10

# Дисперсия показателя преломления и спектры комбинационного рассеяния света монокристалла германия, обогащенного изотопом $^{70}$Ge

© Т.В. Котерева[1], В.А. Гавва[1], В.А. Липский[1], А.В. Нежданов[2], Ю.С. Белозеров[1], А.Д. Буланов[1,2], В.Г. Плотниченко[3]

[1] Институт химии высокочистых веществ им. Г.Г. Девятых РАН, Нижний Новгород, Россия
[2] Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского, Нижний Новгород, Россия
[3] Институт общей физики им. А.М. Прохорова РАН, Научный центр волоконной оптики им. Е.М. Дианова, Москва, Россия

e-mail: kotereva@ihps-nnov.ru

*Поступила в редакцию 07.03.2025 г.*
*В окончательной редакции 22.04.2025 г.*
*Принята к публикации 23.04.2025 г.*

Измерена спектральная зависимость показателя преломления (ПП) монокристалла германия, обогащенного изотопом $^{70}$Ge ($>$ 99.92 at.%) в области спектра $5500-500\,\mathrm{cm}^{-1}$ ($1.8-20\,\mu$m). Проведено сопоставление полученных данных с результатами для монокристаллов других изотопов германия ($^{72}$Ge, $^{73}$Ge, $^{74}$Ge, $^{76}$Ge). Во всем исследуемом диапазоне значения ПП $^{70}$Ge выше, чем для более тяжелых изотопов. Это подтверждает выявленную ранее тенденцию к увеличению ПП при уменьшении атомной массы изотопов германия. Изучены спектры комбинационного рассеяния света первого и второго порядков монокристалла $^{70}$Ge при температуре 293 K.

**Ключевые слова:** элементарные полупроводники, изотопные эффекты, интерференционная рефрактометрия, показатель преломления, спектроскопия комбинационного рассеяния.

DOI: 10.61011/OS.2025.07.61105.7671-25

## Введение

Благодаря широкой области оптического пропускания $1.8-23\,\mu$m, низким оптическим потерям и высокому показателю преломления (ПП) ($\sim 4$) монокристаллический германий находит применение в инфракрасной оптике в качестве оптических элементов для спектроскопии, таких как фильтры, окна, зеркала, элементы приставок НПВО и др. Легированные кристаллы германия используются для изготовления детекторов инфракрасного излучения.

Волноводы и сенсоры из германия используется для решения задач современной инфракрасной фотоники [1–3]. Показатель преломления является одной из фундаментальных характеристик материалов среднего ИК диапазона, которая определяет их оптические свойства и дальнейшее применение. Дисперсия ПП зависит от состава матрицы, атомной структуры, температуры и других параметров. Для измерения спектральной зависимости ПП германия природного изотопного состава применяют различные методики [4–9]. Одним из наиболее перспективных методов является метод интерференционной рефрактометрии [10–13]. Он обладает высокой прецизионностью, применяется в широком диапазоне длин волн, что позволяет использовать его при исследовании изотопных эффектов в высокочистых кристаллических полупроводниках. Это было продемонстрировано в наших предыдущих работах по измерению ПП монокристаллов стабильных изотопов кремния и германия [14–16].

Развитие гидридного метода способствовало получению индивидуальных изотопов германия высокой химической и изотопной чистоты [17]. Исследование свойств монокристаллов изотопов германия показало, что изменение изотопного состава существенно влияет на теплопроводность, термоэдс, спиновые взаимодействия, фононные спектры ИК пропускания и спектры комбинационного рассеяния света (КРС) [18–24]. В [16] были получены данные о спектральной зависимости ПП монокристаллов изотопов германия $^{72}$Ge,$^{73}$Ge,$^{74}$Ge и $^{76}$Ge. Обнаружено, что значение ПП уменьшается с увеличением атомной массы изотопа. Недавно гидридным методом были получены высокочистые монокристаллические образцы самого легкого изотопа $^{70}$Ge [25]. Представляет интерес изучение его свойств и сопоставление их с полученными ранее результатами для других изотопов германия.

Целью работы было изучение спектральной зависимости ПП и спектров КРС монокристалла изотопа $^{70}$Ge.

**Таблица 1.** Изотопный состав монокристалла $^{70}$Ge

| Атомная масса изотопа | $C$, at.% | $\Delta$, at.% |
|---|---|---|
| 70 | 99.92597 | 0.00040 |
| 72 | 0.00669 | 0.00009 |
| 73 | 0.00007 | 0.00002 |
| 74 | 0.0672 | 0.0040 |
| 76 | $< 0.00001$ | – |

*Примечание*: $C$ — концентрация изотопа, $\Delta$ — неопределенность в измерении содержания изотопа.

