

Министерство образования и науки Российской Федерации

Нижегородский государственный университет им. Н.И. Лобачевского

Национальный исследовательский университет

Учебно-научный и инновационный комплекс

«Физические основы информационно-телекоммуникационных систем»

Гавриленко Л.В., Дубинов А.А., Романов Ю.А.

КОМБИНАЦИОННОЕ РАССЕЙЯНИЕ СВЕТА В ТВЕРДЫХ ТЕЛАХ
(Электронное методическое пособие)

Мероприятие 1.2. Совершенствование образовательных технологий, укрепление материально-технической базы учебного процесса

Учебная дисциплина: «Спецпрактикум»

Специальность «Радиофизика и электроника»

Направление: «Радиофизика»

Нижний Новгород

2010

Комбинационное рассеяние света в твердых телах

Аннотация

В работе измеряется спектр неупругого рассеянного излучения лазера от образца SiGe (твердого раствора Si и Ge). Рассеяние происходит на колебаниях кристаллической решетки с передачей части энергии лазерного излучения этим колебаниям. В результате чего, длина волны рассеянного излучения отличается от длины волны лазера накачки. По изменению длины волны (или частоты) рассеянного излучения определяются характеристики нормальных мод колебаний кристаллической решетки, и, затем, постоянная решетки твердого раствора SiGe. Измерения проводятся при комнатной температуре.

Цель работы: наблюдение рассеяния света на колебаниях кристаллической решетки твердого тела.

Введение

История открытия эффекта

Опыты по исследованию рассеяния света в конденсированных средах были начаты с 1926 года в Москве Г. С. Ландсбергом и Л. И. Мандельштамом. В результате этих опытов было установлено, что в спектре рассеянного света присутствует слабое излучение, частота которого сдвинута относительно частоты первичного возбуждающего излучения (ω_0) на величину $\Delta\omega$. В спектре имеется несколько симметричных относительно частоты ω_0 спутников с частотами $\omega_0 - \Delta\omega$ (стоксов спутник) и $\omega_0 + \Delta\omega$ (антистоксов спутник). При увеличении частоты падающего излучения спектр частот смещается, однако величина $\Delta\omega$ остается неизменной. На основании этого делается предположение, что $\Delta\omega$ характеризует среду.

В то же время (в 1928 году) аналогичные опыты по изучению рассеяния света в жидкостях выполняли индийские физики Ч. Раман и К. Кришнан. За открытие этого явления в 1930 г. Ч. Раман был удостоен Нобелевской премии.

Упругое и неупругое рассеяние света

Большая часть света, распространяющегося в среде, пропускается или поглощается в соответствии с законами отражения или поглощения (этим процессам отвечают действительная и мнимая части диэлектрической проницаемости ϵ , не зависящей от электрического поля). Очень малая часть света рассеивается во всех направлениях неоднородностями среды. Эти неоднородности могут быть статическими, например, дислокации в кристалле (и рассеивать свет упруго, без изменения его частоты), а могут быть динамическими — флуктуации плотности среды и плотности носителей заряда.

При неупругом рассеянии света поглощается квант падающего излучения и рождается квант рассеянного излучения, при этом происходит рождение или

уничтожение кванта (или квантов) возбуждений кристалла, например, возбуждаются колебания кристаллической решетки (фононы). Конечно, неупругое рассеяние света может происходить не только на колебаниях решетки. Рассеивать свет могут также свободные и связанные носители заряда, плазмоны [1], поляритоны, магноны. Ниже речь пойдет о рассеянии света на колебаниях решетки. Если часть энергии падающего света тратится на возбуждение колебаний решетки, частота рассеянного света меньше частоты падающего (стоксов процесс), в противоположном случае энергия отбирается у колебаний кристаллической решетки (антистоксов процесс) и частота рассеянного света больше частоты падающего.

Для комбинационного рассеяния света (КРС) характерно изменение частоты рассеянного излучения по сравнению с частотой возбуждающего излучения. В отличие от фотолюминесценции, которая представляет собой вторичное излучение на измененной частоте, при КРС рассеивающая система не переходит в возбужденное состояние на конечные (хотя бы малые) промежутки времени. Возбужденные состояния являются при этом виртуальными.

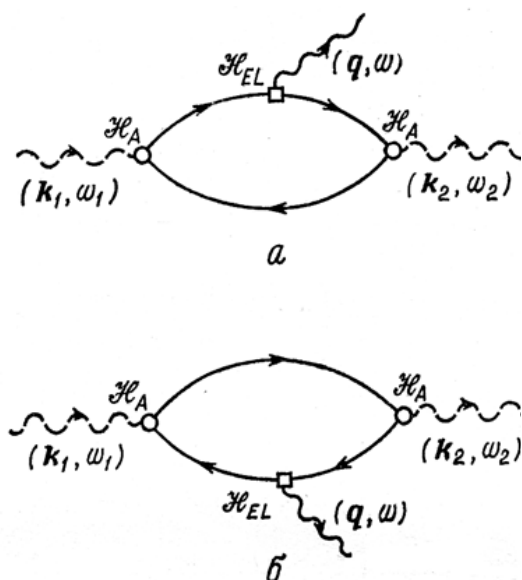


Рис. 1. Диаграммы Фейнмана, соответствующие стоксовым процессам (испускание фонона). Кружками указаны вершины взаимодействия электрона с электромагнитным излучением, квадратиками — испускание фонона.

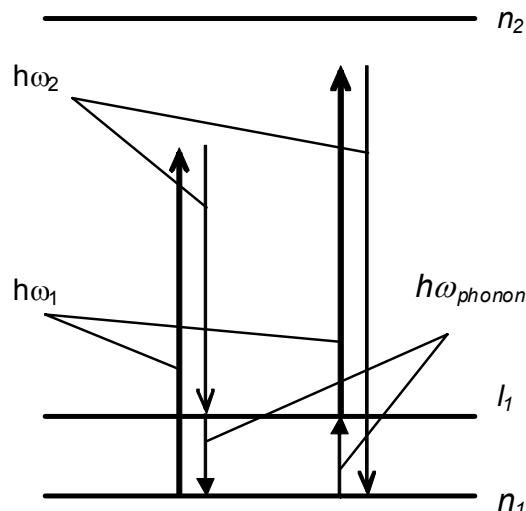


Рис. 2. Виртуальные переходы электрона, соответствующие стоксовым процессам и антистоксовым процессам. Стрелки, направленные вверх соответствуют поглощению, вниз — излучению кванта.

