаллами парателлурита. Об этом же говорит и обычная практика контрольных измерений полуширины индикатрисы, характеризующей рассеяние в германиевых заготовках.

Выводы, следующие из приведенных работ, состоят в том, что даже для кристаллов германия, кремния и парателлурита с очень высоким структурным совершенством доля рассеянного света вполне сопоставима с поглощенной, а для коротковолновых участков диапазонов прозрачности – вблизи краев фундаментального поглощения – может даже превосходить ее. На кривых ослабления могут наблюдаться пики, связанные не с поглощением, а с резонансным малоугловым рассеянием Ми.

В соответствии со сказанным, в настоящей работе, целью которой не являлась оценка соотношений между рассеянием и поглощением, далее везде фигурирует только суммарный коэффициент экстинкции $\alpha_s = \alpha$ (без индекса), входящий в закон Бугера–Ламберта: $I = I_0 \exp(-\alpha h)$, где h – толщина образца.

Другим аспектом проблемы определения оптических потерь в кристаллах, представляющимся нам весьма важным, являются погрешности измерений. Этому вопросу в 1965 г. была специально посвящена работа [17]. Однако и до настоящего времени в большинстве публикаций оценки погрешностей при определении величины α отсутствуют. Иногда появляющиеся в результате вычислений нулевые и даже отрицательные значения коэффициентов ослабления трактуются как артефакты и отбрасываются, хотя, как показано в настоящей работе, при исследовании тонких образцов с использованием методов, соответствующих вариантам I и III, особенно в случае малых коэффициентов ослабления, такие ре-

зультаты статистически просто неизбежны. При этом установление истинных связей между структурой кристалла, его дефектами, концентрациями примесей и оптическими потерями в материале становится практически невозможным.

Оценка погрешностей

Вариант I (спектрофотометрический метод). Учет многократных отражений приводит к известным формулам для коэффициентов пропускания T и ослабления α [1, 6, 18]

$$T = \frac{(1-R)^2 \exp(\alpha h)}{\exp(2\alpha h) - R^2}, \quad (1)$$

$$\alpha = \frac{1}{h} \ln \frac{(1-R)^2 + \sqrt{(1-R)^4 + 4T^2 R^2}}{2T}, \quad (2)$$

где $R = (n-1)^2/(n+1)^2$ – коэффициент отражения света при нормальном падении, n – показатель преломления.

При $\alpha \rightarrow \infty$ имеем $T_{\min} = 0$. При $\alpha \rightarrow 0$ имеем $T_{\max} = (1-R)/(1+R)$. Для германия ($n \approx 4$) максимальное теоретически возможное пропускание $T_{\max} = 0,47$. Для парателлурита ($\lambda = 1,06$ мкм; $n_0 = 2,2$; свет падает перпендикулярно к поверхностям в направлении оптической оси кристалла) $T_{\max} = 0,75$. Абсолютная погрешность $\Delta\alpha$ может быть найдена с помощью известного из теории ошибок соотношения

$$\Delta f = \sum_{i=1}^b \Delta \alpha_i \left| f'_{x_i}(a_1 \dots a_k) \right|, \quad (3)$$

где Δf – абсолютная погрешность функции, a_i – i -й аргумент функции, $\Delta \alpha_i$ – абсолютная погрешность этого аргумента. Применительно к формуле (2) получается следующий результат:

$$\begin{aligned} \Delta \alpha = & \frac{\Delta h}{h^2} \left| \ln \frac{(1-R)^2 + \sqrt{(1-R)^4 + 4T^2 R^2}}{2T} \right| + \frac{2\Delta R}{h} \left| \frac{(1-R)\sqrt{(1-R)^4 + 4T^2 R^2} + (1-R)^3 - 2RT^2}{\left[(1-R)^2 + \sqrt{(1-R)^4 + 4T^2 R^2} \right] \left[\sqrt{(1-R)^4 + 4T^2 R^2} \right]} \right| + \\ & + \frac{2\Delta T}{hT} \left| \frac{2R^2 T + 4T^2 R^2 + (1-R)^4}{\left[(1-R)^2 + \sqrt{(1-R)^4 + 4T^2 R^2} \right] \left[\sqrt{(1-R)^4 + 4T^2 R^2} \right]} \right|, \end{aligned} \quad (4)$$

где ΔR и ΔT – абсолютные погрешности при определении коэффициентов отражения и пропускания.

Вариант II (метод направленного пропускания, при котором исследуемый образец и зеркало перпендикулярны лучу).

