

OPTICAL ANALOGY OF MÖSSBAUER EFFECT

E. D. TRIFONOV

It was predicted theoretically that the narrow spectral line that is an analog of the Mössbauer line must be present in optical spectrum of the impure solids with luminescence centres. This was confirmed experimentally and led to some important applications.

Теоретически удалось предсказать, что в оптических спектрах кристаллов, содержащих центры люминесценции, должна существовать аномально узкая линия, представляющая собой аналог линии Мёссбауэра. Это было подтверждено экспериментально и привело к важным практическим приложениям.

ОПТИЧЕСКИЙ АНАЛОГ ЭФФЕКТА МЁССБАУЭРА

Е. Д. ТРИФОНОВ

Российский государственный педагогический университет
им. А.И. Герцена, Санкт-Петербург

ВВЕДЕНИЕ

За сто лет до выдающегося открытия Р.А. Мёссбауэра, а именно в 1858 году, Р.В. Бунзен записал в своем рабочем дневнике, что многие вещества, погруженные в пламя, ярко его окрашивают. Конечно, на глаз по цвету пламени трудно определить состав вещества. Вскоре Г.Р. Кирхгоф предложил разделять пучок света на лучи разных цветов с помощью призмы. Так родилась спектроскопия.

Наибольшей простотой обладают спектры одноатомных газов. Они состоят из ряда дискретных линий, соответствующих разным длинам волн или частотам. Оптические спектры многоатомных молекул оказались более сложными. Они представляют собой скопления отдельных линий, образующих полосы различной интенсивности. Подобную сложную форму спектров имеют примесные (инородные) атомы или молекулы, внедренные в кристалл, так называемые центры люминесценции, которые будут представлять для нас основной интерес. Электроны такого центра испытывают влияние других атомов (или ионов) кристаллической решетки, и это оказывается причиной того, что вместо дискретных линий наблюдается широкая спектральная полоса с достаточно сложной структурой, объясняемой поглощением и испусканием квантов колебательной энергии — фононов. Однако в этом спектре есть одна особенность, которая и составляет предмет статьи. При низких температурах на фоне сплошной полосы появляется очень узкая спектральная линия, так называемая *бесфононная линия*, ширина которой может быть в десятки тысяч раз меньше ширины всего спектра, а интенсивность во столько же раз выше уровня фона. В этой статье мы расскажем о различных применениях этого эффекта, но сначала остановимся на его объяснении и истории о том, как он был предсказан и обнаружен. Это было инициировано выдающимся открытием Мёссбауэра, и сама бесфононная линия названа оптическим аналогом эффекта Мёссбауэра.

О СПЕКТРАЛЬНЫХ ЛИНИЯХ И ПРИЧИНАХ ИХ УШИРЕНИЯ

Даже если наблюдать спектр разреженного одноатомного газа, когда можно пренебречь взаимодействием между атомами, спектральные линии все же будут обладать некоторой конечной шириной. Это

уширение обусловлено двумя причинами. Первой является сам факт испускания фотона, вызванный переходом из возбужденного состояния атома в основное. Возбужденное состояние не является стационарным и не имеет точно определенной энергии. Ее неопределенность, или ширина уровня, равная обратной величине времени спонтанного распада, и определяет так называемое радиационное уширение γ . Характерная величина $\gamma < 10^8 \text{ с}^{-1}$. Напомним, что оптическая частота имеет порядок 10^{15} с^{-1} . Поэтому радиационное уширение относительно мало. Величину γ называют естественной шириной спектральной линии. Другая причина уширения спектральной линии — эффект Доплера. Известно, что движущейся источник излучает волну, частота которой зависит от его скорости. Если ω_0 — частота излучения неподвижного источника, то при движении его со скоростью V относительно приемника в направлении (или против) излучения регистрируется частота $\omega = \omega_0(1 \pm V/C)$, где C — скорость света. Так как атомы газа находятся в хаотическом тепловом движении и их скорости подчиняются распределению Максвелла, то и частоты фотонов также имеют некоторое распределение, а уширение спектральных линий $\Delta\omega_D$ можно оценить величиной $\omega_0 V_{\text{с.к.}}/C$ ($V_{\text{с.к.}}$ — среднее квадратичное значение скорости молекулы в газе). Напомним, что $V_{\text{с.к.}} = \sqrt{2kT/m}$, где k — постоянная Больцмана, T — температура, m — масса атома. С ростом температуры происходит уширение спектра. Для видимой области спектра (при $T = 300 \text{ K}$, $m = 20 \text{ а.е.}$) $\Delta\omega_D \approx 10^{10} \text{ с}^{-1}$, то есть более чем на два порядка превышает естественную ширину.