## Экспериментальная часть

Германий, обогащенный изотопом $^{70}$Ge, был получен гидридным методом. Монокристалл выращен методом Чохральского с помощью методики, описанной в работе [17]. Образцы изотопно обогащенного германия имели дырочный тип проводимости. Удельное электросопротивление при комнатной температуре составляло $\sim 50\,\Omega\cdot$cm. Изотопный состав монокристалла представлен в табл. 1. Содержание химических примесей не превышало $10^{-5}-10^{-6}$ mass.%

Для проведения спектроскопических измерений из монокристалла $^{70}$Ge изготовили три полированные плоскопараллельные пластины. Качество обработки поверхностей образцов определялось по наблюдаемой в отражении интерференционной полосе между образцами и образцом сравнения, с которым они находились в оптическом контакте. Образцы для измерения показателя преломления имели плоскостность поверхности лучше, чем 1/10 полосы Ньютона ($\lambda_{1/4} = 544$ nm), параллельность сторон лучше, чем $1''$, и класс чистоты поверхности 60/40. Толщины образцов составляли: 0.85074, 1.25386 и 1.54781 mm. Точность измерения толщины должна быть достаточно высокой, поскольку она даёт основной вклад в погрешность определения ПП при использовании метода интерференционной рефрактометрии.

Для того чтобы обеспечить определение ПП с точностью до $1\cdot10^{-4}$, толщины образцов определяли при помощи голографического длинномера ГД-30, точность измерения которого составляла $0.05\,\mu$m.

Интерференционные спектры образцов измеряли с помощью вакуумируемого ИК фурье-спектрометра IFS-125HR, оснащенного высокочувствительными охлаждаемыми детекторами MCT и InSb в диапазоне волновых чисел $8000-400\,\text{cm}^{-1}$ с разрешением 0.1 при температуре 20.0 °C (293 K). Температура образцов германия контролировалась с точностью до 0.1 K. Во время измерения спектров пропускания и толщины температура образца поддерживалась на уровне $20.1 \pm 0.05$°C.

Для уменьшения погрешности измерений спектров пропускания стремились к минимизации угловой апертуры пучка в кюветном отделении спектрометра, чтобы лучи, падающие на образец, были параллельными. В настоящей работе мы опирались на методику интерференционной рефрактометрии, предложенную в [12,13], где использовался идентичный по геометрии фурье-спектрометр IFS 113v (Bruker). При разработке этой методики, было проведено исследование зависимости модуляции пропускания от угловой апертуры сходящегося пучка для образцов в виде тонких пластин. В [13] было определено, что в пределах $\pm1\cdot10^{-4}$ расчётные ПП для спектров образцов толщиной $\sim 1$ mm, измеренных при разной апертуре, совпадают, и относительная ошибка $\Delta n/n$ расчёта ПП при апертуре с углами 2°, 6° и 10° составляет $1.37\cdot10^{-5}$, $1.12\cdot10^{-4}$ и $3.16\cdot10^{-4}$ соответственно.

Регистрация спектров в настоящем исследовании проводилась с использованием апертурной диафрагмы 1.5 mm, а также дополнительной диафрагмы перед образцом. Дополнительное диафрагмирование пучка позволяло уменьшить угловую апертуру в области перетяжки, где помещается образец, до $\sim 1°$. При выборе значений апертурной диафрагмы руководствовались отношением сигнал/шум, так как её дальнейшее уменьшение приводило к уменьшению мощности излучения, падающего на образец, что негативно сказывалось на качестве спектров. При апертурном угле $\sim 0.5°$ и 1° и толщине образца 1 mm вклад расходимости пучка в эффективную толщину пластины не превышал погрешности определения толщины образцов $\sim 0.05$ и $0.15\,\mu$m соответственно, что позволяло достичь необходимой точности определения ПП.

Спектры КРС были получены с использованием комплекса ИНТЕГРА Спектра (NT-MDT, Россия) при комнатной температуре в схеме на отражение. Возбуждение осуществлялось излучением полупроводникового лазера с длиной волны 473 nm. Детектирование спектров КРС проводилось охлаждаемой ПЗС-камерой ANDORTM в диапазоне $150-1000\,\text{cm}^{-1}$ с шагом $0.7\,\text{cm}^{-1}$.

## Результаты и обсуждение

### Дисперсия показателя преломления

Для изучения спектральной зависимости ПП образцов германия, обогащенных 70 изотопом, методом интерференционной рефрактометрии были зарегистрированы ИК спектры пропускания. Для расчёта спектральной зависимости показателя преломления с помощью интерференционной рефрактометрии была применена методика, описанная в [11–16], в которой из частот пиков интерференции $\nu_m$ в спектрах пропускания плоскопараллельных пластин германия определяется порядок максимумов интерференции $m$, затем из выражения (1) рассчитывается зависимость $n(\nu_m)$ ПП во всем измеренном спектральном диапазоне интерференционного спектра.

$$2hn(\nu_m)\nu_m = m, \tag{1}$$

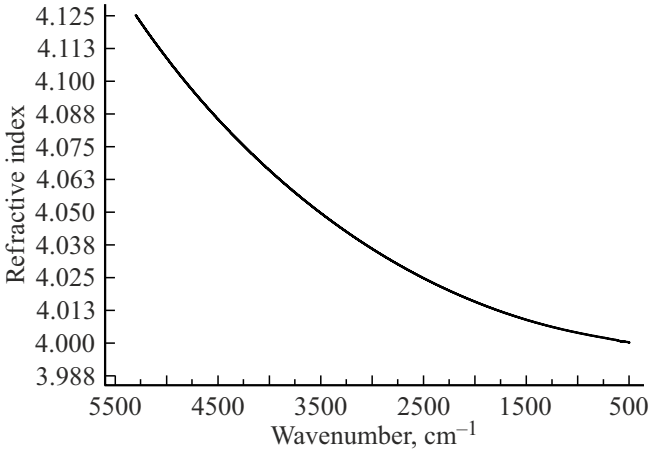


**Рис. 1.** Спектральная зависимость ПП монокристалла $^{70}$Ge, усредненная по трем образцам. $T = 293$ K.

где $m$ — порядок интерференции („номер максимума"), $h$ — толщина пластины в cm, $n(\nu_m)$ — показатель преломления на соответствующей частоте, $\nu_m$ — частота интерференционного максимума в cm$^{-1}$.