Теория данного метода и соответствующие формулы для T и α в литературе отсутствуют. Несмотря на кажущиеся математические трудности при подсчете многократных отражений внутри образца и между образцом и зеркалом, они достаточно легко

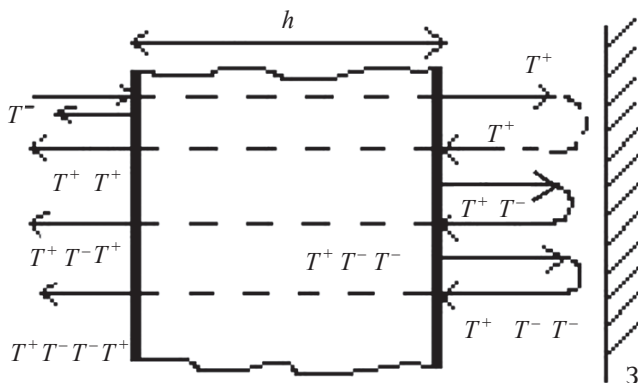


Рис. 2. Схема расчета коэффициента пропускания для метода направленного пропускания (вариант II). 3 – зеркало, h – толщина образца.

преодолеваются следующим образом. Вместо того чтобы учитывать каждое отражение на внутренних поверхностях образцов и на зеркале, т. е. преобразовывать итоговый результат в виде бесконечной суммы бесконечных рядов, можно использовать формулу (1) и, обозначив за T^+ коэффициент пропускания в варианте I, а за T^- – суммарный коэффициент отражения света в этом варианте, найти коэффициент пропускания T для схемы по варианту II. Алгоритм расчета иллюстрирует рис. 2.

Таким образом,

$$T^+ = \frac{(1-R)^2 \exp(\alpha h)}{\exp(2\alpha h) - R^2}, \quad (5)$$

$$T^- = R + \frac{R(1-R)^2 \exp(-2\alpha h)}{1 - R^2 \exp(-2\alpha h)}.$$

Далее проводится суммирование для T :

$$T = T^- + (T^+ T^+) + (T^+ T^- T^+) + (T^+ T^- T^- T^+) + \dots =$$

$$= T^- + (T^+)^2 \sum_{i=0}^{\infty} (T^-)^i = T^- + \frac{(T^+)^2}{1 - T^-}. \quad (6)$$

Подстановка формул (1) и (5) в (6) позволяет получить выражение

$$T = \frac{1 + R \exp(2\alpha h) - 2R}{\exp(2\alpha h) - R}, \quad (7)$$

откуда находится выражение для коэффициента экстинкции

$$\alpha = \frac{1}{2h} \ln \frac{1 - 2R + RT}{T - R}. \quad (8)$$

При $\alpha \rightarrow \infty$ значение $T_{\min} = R$. При $\alpha \rightarrow 0$ $T \rightarrow T_{\max} \rightarrow 1$.

Используя формулу (3), можно выразить абсолютную погрешность для коэффициента экстинкции:

$$\Delta\alpha = \frac{\Delta h}{2h} \left| \ln \left(\frac{1 - 2R + RT}{T - R} \right) \right| + \frac{\Delta R}{2h} \left| \frac{(1 - T)^2}{(1 - 2R + RT)(T - R)} \right| + \frac{\Delta T}{2h} \left| \frac{(1 - R)^2}{(1 - 2R + RT)(T - R)} \right|. \quad (9)$$

Вариант III (метод направленного пропускания, при котором исследуемый образец повернут на небольшой угол относительно перпендикуляра к поверхностям и отраженные лучи не попадают на фотоприемник).

Формула для коэффициента пропускания в варианте III имеет вид

$$T = (1 - R)^4 \exp(-2\alpha h). \quad (10)$$

Соответственно, для коэффициента экстинкции имеем

$$\alpha = \frac{1}{h} [2 \ln(1 - R) - 0,5 \ln T]. \quad (11)$$

При $\alpha \rightarrow \infty$ $T \rightarrow T_{\min} = 0$. При $\alpha \rightarrow 0$ $T \rightarrow T_{\max} = (1 - R)^4$, т. е. для германия $T_{\max} = 0,17$; для парателлурита $T = 0,55$. В соответствии с (3) и (11) находим абсолютную погрешность для коэффициента экстинкции в варианте III:

$$\Delta\alpha = \frac{\Delta h}{h^2} \left[2 \ln(1 - R) - \frac{1}{2} \ln T \right] + \frac{2\Delta R}{h(1 - R)} + \frac{\Delta T}{2hT}. \quad (12)$$

Необходимо отметить, что при использовании в данной работе представленной оптической схемы измеренный коэффициент T , входящий в формулы (10) и (11), связан с коэффициентом направленного пропускания τ (определяемым при однократном проходе излучения через образец без учета многократного отражения) соотношением $\tau = T^{1/2}$.