Рассеяние света колебаниями решетки

В процессе поглощения падающего фотона происходит виртуальный¹ электронный переход, соответствующий рождению электрон-дырочной пары (см. рис. 1). Затем вследствие рождения (стоксов процесс) или уничтожения (антистоксов процесс) фонона электрон переходит в другое виртуальное состояние, соответствующее новой (виртуальной) электрон-дырочной паре. Наконец, испуская рассеянный фотон, электрон возвращается в исходное состояние. В данном процессе электрон является «безваттным» переносчиком энергии, он ее не теряет и не приобретает. Энергия и волновой вектор сохраняются для всего процесса в целом.

Закон сохранения энергии:

$$\omega_1 + \omega_2 = \pm \omega. \quad (1)$$

Закон сохранения импульса²:

$$\vec{k}_1 - \vec{k}_2 = \pm \vec{q}. \quad (2)$$

знак «плюс» соответствует испусканию фонона (стоксов процесс), «минус» — поглощению фонона – антистоксов процесс.

На рис. 2 представлено схематическое описание переходов электрона. Здесь n_1 и n_2 — электронные уровни, l_1 — колебательный уровень.

В результате, измеряя спектр рассеянного излучения, можно получить информацию о фононных модах в данном твердом теле. На рис. 3 приведен характерный спектр комбинационно рассеянного света.

Антистоксов процесс возможен только, если фононы уже присутствуют в материале, и его вероятность возрастает с повышением температуры. С другой стороны испускание фонона может быть спонтанным, следовательно, вероятность стоксова процесса остается всегда. Для отношения интенсивностей стоксовой и антистоксовой линий можно получить

$$\frac{I_{antiStokes}}{I_{Stokes}} \propto e^{-\frac{\hbar\omega}{k_B T}}. \quad (3)$$

¹ При виртуальном переходе электрона или дырки в промежуточное (виртуальное) состояние не требуется выполнение закона сохранения энергии (см. рис. 2). Закон сохранения энергии должен выполняться лишь для начального и конечного состояний системы, т.е. для реального процесса в целом

² Можно сформулировать несколько случаев, когда не выполняется соотношение (2) для волновых векторов, но это не значит, что не выполняется закон сохранения импульса.

1. Рассеивающая среда не обладает трансляционной симметрией (например, аморфные тела). В этом случае нельзя ввести волновой вектор и соотношение (2) теряет смысл.
2. Рассеивающий объем мал. То же, что и в п. 1.
3. Падающие и рассеянные волны поглощаются внутри кристалла. В таком случае волновые векторы падающей и рассеянной волн будут комплексными и (2) выполняется с точностью до $\Delta q = \text{Im}(k_1) + \text{Im}(k_2)$.

Последний случай особенно часто реализуется в полупроводниковых материалах.

Частоты, на которых располагаются линии спектра рассеянного света, являются «комбинациями» частоты падающего света Ω_0 и частоты фонона ω . Из-за этого рассеяние и называется комбинационным.

Основными параметрами линии КРС являются:

- *Сдвиг частоты ω* . Это основной параметр, характеризующий исследуемое вещество. Сдвиг равен частоте одного из возбуждений в рассеивающей среде.
- *Интенсивность линии* (высота или интегральная интенсивность). Характеризует эффективность рассеяния на данном колебательном процессе.
- *Ширина линии*. Этот параметр измеряется неточно из-за конечного разрешения спектрального аппарата, конечной ширины возбуждающей линии.
- *Степень деполяризации рассеянного излучения*. Это отношение интенсивностей двух поляризаций рассеянного излучения. Характеризует анизотропию исследуемого объекта.

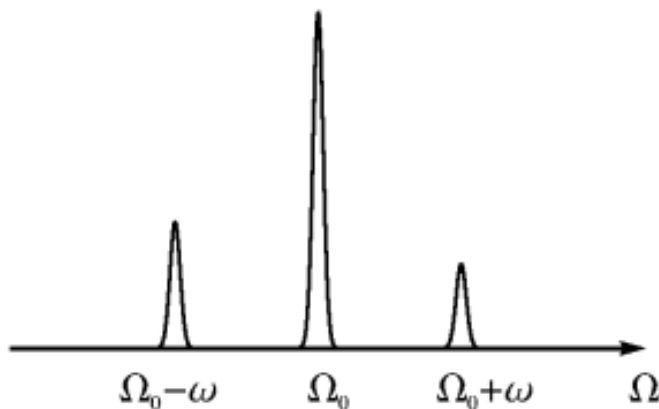


Рис. 3 Соотношение амплитуд стоксова и антистоксова пиков.

Колебания кристаллической решетки

Кристаллическая структура в состоянии равновесия, отвечает минимуму потенциальной энергии совокупности атомов. В состоянии покоя сумма сил, действующих на каждый атом кристалла со стороны других атомов, равна нулю.

Если вывести эту систему из положения равновесия, в кристалле возникнут сложные колебания. Эти колебания, в частности, всегда имеются при конечной температуре, когда кристаллическая структура обладает определенной (тепловой) энергией, т. е. не находится в состоянии покоя. Правда, в квантовой механике доказывается, что и при температуре тела 0 К колебания кристаллической решетки имеют место, но энергию у таких колебаний отобразить не возможно и называются они «нулевыми».

Одномерная цепочка из одинаковых атомов

Рассмотрим одномерную периодическую цепочку атомов — одномерный кристалл с одним атомом в элементарной³ ячейке. Пусть период этой цепочки равен a , тогда для упругих колебаний одномерной цепочки закон дисперсии:

$$\omega = \sqrt{\frac{4\gamma}{M}} \left| \sin \frac{ka}{2} \right|. \quad (4)$$

График зависимости $\omega(k)$ для одномерной цепочки с одним атомом в примитивной ячейке изображен на рис. 4. Когда значение k мало по сравнению с π/a , частота ω линейно зависит от k и определяется формулой

$$\omega = \left(a \sqrt{\frac{\gamma}{M}} \right) |k|.$$

В этом случае групповая скорость ($d\omega/dk$) совпадает с фазовой (ω/k) и обе они не зависят от частоты. Подобная дисперсия наблюдается в сплошных средах, например, для света и обычного звука. В дискретных средах закон дисперсии перестает быть линейным при длинах волн, сравнимых с расстоянием между частицами. В данном случае ω “отстает” от линейного закона по мере роста k , а в точках π/a групповая скорость падает до нуля.