Во всем спектральном диапазоне интерференционных спектров были определены положения максимумов интерференции с 2200 пиками с точностью до 0.001 cm$^{-1}$. При этом каждый максимум интерференции содержал не менее 20 экспериментальных точек. Усреднение проводилось по трем образцам.

Впервые получены данные о дисперсии ПП, монокристаллического $^{70}$Ge при температуре 293 K в широком диапазоне волновых чисел, которые представленные на рис. 1. Спектральный диапазон определения дисперсии ПП и расчета аппроксимирующей зависимости составил 5300 – 450 cm$^{-1}$ или 1.89 – 22.22 $\mu$m.

Экспериментальные данные для германия, обогащенного изотопом $^{70}$Ge, показанные на рис. 1, были аппроксимированы с использованием полиномиальной регрессии Коши 9-й степени [26]:

$$n(\nu) = A_0 + \Sigma_{(i=1)}^{9} B^i \nu, \qquad (2)$$

где $i = 1, 2 \ldots 9$; $\nu$ — волновое число, $\nu = 10^4/\lambda$ (cm$^{-1}$).

Коэффициенты аппроксимации для полинома, наилучшим образом описывающего экспериментальные результаты в диапазоне длин волн 1.94–20 $\mu$m, приведены в табл. 2. Максимальное значение среднеквадратичного отклонения $R$ для всех диапазонов аппроксимации составило $8.5 \cdot 10^{-6}$.

На рис. 2 представлена спектральная зависимость ПП образца монокристалла $^{70}$Ge в узком интервале волновых чисел 4200–3980 cm$^{-1}$ вдали от краев электронных и фононных переходов германия. На этом же графике приведены дисперсионные данные для других изотопов, полученные нами ранее [16]. Значение ПП для образца $^{70}$Ge оказалось выше во всем исследованном спектральном диапазоне. Результаты подтверждает выявленную ранее тенденцию к увеличению ПП при уменьшении средней атомной массы изотопов германия.

**Таблица 2.** Значения коэффициентов аппроксимации дисперсионной зависимости ПП образца $^{70}$Ge в спектральной области 1.94–20 $\mu$m

| Коэффициент | Значение |
|---|---|
| A0 | 3.992280 |
| B1 | $2.873970 \cdot 10^{-5}$ |
| B2 | $-4.185230 \cdot 10^{-8}$ |
| B3 | $4.086530 \cdot 10^{-11}$ |
| B4 | $-2.246000 \cdot 10^{-14}$ |
| B5 | $7.867070 \cdot 10^{-18}$ |
| B6 | $-1.755640 \cdot 10^{-21}$ |
| B7 | $2.417000 \cdot 10^{-25}$ |
| B8 | $-1.869460 \cdot 10^{-29}$ |
| B9 | $6.223960 \cdot 10^{-34}$ |

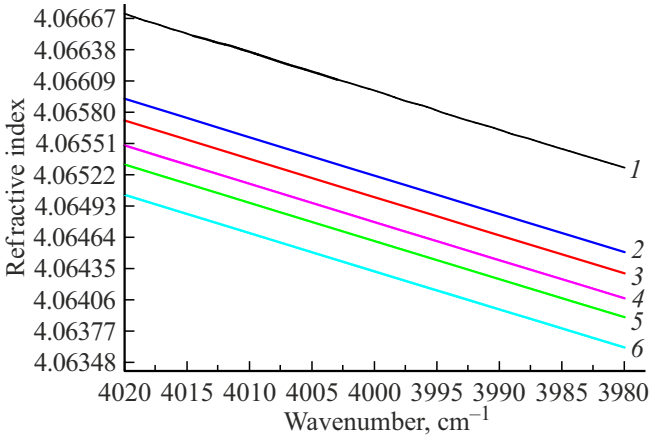


**Рис. 2.** Дисперсионная зависимость ПП высокочистых изотопов монокристаллического германия в узком диапазоне волновых чисел. Сравнение $^{70}$Ge с данными, полученными ранее в [15]: *1* — $^{76}$Ge, *2* — $^{74}$Ge, *3* — $^{73}$Ge, *4* — $^{nat}$Ge, *5* — $^{72}$Ge, *6* — $^{70}$Ge.

## Анализ точности измерений

На рис. 3 приведена спектральная зависимость разности расчетного показателя преломления для монокристалла $^{70}$Ge и его аппроксимированных значений.