Далее сравним погрешности, возникающие при определении коэффициентов ослабления в каждом из трех вариантов оптической схемы.

В качестве примера возьмем измерения коэффициентов пропускания T плоскопараллельными заготовками из германия ($n = 4$) с толщинами $h_1 = 1$ см и $h_2 = 5$ см. Для абсолютных погрешностей входящих в соотношения (4), (9) и (12) величин примем вполне типичные значения: $\Delta h = 5 \times 10^{-4}$ см; $\Delta T = 0,5\%$. Для погрешности коэффициента отражения ΔR используем формулу $\Delta R = 4\Delta n(n - 1)/(n + 1)^3$, где Δn – погрешность показателя преломления. Считая, что $\Delta n = 10^{-5}$, получаем для ΔR значение $9,6 \times 10^{-7}$.

В действительности вклады в погрешности вносят и такие факторы, как непараллельность граней образцов, неплоскостность самих граней, рассеяние

Таблица 1. Теоретические значения коэффициентов пропускания и погрешностей определения коэффициентов ослабления света четырьмя образцами германия с толщинами 1 и 5 см и коэффициентами ослабления 0,1 и 0,01 см⁻¹ для различных вариантов оптической схемы измерения

Вариант схемы (рис. 1)	Толщина образца, см	Коэф. пропускания T_1 , % ($\alpha_1 = 0,1 \text{ см}^{-1}$)	Коэф. пропускания T_2 , % ($\alpha_2 = 0,01 \text{ см}^{-1}$)	Абсолютная погрешность $\Delta\alpha_1$, см ⁻¹	Абсолютная погрешность $\Delta\alpha_2$, см ⁻¹	Относит. погрешность $\Delta\alpha_1/\alpha_1$, %	Относит. погрешность $\Delta\alpha_2/\alpha_2$, %
I	1	41,46	46,45	$1,90 \times 10^{-2}$	$1,74 \times 10^{-2}$	19,0	174,0
	5	26,09	44,14	$5,37 \times 10^{-3}$	$3,61 \times 10^{-3}$	5,37	36,1
II	1	83,55	98,04	$3,76 \times 10^{-3}$	$1,74 \times 10^{-3}$	3,76	16,1
	5	53,37	90,97	$2,51 \times 10^{-3}$	$6,14 \times 10^{-4}$	2,51	6,14
III	1	13,74	16,45	$1,91 \times 10^{-2}$	$1,61 \times 10^{-2}$	19,1	161,0
	5	6,17	15,18	$8,15 \times 10^{-3}$	$3,33 \times 10^{-3}$	8,15	33,3

света на микронеоднородностях рельефа поверхностей, расходимость пучка света, вариации показателя преломления, возникшие вследствие внутренних механических напряжений в образцах и т. д. Однако расчеты показывают, что при соблюдении стандартных способов обработки кристаллов и стандартных методов оптических измерений этими факторами можно пренебречь – их суммарный вклад в относительную погрешность $\Delta\alpha/\alpha$ заведомо не превышает 10^{-4} .

Пусть в одном случае материал заготовок имеет в диапазоне 2–3 мкм достаточно высокое ослабление ($\alpha_1 = 0,1 \text{ см}^{-1}$), а в другом случае – низкое ($\alpha_2 = 0,01 \text{ см}^{-1}$). Результаты соответствующих расчетов теоретических значений коэффициентов пропускания, а также абсолютных и относительных погрешностей коэффициентов ослабления представлены в табл. 1.

Анализ данных, полученных для кристаллов германия, приводит к следующим выводам, полностью справедливым и по отношению к измерениям коэффициентов ослабления света кристаллами парателлурита.

Наименее достоверные результаты, особенно в случае тонких образцов с малыми коэффициентами ослабления, характерны для варианта I, т. е., например, при использовании спектрофотометра ИКС-29. В методе направленного пропускания (вариант III) мы имеем несколько большие погрешности в случае тонких образцов, но несколько меньшие погрешности в случае толстых образцов. Но в целом погрешности в варианте III того же порядка величины, что и в варианте I. С этой точки зрения, многие из опубликованных данных по поглощению света кристаллами и их теоретические трактовки, даже без учета неясностей с соотношением рассеяния и поглощения, выглядят не вполне убедительными.