Эффект Доплера для электромагнитного излучения можно пояснить с помощью законов сохранения импульса и энергии. Действительно, фотон обладает импульсом $p = \hbar\omega/C$, где \hbar — постоянная Планка. Если атом движется со скоростью V (для определенности, в направлении излучения) и импульсом $P = mV$, то при излучении фотона он получит импульс отдачи и энергия атома изменится на величину

$$\Delta E = \frac{(P-p)^2}{2m} - \frac{P^2}{2m} = \frac{p^2}{2m} - \frac{pP}{m} = \frac{p^2}{2m} - \frac{V}{C} \hbar\omega. \quad (1)$$

На такую же величину (со знаком минус) должна измениться (по закону сохранения энергии) и энергия фотона. Если бы атом первоначально был неподвижен, то есть $V = 0$, $P = 0$, то изменение энергии фотона определялось бы только величиной $p^2/2m$. В этом случае частоту излучения можно найти из соотношения

$$\hbar\omega_0 = E_{\text{возб}} - E_{\text{осн}} - \frac{(\hbar m_0/C)^2}{2m}, \quad (2)$$

где $E_{\text{осн}}$ и $E_{\text{возб}}$ — соответственно энергия основного и возбужденного состояния атома. Обычно энергия

отдачи мала по сравнению с энергией перехода, и поэтому $\hbar\omega_0 \approx E_{\text{возб}} - E_{\text{осн}}$. Но при скорости $V \neq 0$ второе слагаемое в (1) приводит как раз к доплеровскому сдвигу частоты. Доплеровское уширение спектра обусловлено различием энергии отдачи, которую получают атомы, движущиеся с различными скоростями.

Мы уже говорили о том, что спектры твердых тел имеют сложную структуру. Они состоят из полос, которые по ширине превышают доплеровское уширение в сотни и тысячи раз. В общем случае различают два механизма уширения: *однородный* и *неоднородный*. Как уже отмечалось, уширение спектральных линий обычно связано с взаимодействием излучающего центра с другими атомами или ионами. Если внешние атомы или ионы оказывают некоторое воздействие на излучающий центр, но при изменении состояния центра сами не меняют своего состояния, то вызванное таким взаимодействием уширение называют неоднородным. Дело в том, что отдельные центры находятся в несколько различных условиях (из-за разных нарушений строгой кристаллической структуры) и эта неоднородность условий приводит к тому, что уровни энергии отдельных центров оказываются тоже слегка различными. Такое неоднородное уширение характерно для твердых тел, особенно для аморфных структур. Иногда доплеровское уширение в газах также называют неоднородным, хотя оно не связано непосредственно с взаимодействием атомов. Неоднородность здесь проявляется вследствие различия скоростей отдельных атомов. Если же при электронном переходе в центре происходит изменение энергетического состояния другой системы (или других степеней свободы), то связанное с этим (по закону сохранения энергии) изменение энергии фотона приводит к так называемому однородному уширению.