Видно, что отклонение аппроксимации от расчетных значений показателя преломления составляет менее $5 \cdot 10^{-5}$ в достаточно широком спектральном диапазоне. Однако при волновых числах менее 1000 cm$^{-1}$ (длинах волн более 10 $\mu$m) точность определения показателя преломления снижается из-за шумов в спектрах про-

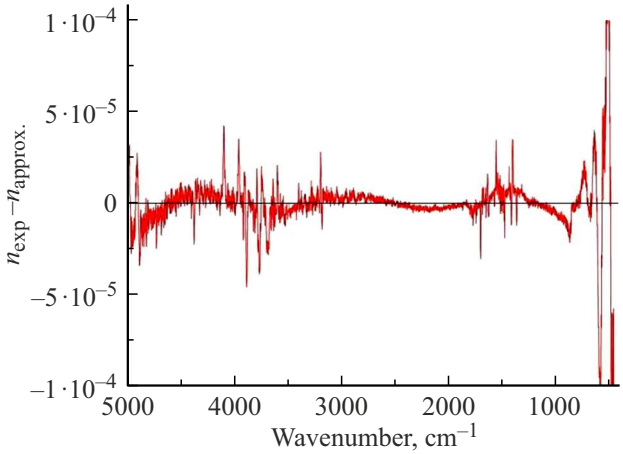


**Рис. 3.** Спектральная зависимость разности между рассчитанными $n_{\exp}$ и аппроксимированными $n_{\approx}$ значениями ПП для $^{70}$Ge.

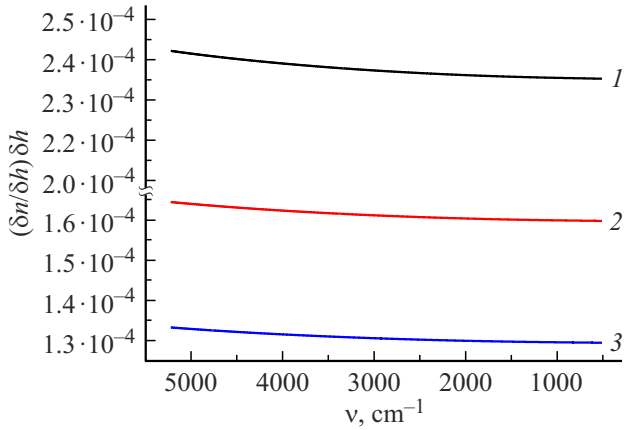


**Рис. 4.** Спектральная зависимость погрешности определения показателя преломления $^{70}$Ge, вносимая погрешностью измерения толщины образцов: $h = 0.085074$ cm (*1*), 0.125385 cm (*2*), 0.154781 cm (*3*). $\Delta h = 0.05\,\mu$m ($5\cdot10^{-6}$ cm) — погрешность определения толщины голографического длинномера.

пускания (в основном из-за снижения интенсивности используемого источника излучения). Среднеквадратичное отклонение значений ПП не превышало $3\cdot10^{-4}$, относительная ошибка составила $\varepsilon_n = 0.01\,\%$; при доверительной вероятности $\alpha = 0.95$.

В методе интерференционной рефрактометрии погрешность расчета показателя преломления в формуле (3) складывается из трех составляющих:

$$\Delta n = \sqrt{\left(\frac{\delta n}{\delta m}\Delta m\right)^2 + \left(\frac{\delta n}{\delta h}\Delta h\right)^2 + \left(\frac{\delta n}{\delta \nu}\Delta \nu\right)^2}, \qquad (3)$$

где $\Delta n$ — общая погрешность определения ПП, $\Delta m\delta n/\delta m$ — ошибка определения порядка максимума интерференции, $\Delta\nu\delta n/\Delta\nu$ — ошибка определения частоты, $\Delta h\delta n/\delta h$ — ошибка определения толщины образца. Так как номер порядка интерференции определяется абсолютно точно, $\Delta m\delta n/\delta m = 0$. Наибольший вклад в погрешность определения показателя преломления при использовании данной методики вносит погрешность измерения толщины образца $\Delta h$. На рис. 4 представлены спектральные зависимости величины $\Delta h\delta n/\delta h$ для образцов германия разной толщины.

Погрешность значений показателя преломления германия $\Delta n = n\Delta h/h$ при однозначных значениях $m$ для всех максимумов интерференции в случае использования одного образца толщиной около 1 mm составляет в среднем около $2\cdot10^{-4}$ (при $\Delta h = 0.05\,\mu$m). Использование двух и более образцов позволяет уменьшить эту погрешность за счет корреляции значений показателя преломления, определенных для всех образцов разной толщины во всем диапазоне измерений. По нашим оценкам погрешность определения ПП во всем спектральном диапазоне, обусловленная погрешностью определения толщины образцов, не превысила $1.4\cdot10^{-4}$.

Таким образом, исходя из данных о погрешности определения положения максимумов $\Delta\nu\delta n/\delta$, составляющей $\sim 6\cdot10^{-5}$, подобно предыдущей работе [16], суммарная погрешность определения ПП $^{70}$Ge методом интерференционной рефрактометрии в наших измерениях не превышала значение $2\cdot10^{-4}$.