Наибольшую точность при определении коэффициентов ослабления света кристаллами должен давать вариант II метода направленного пропускания (поверхности образца перпендикулярны к лучу). В силу некоторых причин технического плана этот вариант до настоящего времени почти не использу-

ется. Однако снижение относительных погрешностей в 4–6 раз, которое сулит данный способ измерений, является достаточным поводом для его доработки и практического применения.

Коэффициенты ослабления света кристаллами германия

На рис. 3 представлены спектральные зависимости коэффициентов ослабления света кристаллами германия в диапазонах длин волн 2,4–11 и 11–14 мкм. Исследовались образцы монокристаллов и поликристаллов германия, легированных сурьмой и нелегированных. Удельное сопротивление легированного германия (моно- и поликристаллов) составляло 5–6 Ом см; нелегированного (моно- и поликристаллов) – 48–56 Ом см. Измерение коэффициентов пропускания проводилось на спектрофотометре ИКС-29 (вариант измерительной схемы I – рис. 1). Компьютерные расчеты значений α по формуле (2) с учетом дисперсии $n(\lambda)$ осуществлялись по точкам с шагом $\Delta\lambda = 0,1 \text{ мкм}$; для сглаживания кривых использовались полиномы 5-й степени.

Анализ спектральных зависимостей рис. 3 показывает следующее. Казалось бы, графики $\alpha(\lambda)$ в диапазоне 2,4–11 мкм дают богатую почву для теоретического осмысления. К этому располагают пересечения кривых 2 и 3, наличие локальных экстремумов и точек перегиба на всех зависимостях. Однако учет определенных ранее погрешностей позволяет сделать только следующие достоверные выводы.

Наименьшие значения коэффициентов ослабления характерны для кристаллов, легированных сурьмой. Для монокристалла эти значения минимальны и составляют $0,004\text{--}0,02 \text{ см}^{-1}$ в диапазоне 2,4–11 мкм. Результаты оптических измерений показывают относительную разницу в значениях коэффициентов ослабления образцов; при этом можно отметить очень высокое качество исследованного легированного монокристалла германия. Но при анализе полученных результатов следует все же учи-

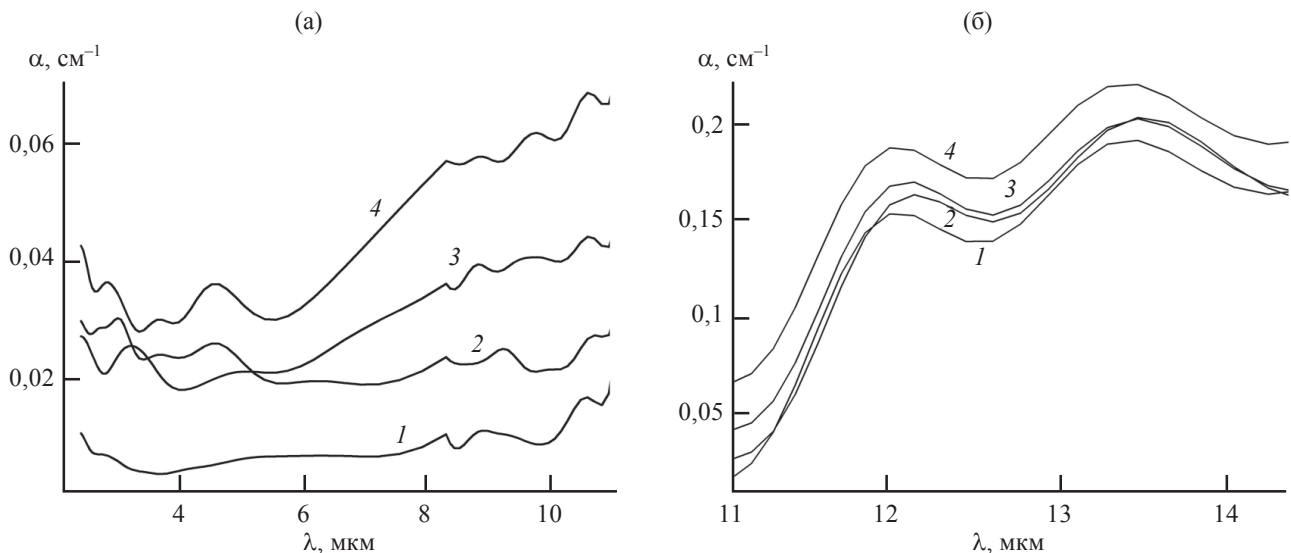


Рис. 3. Спектральные зависимости коэффициентов ослабления света кристаллами германия. 1 – легированный сурьмой монокристалл, 2 – легированный сурьмой поликристалл, 3 – нелегированный монокристалл, 4 – нелегированный поликристалл.