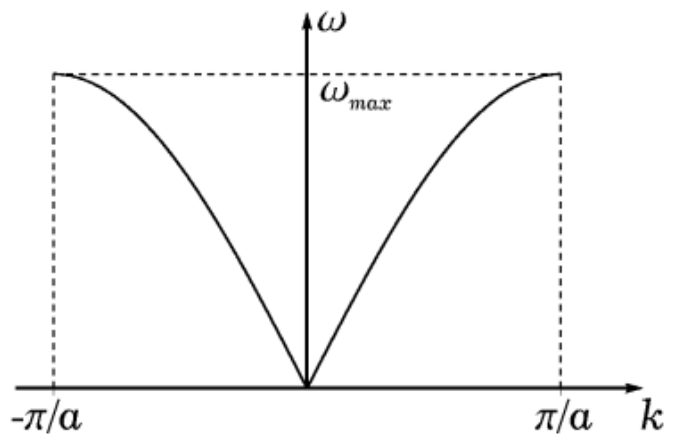


Рис. 4. Закон дисперсии колебаний цепочки с одним атомом в примитивной ячейке.

Одномерная цепочка с двумя атомами в элементарной ячейке

Исследуем теперь колебания цепочки, элементарная ячейка которой состоит из двух атомов с разными массами: M_1 и M_2 , для определенности положим $M_1 < M_2$. Период цепочки (расстояние между узлами ее решетки Браве) как и прежде обозначим через a . Для простоты будем считать, что «пружинки» соединяющие атомы имеют одинаковую жесткость γ .

Его решения имеют вид:

$$\omega^2 = \frac{\gamma}{\mu} \left(1 \pm \sqrt{1 - \frac{4\mu^2}{M_1 M_2} \sin^2 \frac{ka}{2}} \right). \quad (5)$$

Итак, для каждого волнового вектора k существуют две непрерывные функции $\omega(k)$, которые отличаются знаком перед корнем. Говорят, что существуют две ветви колебаний.

³ Элементарная ячейка — такая область, которой можно заполнить все пространство без перекрытия и пустых мест, если ее подвергнуть трансляциям, которые образуют решетку Браве. Более подробно см. [2].

Для решения со знаком «−» можно показать, что в длинноволновом пределе ($ka \ll 1$) закон дисперсии этой ветви линеен, т. е., как и в случае цепочки с одним атомом в примитивной ячейке, описывает акустические колебания. По этой причине вся ветвь (решение со знаком «−») называется акустической (рис. 5).

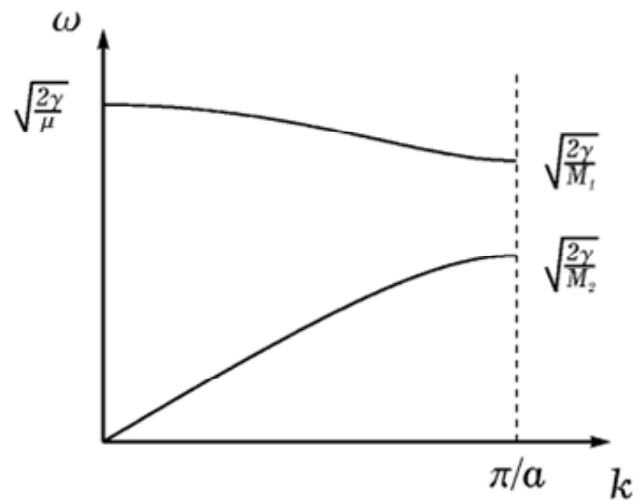


Рис. 5. Закон дисперсии колебаний цепочки с двумя атомами в примитивной ячейке.

Ветвь, соответствующая решению со знаком «+», целиком лежит выше акустической ветви: ее минимальная частота больше максимальной частоты акустических колебаний. Атомы в

каждой ячейке движутся в противофазе, то сближаясь, то удаляясь друг от друга, причем одновременно во всех ячейках (если $k = 0$). Если материал полярный (например, GaAs), то при колебаниях такого типа каждая ячейка представляет собой переменный дипольный момент. Дипольные моменты взаимодействуют с электромагнитным полем, и колебания легко возбуждаются электромагнитными волнами соответствующих частот. В связи с этим, вся ветвь колебаний называется оптической.

Рассеяние света колебаниями решетки

Колебания решетки можно разложить на нормальные моды, которым сопоставляются квазичастицы — фононы. При этом фонон — квант возбуждения решетки. Подробнее о переходе к фононам можно прочитать, например, в [3].

Видно, что свет в кристаллах с двумя атомами в примитивной ячейке (Таковыми кристаллами являются материалы Si, Ge, GaAs, а также другие полупроводники со структурой алмаза и цинковой обманки) может рассеиваться как на оптических, так и на акустических фононах. В данной работе изучается рассеяние света на оптических фононах, часто называемое рамановским рассеянием. Изменение частоты при рассеянии невелико, т. к. частота оптического фонона меньше частоты света (видимого диапазона) в сотни раз. Действительно, характерная энергия кванта света, $\hbar\Omega_0$, равна 2,4 эВ (для зеленого света с длиной волны 514 нм), а энергия оптического фонона составляет около 50 мэВ (400 см^{-1}).

Если в кристалле имеется несколько ветвей оптических фононов, то в спектре комбинационного рассеяния будет наблюдаться несколько пар сателлитов (то же справедливо и для акустических фононов).

Рассеяние на акустических фононах называют рассеянием Мандельштама—Бриллюэна. Частота акустического фонона (см. рис. 4) пропорциональна его волновому вектору, который по величине не превосходит удвоенный волновой вектор фотона (2).