**Таблица 3.** Показатель преломления монокристаллического германия, обогащенного изотопом $^{70}$Ge, на длинах волн $2-10\,\mu$m, в сравнении с данными для других изотопов, полученными ранее [15]

| Изотоп | $2\,\mu$m | $2.5\,\mu$m | $5\,\mu$m | $10\,\mu$m |
|---|---|---|---|---|
| $^{70}$Ge | 4.10890 | 4.06601 | 4.01577 | 4.00391 |
| $^{72}$Ge | 4.10797 | 4.06517 | 4.01502 | 4.00319 |
| $^{\text{Nat}}$Ge | 4.10762 | 4.06501 | 4.01506 | 4.00325 |
| $^{73}$Ge | 4.10742 | 4.06479 | 4.01478 | 4.00295 |
| $^{74}$Ge | 4.10716 | 4.06461 | 4.01464 | 4.00281 |
| $^{76}$Ge | 4.10685 | 4.06433 | 4.01439 | 4.00258 |

## Зависимость ПП от средней атомной массы Ge

Значения ПП, рассчитанные для нескольких длин волн в монокристаллах, обогащенных стабильными изотопами $^{70}$Ge, $^{72}$Ge, $^{73}$Ge, $^{74}$Ge, $^{76}$Ge, $^{\text{nat}}$Ge, представлены в табл. 3.

Результаты дисперсии ПП в широком диапазоне длин волн при температуре 293 K, полученные в настоящей работе для изотопа $^{70}$Ge, дополняют исследования ПП изотопов монокристаллов германия, начатые нами ранее в [15]. Значения ПП, полученные для образца монокристалла $^{70}$Ge, позволили уточнить функции аппроксимации (1)–(3). Видно, что зависимость измеренных значений ПП от средней атомной массы изотопа на

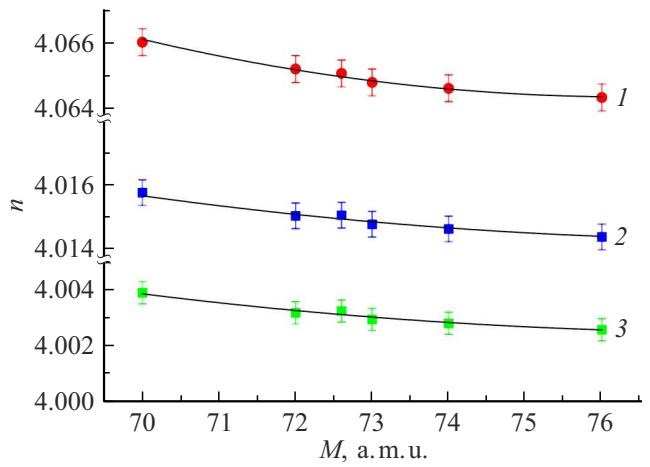


**Рис. 5.** Зависимость значения ПП от средней атомной массы германия при 2.5 $\mu$m (*1*), 5.0 $\mu$m (*2*) и 10.0 $\mu$m (*3*). Кривые аппроксимации: (*1*) $n = 4.28573 - 0.00577 \cdot M + 3.76075 \cdot 10^{-5} \cdot M^2$; (*2*) $n = 4.13573 - 0.0031 \cdot M + 1.97842 \cdot 10^{-5} \cdot M^2$; (*3*) $n = 4.12961 - 0.00326 \cdot M + 2.08513 \cdot 10^{-5} \cdot M^2$; $M$ — средняя атомная масса в a.m.u.

длинах волн 2.5, 5.0 и 10.0 $\mu$m, показанная на рис. 5, демонстрирует нелинейный характер. Наблюдается сдвиг спектральной зависимости ПП вниз относительно легкого изотопа, рис. 2 и рис. 5.

Сравнительный анализ с данными, полученными ранее для монокристаллов германия различного изотопного состава, показал, что германий, обогащенный изотопом $^{70}$Ge, имеет наибольшее значение ПП в спектральном диапазоне 1.94–20 $\mu$m при $T = 293$ K. Результаты подтверждают выявленную ранее тенденцию к увеличению ПП при уменьшении атомной массы изотопов германия.

Наблюдаемая зависимость показателя преломления связана со средней атомной массой германия выражением (4), учитывающим классическую модель решетки осцилляторов с дипольным взаимодействием [27,28]. В этой модели для кубической решетки в пренебрежении поглощением и пространственной дисперсией

$$n^2(\omega) = 1 - \frac{\alpha E_g(M_i)}{\omega^2 - E_g^2(M_i)} - \frac{\tilde{\beta}\Omega_i}{\omega^2 - \Omega_i^2}, \qquad (4)$$

где $E_g$ — ширина запрещённой зоны, $M_i$ — масса атома изотопа, $\Omega_i$ — частота фононов, $\alpha$ и $\tilde{\beta}$ — параметры модели, описывающие осцилляторы двух типов, отвечающих соответственно электронному и фононному краям собственного поглощения. Выражения для энергии $E_g(T_i, M_i)$ и $\Omega_i(M_i)$ в области края собственного поглощения изотопно-чистого кристалла германия приведены в [29–31].

Используя выражение (4) и известные из литературных данных [32,33] значения для ширины запрещенной зоны и частоты фононов монокристаллов изотопов $^{70}$Ge и $^{76}$Ge, нами были сделаны оценки разности ПП для этих