тивать погрешности, характерные для спектрофотометрического метода измерений коэффициента пропускания. Полностью достоверной является оценка коэффициента ослабления: $\alpha < 0,02 \text{ см}^{-1}$.

Выявлено четкое различие в ходе зависимостей коэффициента ослабления от длины волны для нелегированных и легированных кристаллов. В рассматриваемой области прозрачности германия имеет место степенная зависимость коэффициента α от длины волны (что объясняется поглощением на свободных носителях заряда) [19]:

$$\alpha \sim \lambda^\gamma.$$

Степенной коэффициент γ зависит от общей концентрации примесей, концентрации свободных носителей, температуры; для германия приведены значения γ от 1,2 до 3 [3, 18, 19]. Результаты наших исследований дают значения степенного коэффициента для интервала длин волн 4–10 мкм в пределах 1,05–1,15 в случае легированного сурьмой германия и 1,4–1,7 для нелегированных кристаллов.

Коэффициенты ослабления света кристаллами парателлурита

Исследование оптического пропускания в монокристаллах парателлурита проводилось на двух видах образцов. В первом случае из монокристалла парателлурита с диаметром 7,6 см и высотой 7,2 см, выращенного способом Чохральского в направлении [110], была вырезана прямоугольная призма с высотой 4,5 см и квадратным основанием со стороной 5 см; стороны квадрата совпадали с кристаллографическими направлениями [110] и [001]. С целью измерения коэффициентов ослабления по объему кристалла на одной из

двух боковых граней, перпендикулярных к оптической оси [001], были отмечены 9 точек, в которые должны были попадать центры пучков света при измерениях коэффициентов пропускания.

Во втором случае из монокристалла парателлурита с диаметром 7 см и высотой 4 см, выращенного в тех же условиях, что и первый, были вырезаны 5 кубиков с ребрами размером 1 см и с такой же ориентацией граней, что и у большой призмы. Измерения на этих пяти малых образцах проводили по центру граней, перпендикулярных к оптической оси. При такой геометрии опытов для вычислений коэффициентов отражения R использовались данные о величинах обыкновенных показателей преломления n_0 для соответствующих длин волн излучения. С целью максимального устранения рассеяния света на гранях поверхности всех образцов были отполированы в соответствии с существующими методиками, включающими способ глубокой полировки. В отличие от кристаллов германия кристаллы парателлурита были исследованы с помощью оптических схем, соответствующих всем трем вариантам (рис. 1).

Крупная призма исследована с помощью отфильтрованного излучения с длинами волн 1,3 и 1,5 мкм в 9 точках по методу направленного пропускания, при котором фотоприемник располагался за кристаллом. В этом случае выражение для коэффициента направленного пропускания имеет вид

$$\tau = (1 - R)^2 \exp(-\alpha h), \quad (13)$$

где R – коэффициент отражения, h – толщина образца. Коэффициент ослабления α определяется по формуле

$$\alpha = \frac{1}{h} \ln \left[(1 - R)^2 / \tau \right]. \quad (14)$$

Таблица 2. Коэффициенты направленного пропускания τ и коэффициенты ослабления α монокристалла парателлуриата, измеренные в направлении [001] (толщина образца 5 см)

№ точки	$\lambda_1 = 1,3$ мкм		$\lambda_2 = 1,5$ мкм	
	τ , %	α , см ⁻¹	τ , %	α , см ⁻¹
1	75*	—	75*	—
2	78*	—	78*	—
3	79*	—	78*	—
4	68	0,017	74	< 0,001
5	36	0,144	43	0,109
6	73	0,003	70	0,011
7	70	0,01	76*	—
8	50	0,078	60	0,042
9	73	0,003	72	0,006

Примечание. * Физически невозможные значения.

При $\alpha \rightarrow 0$ или $h \rightarrow 0$ имеем для максимального значения коэффициента направленного пропускания

$$\tau_{\max} = (1 - R)^2. \quad (15)$$

Пять кубиков парателлуриата были также исследованы по варианту I (на ИКС-29) в диапазоне длин волн 2,5–5 мкм, а также по варианту II в диапазоне длин волн 0,335–0,6 мкм.