Спектры фононов в полупроводниках со структурой алмаза

Кремний (Si)

Кристаллическая решетка алмаза состоит из двух подрешеток, сдвинутых относительно друг друга на четверть диагонали. Элементарная ячейка таких полупроводников содержит 2 атома, следовательно, присутствуют и акустические и оптические ветви (всего шесть фононных ветвей). На рис. 7 приведен спектр фононов в материале Si, который имеет структуру алмаза [5]. Три нижних ветви соответствуют акустическим фононам, три верхних – оптическим. Вдоль направлений высокой симметрии (таких как [100] и [111]) фононы можно классифицировать как поперечные и продольные. В центре зоны Бриллюэна энергии продольных оптических (LO) и поперечных оптических (TO) фононов совпадают.

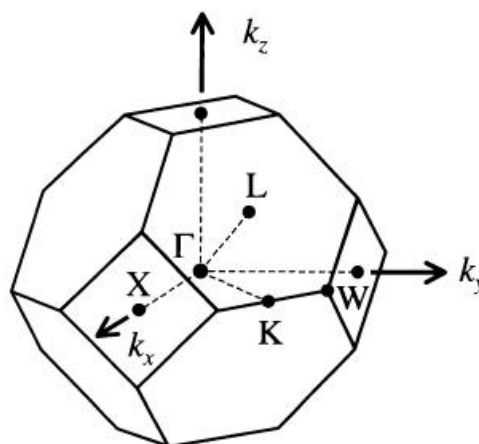


Рис. 6 Зона Бриллюэна для гранецентрированной кристаллической решетки. Направления k_x , k_y , k_z соответствуют [001], [010] и [100].

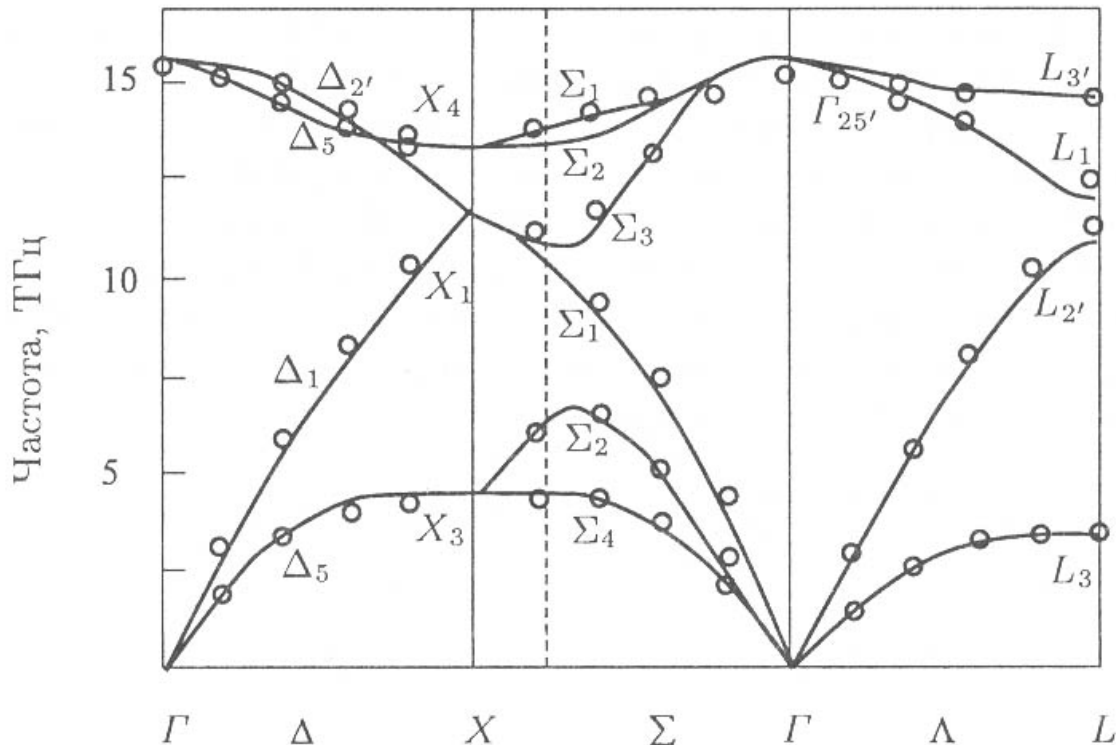


Рис. 7. Фононные дисперсионные кривые Si вдоль осей высокой симметрии. Кружки — экспериментальные результаты [5], сплошные кривые — вычисления [5].

Гетероструктуры (Ge/Si) и твердые растворы ($\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$)

Постоянные кристаллической решетки материалов Ge и Si отличаются примерно на 4%, поэтому если на подложке из одного материала (Si) сверху выращивается другой (Ge) появляются встроенные упругие напряжения в слоях Ge, Si, GeSi многослойных структур. Упругие напряжения при этом оказываются столь значительными, что существенным образом влияют на зонную структуру носителей заряда и спектры фононов. Величины рассогласования кристаллических решеток во многом определяют и качество структур, поскольку напряжения порождают образование структурных дефектов и в ряде случаев сильно ограничивают возможности создания совершенных гетерокомпозиций. В случае, когда материалом слоя является твердый раствор, рассогласование решеток становится меньше, чем в случае структуры из чистых Si и Ge.

Изменения состава, деформации материала меняют кристаллическую структуру, и тем самым проявляются в изменениях колебательных, фононных спектров. Одним из методов структурного анализа, позволяющим исследовать фононные спектры и их изменения, является спектроскопия комбинационного рассеяния света.

В данной работе предлагается исследовать спектр КРС твердого раствора $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$, ($x = 0,25$) выращенного на подложке Si ориентации (100). Толщина слоя твердого раствора составляет 5 мкм. Это значит, что такой слой является релаксированным⁴. Понятно, что постоянная решетки слоя $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ будет лежать в интервале между постоянными решетки Ge и Si. В твердом растворе присутствуют связи Si-Si, Ge-Ge, и Ge-Si. Поэтому следует ожидать рассеяния света с участием этих колебательных мод. Если бы содержание одного из компонентов твердого раствора (например, Ge) было равно нулю, частота моды Si-Si совпадала бы с частотой оптического фонона в Si. Но при увеличении содержания второго компонента раствора частоты таких мод уменьшаются. На рис. 8 приведены полученные в работе [4] КРС-спектры эпитаксиальных пленок твердых растворов GeSi с различным содержанием Ge и Si, выращенных на подложках Ge [111] в случае малого процентного содержания Si, и на Si [100] — в случае малого процента Ge. Хорошо виден связанный с изменением величин деформаций сдвиг пиков локальных колебаний Ge-Ge и Si-Si.