В твердых телах с центрами люминесценции однородное уширение вызвано главным образом взаимодействием центров с колебаниями атомов кристаллической решетки. Как осуществляется это взаимодействие? При оптическом переходе (поглощении или излучении) в центре люминесценции происходит изменение конфигурации электронного облака и связанное с этим изменение положений равновесия атомов окружения. Это, в свою очередь, приводит к изменению колебательного движения атомов. Поэтому испущенный или поглощенный фотон должен “учитывать” не только изменение энергии самого центра, но и изменение энергии колебательного движения кристаллической решетки. Более подробное описание этого процесса можно найти в монографии [1]. Однородное уширение в таких системах достаточно велико, при высоких температурах оно может превышать неоднородное. Однако мы увидим, что в этой широкой спектральной полосе должна существовать очень узкая бесфоновая спектральная линия, которая при низких

температурах (и при отсутствии неоднородного уширения) имеет естественную радиационную ширину. Такая особенность в спектре очень примечательна, в первую очередь с точки зрения спектрального анализа. Можно с большой точностью определять частоту излучения примесного центра и с большой точностью обнаруживать малое количество этой примеси.

ЭФФЕКТ МЁССБАУЭРА

Эффект Мёссбауэра (см. [2]) представляет собой поглощение и излучение γ -квантов ядрами атомов в кристалле, не сопровождающиеся испусканием или поглощением фононов. γ -Излучение возникает при спонтанном переходе между возбужденным и основным состояниями ядра. Время этого перехода имеет порядок $10^{-8} - 10^{-12}$ с, и, следовательно, ширина спектра ($10^8 - 10^{12}$ с $^{-1}$) значительно меньше частоты перехода $10^{18} - 10^{20}$ с $^{-1}$, что и представляет главную особенность этого явления. Само γ -активное ядро является дочерним, и восполнение таких ядер в кристаллическом образце происходит в результате относительно медленного радиоактивного распада содержащихся в нем материнских ядер.

До открытия Мёссбауэра объяснение спектров излучения и поглощения γ -квантов в кристалле также опиралось на описанную выше простую картину доплеровского уширения. Ядра атомов в кристалле совершают колебательное движение, и их скорости тоже подчиняются распределению Максвелла. Однако в случае гамма-излучения энергия отдачи γ -кванта неподвижному ядру значительно больше энергии отдачи оптического фотона и может быть сравнима с доплеровским уширением. Когда γ -квант испускается, то его энергия должна быть меньше, чем энергия перехода, на величину энергии отдачи ядра

$$R = \left(\frac{\hbar \omega}{c} \right)^2 / 2m. \quad (3)$$

Когда же γ -квант поглощается, то его энергия должна быть больше энергии перехода на такую же величину. Поэтому ожидали, что спектры поглощения и излучения γ -кванта должны иметь вид, изображенный на рис. 1. При излучении спектральная полоса сдвинута в красную сторону на величину R/\hbar , а при поглощении — на такую же величину в фиолетовую сторону по отношению к частоте перехода. Мёссбауэр экспериментально исследовал резонансное поглощение, то есть поглощение ядром, находящимся в основном состоянии, γ -кванта, испущенного таким же ядром в возбужденном состоянии. Казалось, что резонансное поглощение будет тем больше, чем больше перекрытие спектров поглощения и излучения, то есть должно увеличиваться с увеличением температуры. Но неожиданно обнаружился обратный эффект: интенсивность резонансного по-

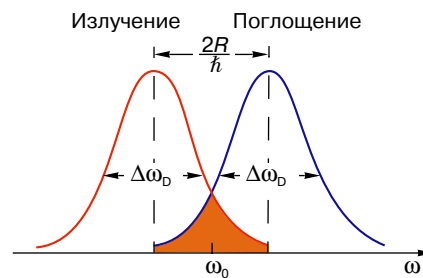


Рис. 1. Спектры поглощения и излучения атомов или молекул, образующих идеальный газ. Спектры имеют доплеровское уширение, пропорциональное \sqrt{T} , их максимумы смещены относительно частоты перехода на величину энергии отдачи неподвижного источника в фиолетовую сторону для поглощения и в красную сторону для излучения.