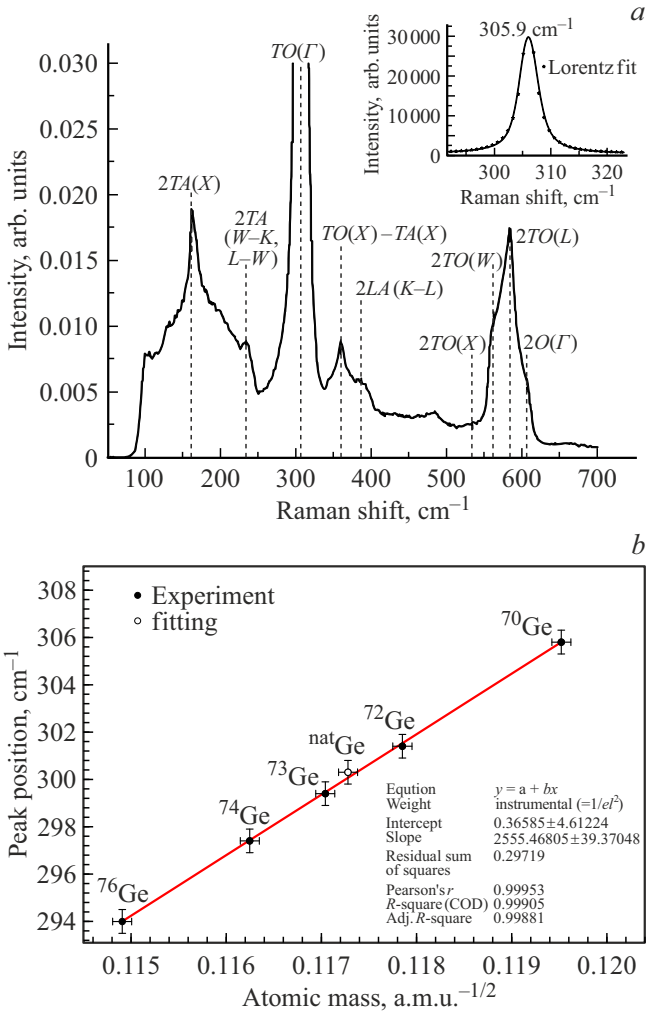


**Рис. 6.** Спектр КРС монокристалла изотопа германия $^{70}$Ge (*a*); зависимость максимума полосы КРС от средней атомной массы германия (*b*). Данные для изотопов $^{72}$Ge, $^{73}$Ge, $^{74}$Ge, $^{76}$Ge и $^{nat}$Ge взяты из работы [16].

изотопов при длинах волн 2.5, 5 и 10 $\mu$m. Результаты проведенной оценки подтверждают наблюдаемую экспериментально тенденцию к увеличению значения ПП с уменьшением атомной массы изотопа. Более подробным исследованиям в этой области мы планируем уделить больше внимания в наших следующих работах.

## Спектры КРС

В спектре КРС монокристалла изотопа германия $^{70}$Ge наблюдается полоса $TO(\Gamma)$, которая соответствует рассеянию первого порядка на оптических фононах в точке симметрии $\Gamma$ (рис. 6).

Максимум основной полосы $TO(\Gamma)$, аппроксимированной функцией Лоренца, наблюдается при значении волнового числа 305.9 cm$^{-1}$, как видно на вставке рис. 6, *a*. Частота максимума в спектре КРС образца $^{70}$Ge сдвигается в коротковолновую область по сравнению с более тяжелыми изотопами. Результаты согласуются с

**Таблица 4.** Частоты максимумов полос КРС для изотопа $^{70}$Ge

| Фонон* | Положение максимума, cm$^{-1}$ |
|---|---|
| $2TA(X)$ | 162.4 |
| $2TA(W-K, L-W)$ | 233.7 |
| $TO(\Gamma)$ | 305.7 |
| $TO(X)+TA(X)$ | 358.7 |
| $2LA(K-L)$ | 388.9 |
| $2TO(W)$ | 559.2 |
| $2TO(L)$ | 584.0 |
| $2O(\Gamma)$ | 607.0 |

*Примечание*: *Отнесение [34].

полученной ранее для других изотопов германия зависимостью максимума полосы КРС от средней атомной массы. Положения пиков основной полосы КРС для всех образцов стабильных изотопов германия приведены на рис. 6, *b* в зависимости от средней атомной массы $M_i^{-1/2}$. Красная линия представляет лучшее линейное соответствие экспериментальных значений волнового числа фононов для всех монокристаллов изотопов германия по зависимости $\Omega_i = 2559(M_i[\text{a.m.u.}])^{-1/2}\,\text{cm}^{-1}$, действительной в гармоническом приближении.

Дисперсия остатков линейной регрессии (RSS) оказалось минимальной (0.07) для зависимости $\Omega_i(M_i^{-1/2})$ образцов изотопов германия. Это подтверждает высокое структурное совершенство монокристаллов полученных изотопов. Аналогичная картина наблюдалась для моноизотопных образцов Si в [14,15].

Изучены спектры КРС второго порядка для монокристалла, обогащенного изотопом $^{70}$Ge, связанные с рассеянием фотонов посредством двухфононных процессов. Частоты максимумов полос КРС в образце $^{70}$Ge представлены в табл. 4.

Также как и для полосы первого порядка, в спектре второго порядка наблюдается сдвиг максимумов полос КРС в коротковолновую область при уменьшении атомной массы. Наибольшее отношение величины изотопного сдвига к изменению атомной массы $\Delta\omega/\Delta M$ наблюдается в высокочастотной части спектра.

## Заключение

Впервые получены данные о спектральной зависимости ПП монокристаллического германия, обогащенного изотопом $^{70}$Ge при температуре 293 K. Сопоставление с результатами определения ПП для более тяжелых изотопов германия показало, что $^{70}$Ge имеет наибольшее значение ПП в спектральном диапазоне $1.94-20\,\mu$m, что подтверждает выявленную ранее тенденцию к увеличению ПП при уменьшении средней атомной массы.