В КРС-спектрах можно выделить три диапазона частот КРС-сдвига, определяемых массами входящих элементов и коэффициентами упругости присутствующих связей — это колебания атомов связей Ge-Ge (около 290 см^{-1}), связей Ge-Si (400 см^{-1}) и Si-Si (510 см^{-1}). Значительное влияние на положение линий в спектрах оказывают встроенные напряжения, вызванные существенным отличием постоянных кристаллической решетки Ge и Si.

⁴ При выращивании на подложке слоя с другой постоянной решетки сначала выращиваемый слой растет с постоянной решетки подложки (т.е. деформированным), но, начиная с некоторой толщины слоя, энергетически выгодно образование дислокаций, после этого слой растет дальше со своей постоянной решетки. Такие слои называются релаксированными или ненапряженными.

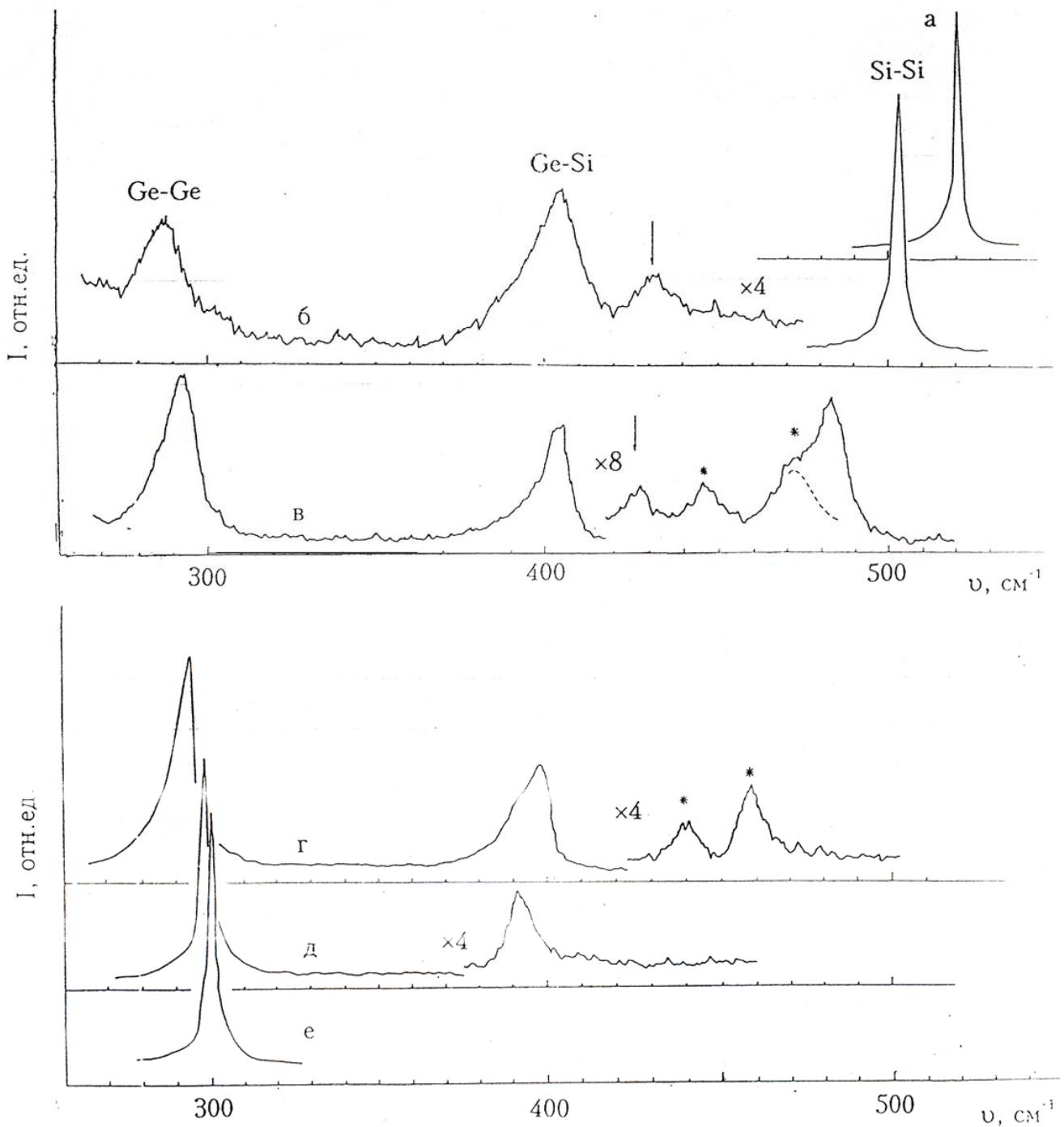


Рис. 8. Спектры КРС на оптических фонах твердых растворов $\text{Ge}_{1-x}\text{Si}_x$, $T = 300 \text{ K}$.

x : а — 1, б — 0,7, в — 0,5, г — 0,2, д — 0,03, е — 0. Звездочками отмечены плазменные линии возбуждающего лазера.

Изменение объема элементарной ячейки Si является причиной сдвига частоты оптического фона кристалла. Величину сдвига легко оценить, воспользовавшись соотношением Грюнайзена:

$$\frac{\nu_0}{\nu} = \left(\frac{V}{V_0} \right)^\gamma, \quad (6)$$

где V_0 — объем недеформированной элементарной ячейки кремния, V — объем элементарной ячейки кремния в твердом растворе, ν_0 — частота оптического

фонона в объемном недеформированном материале, ν — частота оптического фонона того же материала в твердом растворе, γ — параметр Грюнайзена.

Соотношение Грюнайзена часто используется для оценки величины деформации элементарной ячейки в слое по сдвигу линий КРС. При этом считается, что сдвиг частоты связан с изменением объема элементарной ячейки в слоях, обусловленным гидростатическим (всесторонним) сжатием (или растяжением).