глощения возрастала при уменьшении температуры. Это было вызвано тем, что спектр γ -излучения, когда атомы принадлежат кристаллической решетке, имеет иную форму, чем в случае, когда они образуют газ. В спектре поглощения и излучения имеется бесфононная линия, которая расположена как раз на частоте перехода. Интенсивность этой линии растет с уменьшением температуры, и этим объясняется наблюдаемый эффект. Теория такого спектра была уже создана к тому времени. Ее автором был американский физик У.Ю. Лэмб. Правда, эта теория применялась не к резонансному поглощению γ -излучения, а к захвату нейтронов ядрами атомов кристаллической решетки. Заслуга Мёссбауэра состоит также и в том, что с помощью теории Лэмба он объяснил открытый им эффект.

Почему для атомов в кристалле нельзя применять формулу доплеровского уширения? Дело в том, что атом, испустивший или поглотивший γ -квант, не является свободным, а связан упругими силами с другими атомами кристаллической решетки. Поэтому, как это следовало из теории Лэмба, существует отличная от нуля вероятность того, что импульс отдачи может быть передан всему кристаллу как целому. В этом случае энергия отдачи R чрезвычайно мала, поскольку в знаменателе выражения (3) должна стоять масса не одного атома, а всего кристалла.

БЕСФОНОННАЯ ЛИНИЯ В СПЕКТРАХ ЛЮМИНЕСЦЕНЦИИ

Для того чтобы понять, почему в спектрах люминесценции и поглощения тоже должна быть узкая бесфононная линия, сравним рассмотренные выше два механизма взаимодействия квантов электромагнитного излучения с колебательным движением атомов в кристалле. Мы уже установили, что при излучении или поглощении γ -кванта ядро получает импульс отдачи, а при испускании или поглощении оптического фотона изменяются положения

равновесия атомов. Можно сказать, что в первом случае происходит сдвиг импульса атома, а во втором — сдвиг координат атомов относительно новых положений равновесия. Колебательное движение отдельного атома можно представить как суперпозицию гармонических колебаний с различными частотами (так называемых нормальных колебаний кристаллической решетки). Каждое нормальное колебание — это колебание с одной из собственных частот кристалла.

Рассмотрим одно нормальное колебание с частотой ω_s . Энергия этого колебания представляется в виде

$$E^{(s)} = \hbar \omega_s \left(\frac{P_s^2}{2} + \frac{Q_s^2}{2} \right), \quad (4)$$

где Q_s — координата, P_s — импульс этого колебания. Это выражение обладает симметрией относительно перестановки импульса P_s и координаты Q_s . Поэтому можно ожидать, что сдвиг координаты или сдвиг импульса должен приводить к одинаковым физическим следствиям. С использованием этого свойства симметрии в работе [3] показано, что в спектре излучения и поглощения примесного центра, так же как в спектрах Мёссбауэра, должна существовать бесфононная линия; впоследствии она была названа оптическим аналогом эффекта Мёссбауэра.

Попробуем наглядно пояснить существование в спектрах бесфононной линии, используя квантовые представления. Согласно квантовой механике, энергия гармонического осциллятора квантуется и его уровни энергии образуют эквидистантную последовательность

$$\varepsilon_s = \hbar \omega_s \left(n_s + \frac{1}{2} \right), \quad n_s = 0, 1, 2, 3, \dots \quad (5)$$

Расстояние между соседними уровнями равно энергии колебательного кванта (фонона) $\hbar \omega_s$.