Сразу следует отметить, что в литературе имеются данные только о коэффициентах пропускания T в диапазоне прозрачности парателлуриата 0,35–5 мкм, причем без указаний на толщины исследованных образцов [8], что не позволяет рассчитать коэффициенты ослабления. Коэффициенты поглощения [8] (на самом деле коэффициенты ослабления) определялись только вне границ диапазона прозрачности, а внутри него полученные в известных работах кривые $\alpha(\lambda)$ просто приближаются к нулевым значениям. Это может объясняться только тем, что погрешности определения коэффициентов ослабления света кристаллами парателлуриата сопоставимы с малыми значениями (или превышают их) самих коэффициентов ослабления для диапазона 0,35–5 мкм. Данные, полученные в настоящей работе, вскрывают объективные причины затруднений, из-за которых коэффициенты ослабления до сих пор не были определены.

В табл. 2 представлены коэффициенты направленного пропускания и коэффициенты ослабления для большого образца парателлуриата с толщиной 5 см. В первую очередь обращает на себя внимание большой разброс значений τ по точкам – для одной длины волны они различаются почти в пять раз. Это связано с тем, что в образце (точки 5 и 7) имелись и области с визуально различимыми пузырьками, рассеяние света которыми определило низкие значения пропускания.

Оценим далее правдоподобие значений τ . Зная величины показателей преломления n_0 для длин волн λ_1 и λ_2 (соответственно 2,196 и 2,192) и вычислив значения коэффициентов отражения $R_1 = 0,14$ и $R_2 = 0,139$, находим по формуле (15) максимально возможные значения коэффициентов пропускания: $\tau_{1\max} = 73,95\%$ и $\tau_{2\max} = 74,05\%$. Из табл. 2 видно, что для длины волны 1,3 мкм в точках 1, 2 и 3, а для длины волны 1,5 мкм в точках 1, 2, 3 и 7 значения $\tau > \tau_{\max}$. Таким образом, результаты измерений, отмеченные звездочкой, физически некорректны, и вычисление коэффициентов ослабления α по таким данным невозможно. Тем самым подтверждаются выводы относительно недостатков схемы направленного пропускания при малых коэффициентах ослабления. Они проявляются даже в случае образца с очень большой, почти рекордной для реально выращиваемых кристаллов парателлуриата толщиной 5 см.

Внутри кубических (с ребрами с длиной 1 см) образцов парателлуриата не было рассеивающих включений (пузырьков), и все пять спектрограмм, полученные на спектрофотометре ИКС-29 по варианту оптической схемы I (рис. 1), имели вид, аналогичный представленному в работе [8], и в пределах погрешностей, а именно во всем диапазоне 2–5 мкм, коэффициенты ослабления имели значения $\alpha = 0,02 \pm 0,02$ см⁻¹. Таким образом, итогом измерений является только оценка для верхней границы коэффициента ослабления: $\alpha < 0,04$ см⁻¹. Следует отметить, что в отличие от варианта III в варианте I, по крайней мере, не было получено ни одного физически невозможного значения коэффициента пропускания $\tau > \tau_{\max}$.

Те же пять кубических образцов были исследованы по варианту направленного пропускания с перпендикулярным к лучу положением образца (вариант II) (рис. 1) в спектральном диапазоне 0,335–0,6 мкм. Этот диапазон включает в себя большую часть видимого диапазона и весьма актуальный в практическом отношении участок, близкий к УФ краю собственного поглощения. Дело в том, что для ряда задач спектрального анализа, теоретически решаемых с помощью перестраиваемых акустооптических фильтров на основе кристаллов парателлуриата, важен именно этот диапазон, содержащий полосы поглощения света некоторых газов. Но как раз в этом диапазоне резко снижается пропускание света самим парателлуриатом [8]. Поэтому увеличение коэффициентов пропускания даже на 10–20% уже обеспечило бы работоспособность соответствующих устройств. Никаких сведений о влиянии дефектов структуры на положение края собственного поглощения кристаллов парателлуриата до настоящего времени в литературе не имелось.

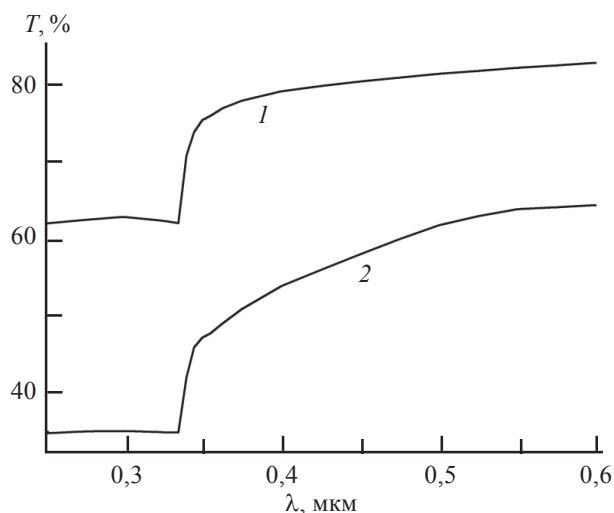


Рис. 4. Спектрограммы двух монокристаллов парателлуриата толщиной 1 см, полученные в направлении [001] для диапазона длин волн 0,335–0,600 мкм.