Теоретическое описание процесса КРС

Классическая теория

Рассмотрим взаимодействие молекулярной системы с гармоническим электромагнитным полем с частотой ω_l . Вначале пусть наша система состоит из одной молекулы с колебательными степенями свободы, но без вращательных.

Логично предположить, что в общем случае поляризуемость будет функцией от координат ядер. Изменение поляризуемости при колебаниях молекулы может быть выражено с помощью разложения каждой компоненты тензора поляризуемости $\alpha_{\rho\sigma}$ в ряд Тейлора по нормальным координатам колебаний

$$\alpha_{\rho\sigma} = (\alpha_{\rho\sigma})_0 + \sum_k \left(\frac{\partial \alpha_{\rho\sigma}}{\partial Q_k} \right)_0 Q_k + \frac{1}{2} \sum_{k,l} \left(\frac{\partial^2 \alpha_{\rho\sigma}}{\partial Q_k \partial Q_l} \right)_0 Q_k Q_l, \quad (7)$$

где $(\alpha_{\rho\sigma})_0$ — значение поляризуемости в равновесной конфигурации, Q_k, Q_l — нормальные координаты колебаний, которым соответствуют частоты колебаний ω_k, ω_l . Мы не будем рассматривать процессы, соответствующие слагаемым, содержащим степени Q выше первой:

$$(\alpha_{\rho\sigma})_k = (\alpha_{\rho\sigma})_0 + (\alpha'_{\rho\sigma})_k Q_k, \quad \text{где } (\alpha'_{\rho\sigma})_k = \left(\frac{\partial \alpha_{\rho\sigma}}{\partial Q_k} \right)_0. \quad (8)$$

Здесь $(\alpha'_{\rho\sigma})_k$ компоненты нового тензора α'_k . Свойства компонент этого тензора отличаются от свойств тензора $\alpha_{\rho\sigma}$. Выражение (8) можно переписать в виде:

$$\alpha_k = \alpha_0 + \alpha'_k Q_k. \quad (9)$$

В случае гармонического движения (т. е. если возвращающая сила пропорциональна смещению атомов) нормальные координаты имеют вид:

$$Q_k = Q_{k_0} \cos(\omega_k t + \delta_k). \quad (10)$$

Выражение (9) тогда переписывается в виде:

$$\alpha_k = \alpha_0 + \alpha'_k Q_{k_0} \cos(\omega_k t + \delta_k). \quad (11)$$

Теперь учтем, что электрическое поле в электромагнитной волне также гармонически меняется во времени:

$$E = E_0 \cos(\omega_l t). \quad (12)$$

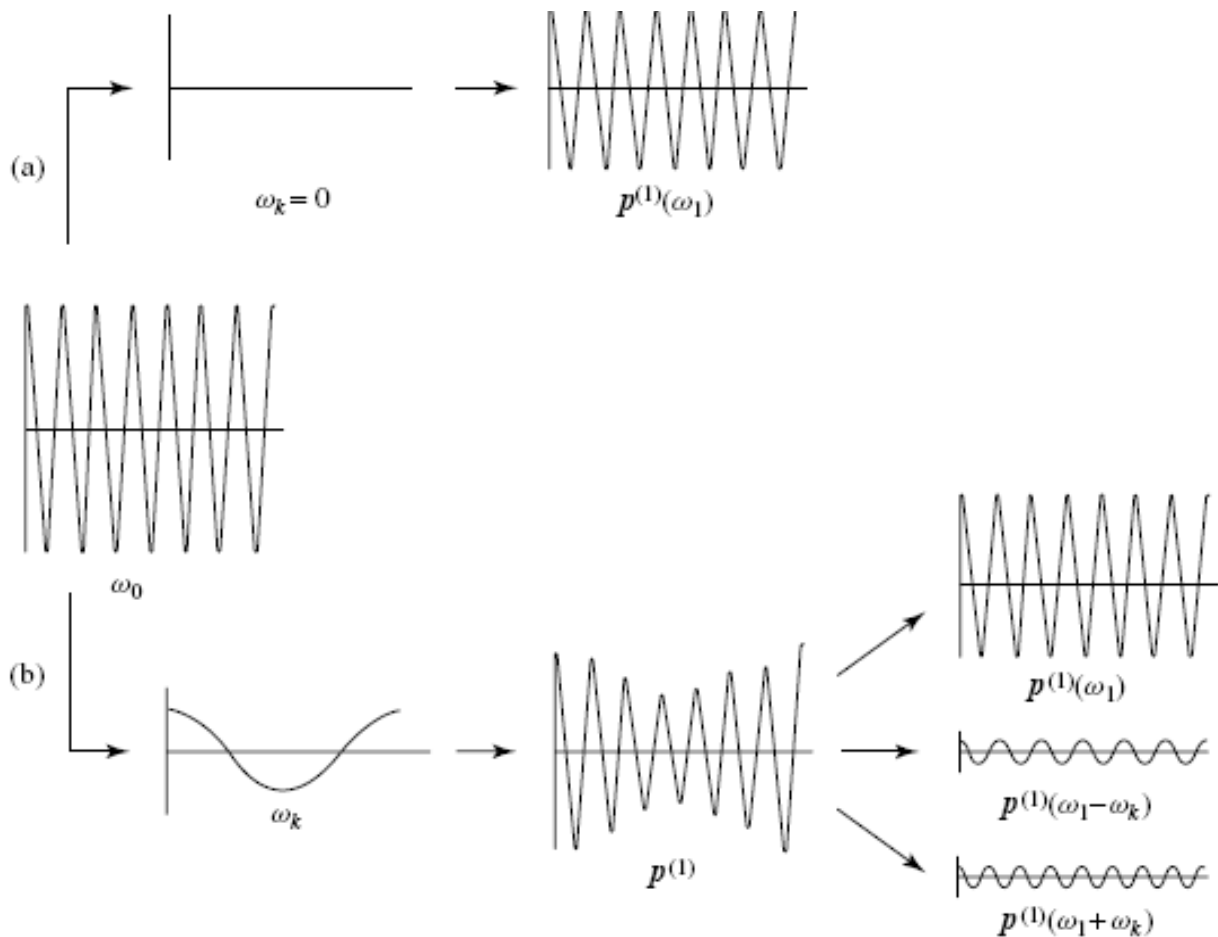


Рис. 9. Временная зависимость дипольного момента $\mathbf{p}^{(1)}$ в среде без учета (а) и с учетом колебаний молекул (б). Рисунок взят из книги [6].