Рассмотрим поглощение света центром люминесценции при нулевой температуре. Пусть в начальный момент времени примесный атом находится в основном состоянии так же, как и все нормальные колебания, то есть $n_s = 0$. Под действием падающего света происходит переход атома в возбужденное состояние. При этом нормальные координаты испытывают мгновенный сдвиг положений равновесия, который приводит к возбуждению колебаний, а на квантовом языке — к переходу на уровни с $n_s \neq 0$, сопровождаемому рождением фононов. Существует также отличная от нуля вероятность сохранения значения $n_s = 0$, определяющая бесфононный переход. Схематически эти переходы показаны на рис. 2. На нем изображены колебательные подуровни основного и возбужденного электронных состояний для трех нормальных колебаний с различными частотами. Ради простоты предпола-

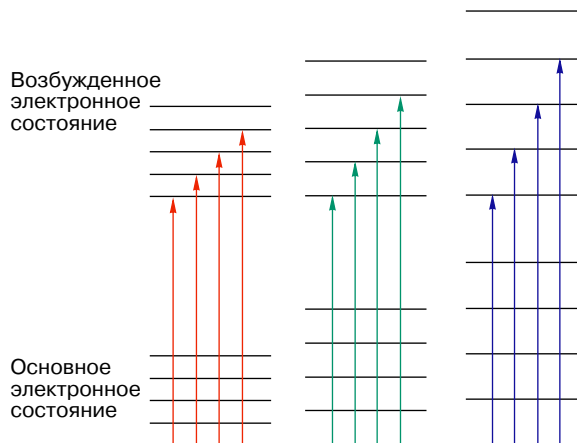


Рис. 2. Колебательные подуровни основного и возбужденного электронных состояний для трех нормальных колебаний. Стрелками показаны переходы, описывающие поглощение при нулевой температуре.

гаем, что частоты одного и того же нормального колебания в основном и возбужденном электронных состояниях одинаковы. Конечно, нужно помнить, что нормальных колебаний много: их столько, сколько степеней свободы имеет система N атомов.

Если бы все нормальные колебания имели одну и ту же частоту, то спектр состоял бы из серии эквидистантных линий (см. рис. 3, а). Он начинался бы с бесфононной линии, а все остальные линии были бы расположены в фиолетовую сторону от нее (с расстоянием между соседними линиями, равным колебательной частоте). Теперь если учесть, что на самом деле собственные частоты нормальных колебаний различны, то все линии, кроме бесфононной, расплывутся в полосы, образуя общий фон. В результате форма спектра при низких температурах будет иметь вид, изображенный на рис. 3, б, где представлен спектр люминесценции. Он имеет аналогичный вид: бесфононная линия и фон, который теперь расположен в красной стороне. Это связано с тем, что при излучении также возбуждаются фононы, на что тратится часть энергии фотона.

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНОЕ ОБНАРУЖЕНИЕ БЕСФОНОННЫХ ЛИНИЙ И ИХ ПРИМЕНЕНИЕ

Бесфононные линии в спектрах люминесценции были обнаружены еще до создания их теории. Появление узких спектральных линий не вызывало удивления, поскольку они были похожи на соответствующие спектральные линии в газе: доплеровское уширение имеет такой же порядок величины, как и неоднородное уширение в чистых монокристаллах.

Интенсивные узкие линии наблюдались при переходах в редкоземельных атомах, внедренных в различные кристаллические матрицы. Значение