Изучены спектры КРС образца монокристаллического $^{70}$Ge при комнатной температуре. Результаты позволили уточнить полученную ранее зависимость частоты КРС первого порядка от средней атомной массы в образцах монокристаллов германия, обогащенных изотопами $^{70}$Ge, $^{72}$Ge, $^{73}$Ge, $^{74}$Ge и $^{76}$Ge.

Получены табличные данные о частотах колебаний кристаллической решетки второго порядка $^{70}$Ge.

### Благодарность

Авторы выражают благодарность А.М. Потапову за проведение химического и изотопного анализа образцов монокристаллов изотопно-обогащенного германия.

### Финансирование работы

Работа выполнена при поддержке Министерства образования и науки РФ (№ FFSR-2025-0003).

### Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

## Список литературы

[1] E. Haller. Materials Science in Semiconductor Processing, **9** (4–5), 408 (2006). DOI: 10.1016/j.mssp.2006.08.063
[2] M. Li, Y.Li. Appl. Opt., **50** (2), 231(2011). DOI: 10.1364/AO.50.000231
[3] А.И. Якимов, А.В. Двуреченский, В.В. Кириенко, Н.П. Степина, А.И. Никифоров, В.В. Ульянов, С.В. Чайковский, В.А. Володин, М.Д. Ефремов, М.С. Сексенбаев, Т.С. Шамирзаев, К.С. Журавлев. ФТП, **38** (10), 1265 (2004). [A.I. Yakimov, A.V. Dvurechenskii, V.V. Kirienko, N.P. Stepina, A.I. Nikiforov, V.V. Ul'yanov, S.V. Chaikovskii, V.A. Volodin, M.D. Efremov, M.S. Seksenbaev, T.S. Shamirzaev, K.S. Zhuravlev. Semiconductors, **38** (10), 1225 (2004). DOI: 10.1134/1.1808834].
[4] H.H. Li. J. Phys. Chem. Reference Data, **9** (3), 561 (1980). DOI: 10.1063/1.555624
[5] R.P. Edwin, M.T. Dudermel, M. Lamare. Appl. Opt., **21** (5), 878 (1982). DOI: 10.1364/AO.21.000878
[6] B.J. Frey, D.B. Leviton, T.J. Madison. Proc. SPIE, 62732J (2006). DOI: 10.1117/12.672850
[7] F. Lukes. Czechoslovak J. Phys., **10** (10), 742 (1960). DOI: 10.1007/BF01558104
[8] H.W. Icenogle, B.C. Platt, W.L. Wolfe. Appl. Opt., **15** (10), 2348 (1976). DOI: 10.1007/BF01558104
[9] R.J. Collins. *Infrared properties of germanium*, Ph.D. Thesis (Purdue University, West Lafayette, IN, 1953).
[10] D.H. Rank, H.E. Bennett, D.C. Cronemeyer. J. Opt. Soc. Am., **44** (1), 13 (1954). DOI: 10.1364/JOSA.44.000013
[11] А.В. Васильев, В.В. Войцеховский, В.Г. Плотниченко. Высокочистые вещества, **3**, 39 (1991).
[12] В.Г. Плотниченко, В.О. Назарьянц, Е.Б. Крюкова, Ю.Н. Пырков, Е.М. Дианов, Б.И. Галаган, С.Е. Сверчков. Неорганические материалы, **45** (3), 366 (2009). [V.G. Plotnichenko, V.O. Nazaryants, E.B. Kryukova,

Yu.N. Pyrkov, E.M. Diaonov, B.I. Galagan, S.E. Sverchkov. Inorganic Materials, **45** (3), 322 (2009). DOI: 10.1134/S0020168509030182].

[13] В.О. Назарьянц. *Спектральная зависимость показателя преломления новых материалов для лазерной, волоконной и интегральной оптики.* Автореф. дис. канд. физ. мат. наук (НЦВО РАН, М., 2010). URL: http://new.fibopt.ru/ru/disser/106

[14] В.Г. Плотниченко, В.О. Назарьянц, Е.Б. Крюкова, В.В. Колташов, В.О. Соколов, А.В. Гусев, В.А. Гавва, М.Ф. Чурбанов, Е.М. Дианов. Квант. электрон., **40** (9), 753 (2010). [V.G. Plotnichenko, V.V. Koltashev, V.O. Sokolov, E.M. Dianov, V.O. Nazaryants, E.B. Kryukova, A.V. Gusev, V.A. Gavva, M.F. Churbanov. Quantum Electronics, **40** (9), 753 (2010). DOI: 10.1070/QE2010v040n09ABEH014399].