Дипольный момент, создаваемый электрическим полем, можно представить в виде ряда убывающих слагаемых

$$\mathbf{p} = \mathbf{p}^{(1)} + \mathbf{p}^{(2)} + \mathbf{p}^{(3)} + \dots, \quad \mathbf{p}^{(1)} \gg \mathbf{p}^{(2)} \gg \mathbf{p}^{(3)}. \quad (13)$$

Этот ряд является разложением по степеням напряженности электрического поля \mathbf{E} :

$$\begin{aligned} \mathbf{p}^{(1)} &= \alpha \mathbf{E}, \\ \mathbf{p}^{(2)} &= \frac{1}{2} \beta : \mathbf{E} \mathbf{E}, \\ \mathbf{p}^{(3)} &= (1/6) \gamma : \mathbf{E} \mathbf{E} \mathbf{E}. \end{aligned} \quad (14)$$

Первое слагаемое пропорционально первой степени \mathbf{E} , все последующие — более высоким степеням. Мы будем интересоваться вкладом только от первого слагаемого. Тогда получаем для дипольного момента:

$$\mathbf{p}^{(1)} = \alpha_0 \mathbf{E}_0 \cos \omega_1 t + \alpha'_k \mathbf{E}_0 Q_{k_0} \cos(\omega_k t + \delta) \cos \omega_1 t. \quad (15)$$

Учитывая правило умножения косинусов, получаем:

$$\mathbf{p}^{(1)} = \mathbf{p}^{(1)}(\omega_1) + \mathbf{p}^{(1)}(\omega_1 - \omega_k) + \mathbf{p}^{(1)}(\omega_1 + \omega_k). \quad (16)$$

Остается добавить, что электрический диполь, колеблющийся с частотой ω_s , излучает среднюю мощность в единицу телесного угла (или интенсивностью I) в направлении, составляющем угол θ с осью диполя

$$I = k'_\omega \omega_s^4 p_0^2 \sin^2 \theta, \text{ где } k'_\omega = \frac{1}{32\pi^2 \varepsilon_0 c_0^3}. \quad (17)$$

Здесь p_0 — амплитуда индуцированного электрического диполя, c_0 — скорость света в вакууме.

Правила отбора (классическое рассмотрение)

Как видно из приведенных выше выражений, необходимым условием для КРС является, чтобы хотя бы одна из компонент тензора $(\alpha'_{\rho\sigma})_k \neq 0$. Иначе можно переформулировать это условие так, что хотя бы одна из компонент тензора поляризуемости α должна иметь ненулевой градиент вдоль одной из нормальных координат Q_k , в положении равновесия.

Эксперимент

Описание установки

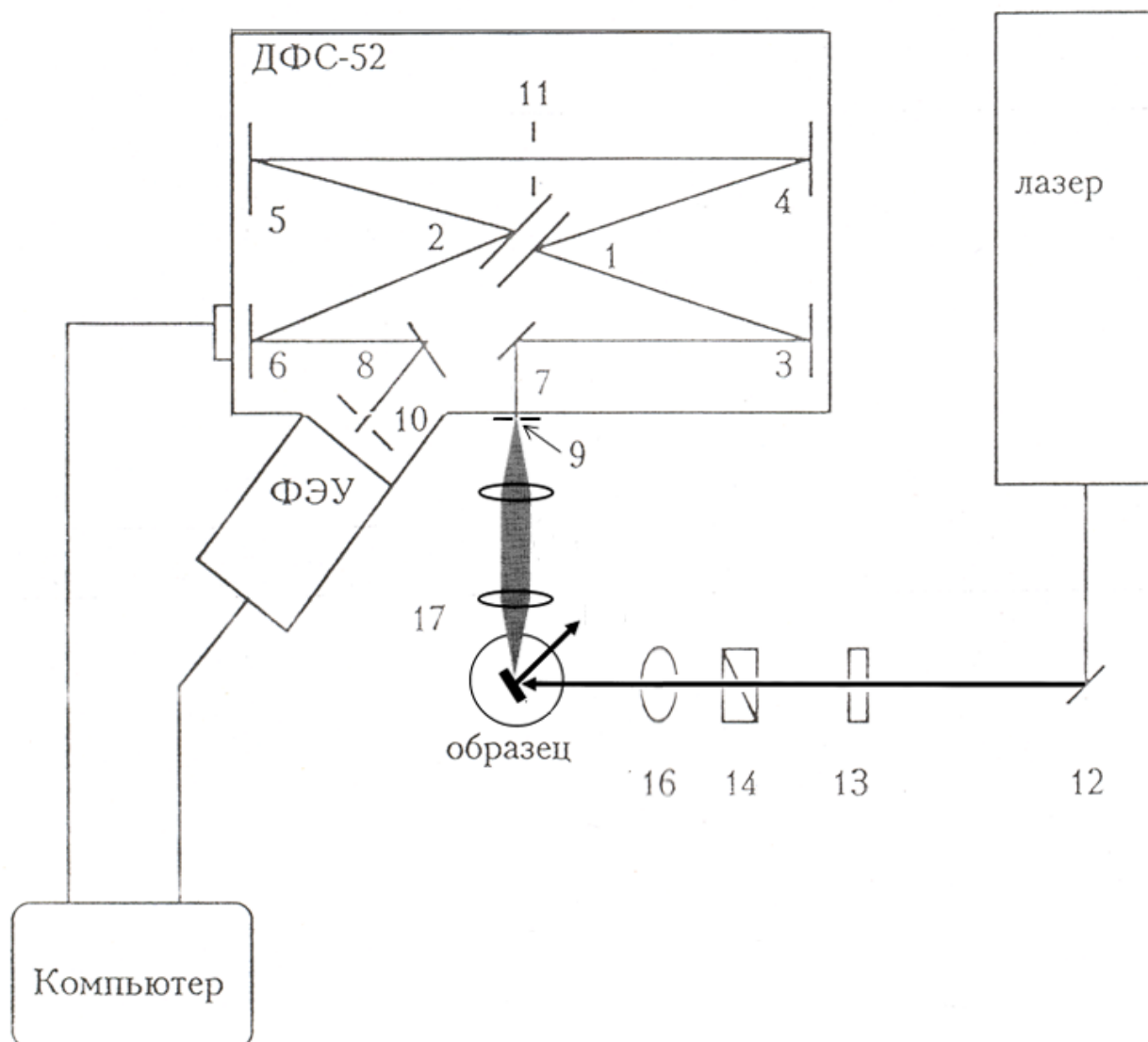


Рис. 10. Схема экспериментальной установки.