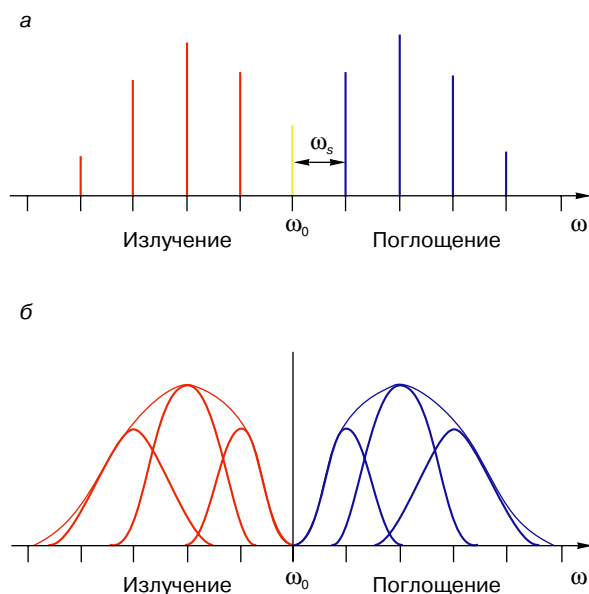


Рис. 3. Спектры поглощения и люминесценции примесного центра при нулевой температуре, ω_0 – частота бесфононной линии: а – линейчатые спектры поглощения и люминесценции для случая, когда все собственные частоты одинаковы, ω_s – частота колебания; б – спектры поглощения и люминесценции для случая, когда собственные частоты кристаллической решетки имеют непрерывное распределение в некотором интервале; отдельные полосы внутри общего контура соответствуют одно-, двухфононным и т.д., бесфононная линия остается не уширенной.

этих исследований заключалось в том, что они подготовили описание материалов, которые послужили рабочими средами лазеров. При этом как раз бесфононные линии, обладающие малой шириной и, следовательно, способные обеспечить высокие коэффициенты усиления, были использованы для получения генерации.

Создание лазеров стимулировало еще более интенсивное исследование спектров активированных кристаллов. Однако на первых порах понимание природы бесфононной линии, объясняющее ее основные свойства (в частности, температурную зависимость), отсутствовало. Одним из первых экспериментальных исследований, в котором закономерности бесфононной линии правильно интерпретированы, была работа [4], посвященная изучению спектров люминесценции в кристалле CdS.

Теоретическое объяснение существования бесфононной линии оказалось очень плодотворным для интерпретации эффекта Шпольского [5]. Он заключается в том, что при низких температурах в спектрах больших органических молекул, введенных в различные твердотельные матрицы, появляются узкие спектральные пики, в то время как при

комнатных температурах спектр является бесструктурным и совершенно неинформативным. Измерение температурной зависимости этих спектральных линий доказало, что они представляют собой бесфононные линии. Это позволило на несколько порядков повысить точность спектрального анализа.

В заключение остановимся на некоторых новых идеях использования бесфононных линий. Частично они уже осуществлены, но их практическое применение находится в стадии поисков и разработок. С более подробным изложением этого вопроса можно познакомиться по обзору [6].

Оптическая спектральная память

Из-за своей малой ширины бесфононная линия очень чувствительна к внешним воздействиям. В частности, даже небольшие нерегулярности в структуре кристалла около центра люминесценции могут оказать влияние на ее положение. Как уже говорилось, это приводит к неоднородному уширению спектра. Неоднородное уширение в различных средах меняется в широких пределах – от 1 см^{-1} в монокристаллах до 10^4 см^{-1} в стеклах и полимерах. В то же время ширина бесфононной линии при низких температурах не превышает 10^{-2} см^{-1} . Таким образом, неоднородно уширенный спектр может содержать до миллиона спектрально разрешенных бесфононных линий. На этом обстоятельстве основан метод “выжигания” спектральных провалов. Его сущность заключается в следующем.

Монохроматическим лазерным лучом освещают примесный кристалл в области неоднородного уширенного спектра поглощения. Центры люминесценции, бесфононные линии которых находятся в резонансе с частотой лазера, изменяют свои фотохимические свойства. Природа этого в большинстве случаев неизвестна. Но результат заключается в том, что в спектре поглощения на частоте лазера возникает провал с шириной бесфононной линии. Этот провал при низких температурах может сохраняться достаточно продолжительное время (часы и дни), в то время как при высоких температурах происходит его стирание. Таким образом, возникает возможность создавать спектр поглощения нужного профиля. Это оказывается полезным для создания оптических фильтров с тонкой спектральной структурой и позволяет производить спектральную запись информации. Один бит может быть закодирован наличием или отсутствием спектрального провала на определенной частоте. Практически на спектре примеси можно при низкой температуре закодировать $10^3 - 10^5$ бит информации. Это расширяет возможность оптической записи и хранения информации, которая обычно использует только пространственное выжигание: наличие или отсутствие пятна на пластинке, имеющего размеры порядка λ^2 , где λ – длина волны излучения. При