[15] V.G. Plotnichenko, V.O. Nazaryants, E.B. Kryukova, V.V. Koltashev, V.O. Sokolov, A.V. Gusev, V.A. Gavva, T.V. Kotereva, M.F. Churbanov, E.M. Dianov. Appl. Opt., **50** (23), 4633 (2011). DOI: 10.1364/AO.50.004633

[16] V.A. Lipskiy, T.V. Kotereva, A.D. Bulanov, V.A. Gavva, M.F. Churbanov, V.O. Nazaryants, V.V. Koltashev, V.G. Plotnichenko. Appl. Opt., **58** (27), 7489 (2019). DOI: 10.1364/AO.58.007489

[17] M.F. Churbanov, V.A. Gavva, A.D. Bulanov, N.V. Abrosimov, E.A. Kozyrev, I.A. Andryushchenko, V.A. Lipskii, S.A. Adamchik, O.Yu. Troshin, A.Yu. Lashkov, A.V. Gusev. Crystal Research and Technology, **52** (4), 1700026 (2017). DOI: 10.1002/crat.201700026

[18] M. Asen-Palmer, K. Bartkowski, E. Gmelin, M. Cardona, A.P. Zhernov, A.V. Inyushkin, A. Taldenkov, V.I. Ozhogin, K.M. Itoh, E.E. Haller. Phys. Rev. B, **56** (15), 9431 (1997). DOI: 10.1103/PhysRevB.56.9431

[19] A.V. Inyushkin, A.N. Taldenkov, V.I. Ozhogin, K.M. Itoh, E.E. Haller. Phys. Rev. B, **68** (15), 153203 (2003). DOI: 10.1103/PhysRevB.68.153203

[20] M. Cardona, M.L.W. Thewalt. Rev. Mod. Phys., **77**, 1173 (2005). DOI: 10.1103/PhysRevB.68.153203

[21] H.D. Fuchs., P. Etchegoin, M. Cardona, K. Itoh, E.E. Haller. Phys. Rev. Lett., **70** (11), 1715 (1993). DOI: 10.1103/PhysRevLett.70.1715

[22] В.А. Гавва, Т.В. Котерева, В.А. Липский, А.В. Нежданов. Опт. и спектр., **120** (2), 266 (2016). DOI: 10.7868/S0030403416020112 [V.A. Gavva, T.V. Kotereva, V.A. Lipskiy, A.V. Nezhdanov. Opt. Spectrosc., **120** (2), 255 (2016). DOI: 10.1134/S0030400X16020119].

[23] Г.И. Кропотов, В.Е. Рогалин, И.А. Каплунов, А.А. Шахмин, С.А. Филин, А.Д. Буланов. Опт. и спектр., **131** (6), 889 (2023). DOI: 10.21883/OS.2023.06.55926.4334-22 [G.I. Kropotov, V.E. Rogalin, I.A. Kaplunov, A.A. Shakhmin, S.A. Filin, A.D. Bulanov. Opt. Spectrosc., **131** (6), 840 (2023). DOI: 10.61011/EOS.2023.06.56675.4334-22].

[24] Г.И. Кропотов, А.Д. Буланов, В.Е. Рогалин, И.А. Каплунов, А.А. Шахмин. Доклады Российской академии наук. Физика, технические науки, **511** (1), 10 (2023). DOI: 10.31857/S2686740023040077 [G.I. Kropotov, A.D. Bulanov, V.E. Rogalin, I.A. Kaplunov, A.A. Shakhmin. Doklady Physics, **68** (8), 241 (2023). DOI: 10.1134/S1028335823080049].

[25] В.А. Гавва, О.Ю. Трошин, С.А. Адамчик, А.Ю. Лашков, Н.В. Абросимов, А.М. Гибин, П.А. Отопкова, А.Ю. Созин, А.Д. Буланов. Неорганические материалы, **58** (3), 258 (2022). DOI: 10.31857/S0002337X22030058 [V.A. Gavva, O.Yu. Troshin, S.A. Adamchik, A.Yu. Lashkov, N.V. Abrosimov, A.M. Gibin, P.A. Otopkova, A.Yu. Sozin, A.D. Bulanov. Inorganic Materials, **58** (3), 246 (2022). DOI: 10.1134/S0020168522030050].

[26] D.Y. Smith, M. Inokuti, W. Karstens. J. Phys.: Condens. Matter., **13**, 3883 (2001). DOI: 10.1088/0953-8984/13/17/309

[27] U. Fano. Phys. Rev., **118** (2), 451 (1960). DOI: 10.1103/physrev.118.451

[28] В.М. Агранович, В.Л. Гинзбург. *Кристаллооптика с учётом пространственной дисперсии и теория экситонов*, 2-е изд. (Наука, М., 1979), с. 348.

[29] M. Cardona. Phys. Stat. Sol. (b), **220** (1), 5 (2000). DOI: 10.1002/1521-3951(200007)220:1<5::AID-PSSB5>3.0.CO;2-K

[30] L.F. Lastras-Martınez, T. Ruf, M. Konuma, M. Cardona, D.E. Aspnes. Phys. Rev. B, **61** (19), 12946 (2000). DOI: 10.1103/PhysRevB.61.12946

[31] A.K. Ramdas, S. Rodriguez, S. Tsoi, E.E. Haller. Sol. Stat. Commun., **133** (11), 709 (2005). DOI: 10.1016/j.ssc.2004.12.038

[32] M. Cardona, M.L.W. Thewalt. Rev. Mod. Phys., **77** (4), 1173 (2005)

[33] C. Parks, A.K. Ramdas, S. Rodriguez, K.M. Itoh, E.E. Haller. Phys. Rev. B, **49** (20), 14244 (1994).

[34] H.D. Fuchs, C.H. Grein, C. Thomsen, M. Cardona. Phys. Rev. B, **43** (6), 4835 (1991). DOI: 10.1103/PhysRevB.43.4835