1, 2 — дифракционные решетки; **3, 4, 5, 6** — сферические зеркала монохроматора; **7, 8** — поворотные зеркала монохроматора; **9, 10, 11** — щели монохроматора; **12** — поворотное зеркало; **13** — фильтр лазерного излучения; **14, 15** — поляризатор и анализатор излучения; **16, 17** — объективы.

Спектры комбинационного рассеяния света снимаются в 90-градусной геометрии рассеяния в различных геометриях поляризации падающего света. Излучение анализируется с помощью двойного монохроматора ДФС-52 (ЛОМО) с использованием дифракционных решеток 1800 штрихов/мм. Приемником служит работающий в режиме счета фотонов охлаждаемый фотоэлектронный умножитель ФЭУ-136. В качестве возбуждающего используется излучение твердотельного лазера с длиной волны 514,5 нм. Лазерный луч через объектив **16** попадает на образец. Рассеянное излучение с помощью объектива **17** подается на

входную щель **9** монохроматора спектрометра ДФС-52. Внутри монохроматора свет раскладывается в спектр дифракционной решеткой **1**, затем зеркалом **4** подается на внутреннюю щель прибора **11**. Последняя дополнительно сужает спектральный диапазон идущего к ФЭУ излучения. Затем зеркалом **5** прошедший свет подается на вторую дифракционную решетку, где происходит вторая стадия спектрального разложения сигнала. После этого системой зеркал **6**, **8** свет посылается на входную щель **10** фотоэлектронного умножителя. Таким образом, при фиксированном положении решеток из сигнала КРС вырезается узкий участок спектра. Спектральная ширина этого участка зависит от диспергирующих свойств решетки (числа штрихов на 1 мм), ширины входной и выходной щелей. В данном монохроматоре используются две решетки с 1800 штрихов/мм. При повороте дифракционных решеток (в данной системе они расположены на одной оси и поворачиваются одновременно) происходит сканирование сигнала КРС по частоте. Проходящий через монохроматор регистрируется ФЭУ-136, работающим в режиме счета фотонов (т. е. регистрирующим отдельные кванты света). Электрический сигнал от ФЭУ поступает в систему счета импульсов, затем в компьютер.

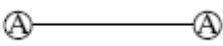
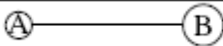


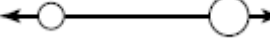

Задания

1. Записать спектр КРС твердого раствора $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$ ($x = 0.25$).
2. Объяснить происхождение всех пиков в спектре.
3. По сдвигу пика колебаний Si-O-Si определить постоянную решетки твердого раствора. Сравнить полученное значение с известными постоянными решетки для Si и Ge.

Вопросы

- Что такое стоксово и антистоксово рассеяние. Типы комбинационного рассеяния света, отличающиеся механизмами взаимодействия света с веществом. Какая частица является «посредником» в комбинационном рассеянии света?
- Нарисовать схемы переходов при поглощении и комбинационном рассеянии света на фонах для 2-х случаев: 1) Испускание фона электронами 2) Испускание фона дыркой. Нарисовать соответствующие диаграммы Фейнмана для КРС в полупроводниках.
- На каких колебаниях решетки вы наблюдали рассеяние света? Возможно ли в таком материале как Si рассеяние света на оптических фонах? Насколько изменяется частота падающего света при рассеянии на акустических фонах?
- Чем отличается КРС от фотолюминесценции и горячей фотолюминесценции?
- Что такое твердый раствор?

- Что такое дислокации в кристалле? Причины их возникновения при выращивании гетероструктур. Что такое релаксированный слой?
- Каким физическим процессам соответствуют в выражении (7) слагаемые, содержащие различные степени Q?
- Каким физическим процессам соответствуют в выражениях (13, 14) слагаемые, содержащие различные степени E?
- Для приведенных ниже молекул заполните таблицу с правилами отбора для указанных колебательных мод:

Молекула			
Колебательная мода			
$(\alpha'_{\rho\sigma})_k = \left(\frac{\partial \alpha_{\rho\sigma}}{\partial Q_k} \right)_0$	$\neq 0$		
КРС-активность	Есть		
$(\alpha_{\rho\sigma})_0$	$= 0$		
ИК-активность	Нет		

Параметры материалов

Ge

- a (постоянная решетки) = 0,56579 нм;
- $\gamma = 1,12$;
- $\hbar\nu_0 = 300 \text{ см}^{-1}$ (Рамановский сдвиг часто измеряется в обратных сантиметрах, коэффициент перевода: $1 \text{ см}^{-1} = 8,065 \text{ мэВ} = 1,2922 \cdot 10^{-14} \text{ эрг}$).

Si

- $a = 0,54310196 \text{ нм}$;
- $\gamma = 0,98$;
- $\hbar\nu_0 = 519 \text{ см}^{-1}$.

Литература

- [1] *М. Кардона* Рассеяние света в твердых телах, М. (1979).
- [2] *Н. Ашкрофт, Н. Мермин* Физика твердого тела, М. (1979).
- [3] *В. Ф. Гантмахер, И. Б. Левинсон* Рассеяние носителей тока в металлах и полупроводниках, М.: Наука (1984)
- [4] *В. А. Гайслер, О. А. Кузнецов, И. Г. Неизвестный, Л. К. Орлов, М. П. Синюков, А. Б. Талочкин* Комбинационное рассеяние света на локальных колебаниях твердых растворов $\text{Ge}_x\text{Si}_{1-x}$, ФТТ, **31**, 292 (1989).
- [5] *Путер Ю, М. Кардона* Основы физики полупроводников, М.: Физмат (2002).
- [6] *Derek A. Long* The Raman Effect, John Wiley & Sons Ltd (2002).