этом на 1 см^2 размещается 10^8 бит ($\lambda^2 \cong 10^{-8} \text{ см}^2$). При выжигании провалов в спектре этот объем может быть увеличен еще на четыре порядка.

Пространственно-временная голография

Еще более заманчивым приложением выжигания провалов на бесфононных линиях является пространственно-временная голография. Напомним, что идея обычной голографии заключается в том, что на пластинку направляются два луча: один так называемый опорный, второй — несущий изображение снимаемого предмета. Интерференционная картина, возникающая при сложении этих лучей, дает на пластинке некоторое зашифрованное изображение предмета. Затем на пластину пускают опорный луч, и в результате его взаимодействия с этим изображением восстанавливается предметный луч, который воспринимается наблюдателем как первоначальное изображение предмета, обладающее стереоскопичностью. Идея пространственно-временной голографии заключается в том, что опорный и предметный лучи изменяются по интенсивности с течением времени. Это может быть связано с изменением во времени снимаемого предмета. Тогда с помощью метода выжигания провалов на пластинке может быть зафиксирован спектр суперпозиции этих сигналов, который отличен от простой суперпозиции их спектров. Если теперь на эту пластинку, на которой, кроме того, имеется пространственная дифракционная картина, возникшая из-за интерференции этих лучей, послать опорный сигнал, то должен появиться сигнал, который содержался в предметном луче. Таким образом, воспроизводится не только голографическое изображение предмета в обычном смысле, но и его изменение с течением времени, то есть стереоскопическое кинематографическое изображение. Конечно, это не обычное кино: максимальная длительность процесса, который может быть воспроизведен, ограничена обратной шириной спектральных провалов, которые можно получить на неоднородно уширенном спектре. Бесфононная линия шириной 10^8 с^{-1} обеспечит лишь продолжительность изображения в течение 10^{-8} с . Но даже такой небольшой интервал измерений может оказаться чрезвычайно важным для научных исследований.

Спектроскопия одной молекулы

Может быть, прямым доказательством существования бесфононных линий является спектроскопия одной молекулы. Наименьший объем, который может быть освещен лазерным лучом, из-за дифракции не может быть меньше λ^3 , где λ — длина волны. В таком объеме твердого тела, если говорить об оптическом диапазоне, будет содержаться около 10^{10} молекул, а в примесном кристалле — порядка 10^4 молекул примесей (при относительной кон-

центрации 10^{-6}). Из-за неоднородного уширения спектры этих примесей будут охватывать интервал $100\text{--}1000 \text{ см}^{-1}$. Так как ширина бесфононной линии составляет 10^{-3} см^{-1} , то можно ожидать, что бесфононные линии 10^4 молекул будут достаточно хорошо разрешены, то есть будут четко отличаться друг от друга и в силу своей высокой интенсивности значительно превышать непрерывный фон.