На рис. 4 представлены только две спектрограммы из пяти – те, у которых наиболее различные коэффициенты пропускания. У образца, соответствующего кривой 1, плотность дислокаций, измеренная с помощью метода селективного химического травления после проведения оптических измерений, составляла $2 \times 10^3 \text{ см}^{-2}$; у образца, соответствующего кривой 2, она составляла $5 \times 10^4 \text{ см}^{-2}$. В первом случае коэффициент пропускания T для $\lambda = 0,355 \text{ мкм}$ имел значение 74,31%, для $\lambda = 0,6 \text{ мкм}$ – 82,78%; во втором случае соответственно 47,77 и 64,14%. Такая же корреляция между плотностью дислокаций и коэффициентами пропускания была характерна и для трех других образцов. Различия в плотностях дислокаций в элементах, вырезанных из одного монокристалла, обусловлены секториальным характером распределения дислокаций по пирамидам роста различных граней.

При определении коэффициентов ослабления отчетливо проявляются рассмотренные ранее с точки зрения погрешностей преимущества схемы измерений, соответствующей варианту II.

Для $\lambda = 0,6 \text{ мкм}$ вычисленные в соответствии с формулой (8) с учетом погрешностей коэффициенты ослабления имеют следующие значения: образец 1 – $\alpha = 0,01 \pm 0,005 \text{ см}^{-1}$, образец 2 – $\alpha = 0,03 \pm 0,01 \text{ см}^{-1}$. Для $\lambda = 0,355 \text{ мкм}$ коэффициенты ослабления следующие: образец 1 – $\alpha = 0,08 \pm 0,03 \text{ см}^{-1}$, образец 2 – $\alpha = 0,15 \pm 0,30 \text{ см}^{-1}$. Напрашивается предположение о том, что “сдвиг фундаментального края поглощения” у исследованных образцов связан не собственно с поглощением, а с влиянием дислокаций на интенсивность рассеяния света. Благодаря неоднородностям полей напряжений вокруг дислокаций и обусловленному ими эффекту фотоупругости локаль-

ные неоднородности показателя преломления и диэлектрической проницаемости приводят к рассеянию света, интенсивность которого и определяется плотностью дислокаций.

Заключение

Рассмотрены особенности и недостатки трех существующих вариантов схем измерения коэффициентов пропускания света кристаллами, используемыми в качестве линз и светозвукопроводов оптических и акустооптических устройств. Отмечено, что коэффициенты ослабления, вычисляемые на основании данных о коэффициентах пропускания, в литературе зачастую неоправданно считаются коэффициентами поглощения, хотя коэффициенты рассеяния, входящие в экстинкцию, иногда вполне сопоставимы с коэффициентами поглощения. Установлено, что спектрофотометрический метод и один из вариантов метода направленного пропускания не позволяют получать достоверные значения коэффициентов ослабления, когда они малы (менее $0,02 \text{ см}^{-1}$). Это справедливо как для тонких (с толщиной около 1 см) кристаллов германия, так и для достаточно толстых (с толщиной 5 см) кристаллов парателлуриата.

Получены сведения о коэффициентах ослабления света чистыми и легированными сурьмой моно- и поликристаллами германия. Для монокристаллов, легированных сурьмой, отмечено уникально малое ослабление в диапазоне прозрачности. Для легированного и нелегированного германия зафиксированы существенные различия для зависимостей коэффициента ослабления от длины волны, определены степенные коэффициенты зависимостей.

Наилучшим с точки зрения точности методом измерения коэффициентов пропускания и ослабления света является вариант метода направленного пропускания, при котором и зеркало, и поверхности исследуемых образцов перпендикулярны к лучу. С помощью данного метода удалось не только разрешить кривые пропускания кристаллов парателлуриата с различной плотностью дислокаций и впервые определить с приемлемой точностью абсолютные значения коэффициентов ослабления для спектрального диапазона 0,335–0,6 мкм, но и оценить влияние плотности дислокаций на положение края фундаментального поглощения. Факты, согласно которым в зависимости от плотности дислокаций пропускание парателлуриата изменяется на 10–20%, могут иметь практическое значение для некоторого продвижения диапазона использования этих кристаллов в качестве светозвукопроводов акустооптических устройств в УФ область.