В подтверждение этого мы расскажем о результатах эксперимента, о котором сообщалось в работе [7]. Монохроматическим лазером, лучом со спектральной шириной $1\text{--}2 \text{ МГц}$, проводилось облучение кристалла р-терфенила с примесными молекулами пентацена. Бесфононные линии этой примесной молекулы при температуре жидкого гелия имеют ширину $7\text{--}10 \text{ МГц}$. Частота лазера сравнительно медленно перемещалась со временем по спектру примеси. В результате поглощения лазерных фотонов осуществлялось возбуждение кристалла, вызывающее последующее излучение. Проводилось измерение интенсивности излучения в зависимости от частоты возбуждения, то есть снимался так называемый спектр возбуждения. Если частота лазера попадала на бесфононную линию какой-либо молекулы, то интенсивность излучения возрастала. Причем пока лазерный луч перемещался по бесфононной линии одной молекулы, происходило несколько (около 20) актов поглощения и испускания. Измеренный спектр возбуждения показан на рис. 4. На нем хорошо различимы бесфононные пики отдельных молекул. При проведении повторных измерений было обнаружено изменение спектра: исчезновение или изменение некоторых пиков и появление новых. Это могло происходить из-за изменения состояния примесных молекул или изменения условий, в которых они находятся.

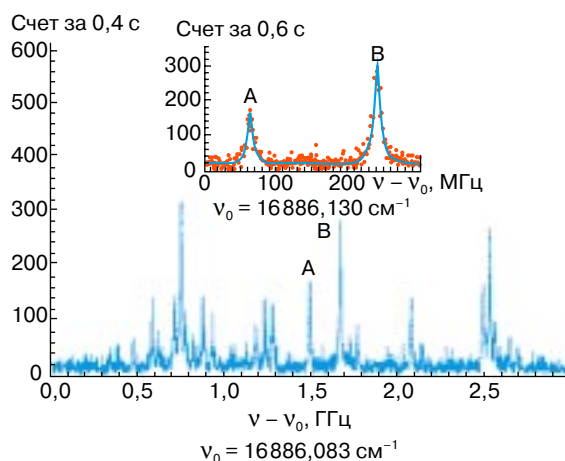


Рис. 4. Спектр возбуждения отдельных молекул пентацена в матрице р-терфенила при температуре 1,85 К [6]. В верхней части рисунка — увеличенный фрагмент этого спектра.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Существуют две причины, чтобы рассказать о каком-либо физическом явлении. Первая: так как оно было давно открыто и о нем уже забыли — и вторая: так как оно является настолько новым, что о нем никто еще не слышал. В данном случае работают оба аргумента. Бесфононная линия в спектрах примесных кристаллов — это уже хорошо известный феномен оптики твердого тела, описанный в монографиях и физических энциклопедиях. В то же время новые идеи его использования, о которых мы кратко рассказали в предыдущем разделе, представляются очень заманчивыми и в последнее время на них сосредоточено активное внимание исследователей.

Особенно перспективным, на наш взгляд, является новое направление оптики — спектроскопия одной молекулы. Использование бесфононных линий оказывается возможным не только для обнаружения малых концентраций различных примесей, но и для слежения за поведением и для контроля свойств отдельных атомов и молекул. Это, по-видимому, будет иметь не только прикладное, но и важное принципиальное значение, поскольку дает прямой метод исследования квантовых объектов.

ЛИТЕРАТУРА

1. *Ребане К.К.* Элементарная теория колебательной структуры спектров примесных центров кристаллов. М.: Наука, 1968.
2. *Фраунфельдер Г.* Эффект Мёссбауэра. М.: Атомиздат, 1964.
3. *Трифонов Е.Д.* // Докл. Акад. наук СССР. 1962. Т. 147. С. 826.
4. *Гросс Е.Ф., Пермогоров С.А., Разбирин Б.С.* // Там же. С. 338.
5. *Шпольский Э.В.* // Успехи физ. наук. 1960. Т. 71. С. 215.
6. *Ребане К.К.* // Chem. Phys. 1994. V. 189. P. 139.
7. *Вильд У., Гюттлер Ф., Пальм В. и др.* // Оптика и спектроскопия. 1994. Т. 77. С. 933.

* * *

Евгений Дмитриевич Трифонов, доктор физико-математических наук, профессор Российского государственного педагогического университета им. А.И. Герцена. Область научных интересов: теория твердого тела, квантовая нелинейная оптика. Автор более 100 работ и двух монографий.