Основной вклад в погрешности определения коэффициентов ослабления вносят погрешности при

измерении коэффициентов пропускания, а их уменьшение является сложной задачей. Поэтому представляются перспективными техническое усовершенствование и отработка предлагаемого варианта метода направленного пропускания, внедрение которого может снизить погрешности в несколько раз.

Выводы, сделанные в настоящей работе относительно измерений световых потерь в кристаллах германия и парателлурита, безусловно, остаются верными и для других кристаллов, используемых в оптике.

ЛИТЕРАТУРА

1. Bishop P.J., Gibson A.F. Absorption coefficient of germanium at 10,6 μm // Appl. Opt. 1973. V. 12. № 11. P. 2549–2550.
2. Hass H., Bendow B. Residual absorption in infrared materials // Appl. Opt. 1977. V. 16. № 11. P. 2882–2890.
3. Hutchinson C.J., Lewis C., Savage J.A., Pitt A. Surface and bulk absorption in germanium at 10,6 μm // Appl. Opt. 1982. V. 21. № 8. P. 1490–1495.
4. Ровинский Р.Е., Роголин В.Е., Шершель В.А. Оптические свойства и области применения полупроводниковых монокристаллов германия. // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1983. Т. 47. № 2. С. 406–409.
5. Карлов Н.В., Сисакян Е.В. Оптические материалы для CO_2 -лазеров // Изв. АН СССР. Сер. физ. 1980. Т. 44. № 8. С. 1631–1638.
6. Несмелова И.М., Астафьев Н.И. Оптические характеристики монокристаллического германия // Оптический журнал. 1999. Т. 66. № 1. С. 68–72.
7. Маколкина Е.Н., Пржевуцкий А.К. Влияние структурных дефектов на оптические параметры кристаллов германия // Оптический журнал. 2003. Т. 70. № 11. С. 64–67.
8. Блистанов А.А., Бондаренко В.С., Переломова Н.В. и др. Акустические кристаллы. Справочник. М.: Наука, 1982. 632 с.
9. Покутный С.И. Поглощение и рассеяние света в квазиуменьшенных структурах // ФТТ. 1997. Т. 39. № 4. С. 606–609.
10. Воронков В.В., Воронкова Г.И., Зубов Б.В. и др. Рассеяние света, обусловленное микродефектами в Si и Ge // ФТТ. 1977. Т. 19. В. 6. С. 1784–1791.
11. Воронков В.В., Воронкова Г.И., Зубов Б.В. и др. Рассеяние инфракрасного лазерного излучения – метод исследования локальных неоднородностей в чистых полупроводниках // ФТТ. 1981. Т. 23. В. 1. С. 117–125.
12. Калинушкин В.П. Исследование примесных дефектов в полупроводниках методом рассеяния лазерного излучения ИК диапазона // Тр. ИОФ АН СССР. 1986. Т. 4. С. 3–59.
13. Заболотский С.Е., Калинушкин В.П., Крынецкий Б.Б. и др. Определение параметров точечных центров, образующих “слабые” примесные скопления в полупроводниковых материалах // ФТП. 1987. Т. 21. С. 65–78.
14. Каплунов И.А., Колесников А.И. Влияние характеристик германия на рассеяние ИК излучения // Поверхность. 2002. № 2. С. 14–19.
15. Каплунов И.А., Смирнов Ю.М., Долматов А.Б., Колесников А.И. Монокристаллы германия для инфракрасной техники: выращивание, дефекты структуры и оптические характеристики // Перспективные материалы. 2003. № 4. С. 35–41.
16. Колесников А.И. Периодичность областей рассеяния света монокристаллов парателлурита // Физика кристаллизации. Тверь: ТвГУ, 1994. С. 82–85.
17. Курик М.В. О точности определения коэффициента поглощения полупроводников // Опт. и спектр. 1965. Т. 19. В. 6. С. 964–967.
18. Уханов Ю.И. Оптические свойства полупроводников. М.: Наука, 1977. 368 с.
19. Левинзон Д.И., Ровинский Р.Е., Роголин В.Е. и др. Поглощение ИК излучения в германии // Материалы IX Совещания по получению профилированных кристаллов и их применению в народном хозяйстве. Л.: ЛИЯФ, 1982. С. 123–126.