

# РЕЗОНАНС ИНТЕНСИВНОСТЕЙ

Бразовская Н.В., Бразовский В.Е., Троицкий В.С., Шальнев А.А.  
Алтайский государственный технический университет им.И.И.Ползунова, г.Барнаул

**Аннотация.** С использованием математического аппарата, традиционно используемого в теории сверхпроводимости, дано объяснение одному из явлений управления потоком газа через кристаллическую пористую мембрану резонансным лазерным излучением, называемому резонансом интенсивностей.

## Введение

Экспериментальные исследования резонансных гетерогенных процессов в лазерном поле привели к обнаружению ряда явлений нетеплового взаимодействия излучения с веществом [1]. Это явления фотоконденсации [2, 3] – образование капли резонансным излучением молекул макроскопических размеров, – и фотодесорбции [4], замедление или ускорение потока молекул через мембраны и капилляры под действием лазерного излучения, направленное (вдоль или против распространения излучения) движение резонансного компонента смеси газов [5].

Нет сомнения в том, что явления, связанные как с тепловым, так и с резонансным воздействием лазерного излучения на систему молекулы + поверхность, многообразны и, как правило, не могут быть сведены к какому-либо одному физическому механизму. В этом нетрудно убедиться, наблюдая качественное изменение поведения системы при изменении одного из параметров. Например, поток молекул через мелкопористую мембрану при низкой плотности каналов (пор) и давлениях  $\sim 1$  Торр под действием излучения увеличивается, а при меньших давлениях и большой плотности пор – уменьшается. В настоящее время ведутся активные исследования, имеющие как чисто научную цель, – установить относительный вклад различных механизмов в конкретных явлениях, так и преследующие чисто практическую цель, – использование данных явлений для разделения веществ и, в частности, разделения изотопов (см., например, [1] и приведенную там подробную библиографию).

Для описания ряда явлений приходится далеко выходить за рамки обычных методов квантовой электроники. Например, вещество под действием резонансного излучения при определенном соотношении параметров может приобретать черты, характерные для квантовых жидкостей – светоиндуцированная сверхтекучесть молекул, адсорбированных на поверхности твердого тела [6].

Одно из таких явлений, названное впоследствии резонансом интенсивностей, впервые наблюдалось в 1988 г. [7]. Исследовалось пропускание толуола под действием излучения СО-лазера через мелкопористую кристаллическую мембрану. Относительное изменение потока молекул толуола как функции интенсивности лазерного излучения при различных потоках через мембрану (разных давлениях газа перед мембраной) по данным работы [7] приведено на рисунке 1.

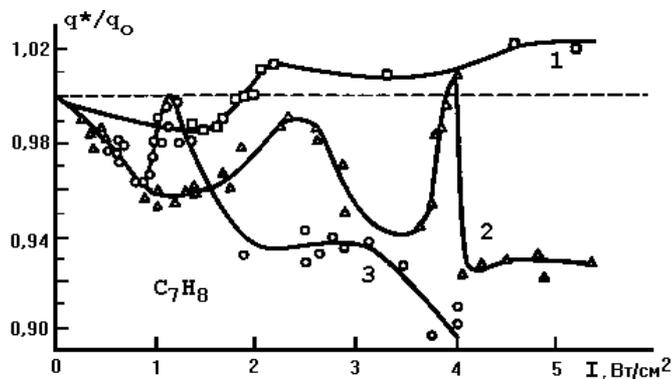


Рис. 1. Зависимость относительных изменений потоков молекул толуола через мембрану от интенсивности облучения.

Поток равен 3 (1); 0,5 (2) и 0,1 мг/ч (3)

При плавном изменении интенсивности облучения наблюдаются квазипериодические изменения результатов лазерного воздействия на поток резонансных молекул, проявляющиеся в существовании областей интенсивностей излучения, при которых поток молекул через мембрану становится больше, чем при отсутствии излучения. Такое увеличение потока под действием лазерного излучения

хорошо отличимо в эксперименте от теплового воздействия. Характерные времена установления потоков при включении и выключении излучения намного меньше тепловых ( $<1\text{с}$ ). Малые времена изменения потока толуола через мембрану при включении и выключении излучения свидетельствуют о том, что запираение газового потока излучением происходит одновременно по всему объему мембраны. Таким образом, при определенных значениях интенсивности лазерного излучения происходит резкое увеличение потока через мембрану, имеющее вид резонансных кривых на фоне плавного уменьшения пропускания с ростом интенсивности излучения. Чтобы подчеркнуть особенность данного явления отметим, что относительный поток толуола через некристаллическую мембрану с ростом интенсивности уменьшается монотонно, уменьшения прохождения нерезонансных газов (азот, гексафторид серы) через различные материалы при облучении не обнаружено.

Попытаемся интерпретировать данное явление с привлечением методов, используемых в теории сверхпроводимости. Близость кинетических резонансных явлений в поле лазерного излучения поведению жидкостей или проводников при сверхнизких температурах была нами показана ранее в работе [6]. Действительно, излучение индуцирует на резонансном переходе молекул однонаправленные диполи. Частота молекулярного диполя связана с его импульсом (в газе или при движении в приповерхностном потенциале – доплеровский сдвиг частоты). Из-за сдвига фаз диполей с разными частотами оказывается, что эффективно взаимодействуют друг с другом только молекулы–диполи с одинаковыми частотами, а, следовательно, с одинаковыми импульсами. Если записать это математически в представлении вторичного квантования, то гамильтониан молекулярной системы в резонансном поле может быть формально сведен к гамильтониану сверхтекучести. Из этого следует, что для корректного анализа поведения системы следует перейти к представлению квазичастиц, наличие которых существенно, качественно меняет характеристики молекулярной системы, подвергаемой резонансному лазерному облучению.

## Особенности системы

Поры мембраны представляют собой каналы в кристалле слюды. Мелкопористая мембрана, использованная в экспериментах по изучению явления резонанса интенсивностей [1], была изготовлена из слюды мусковит  $\text{K}_2\text{O}\cdot 3\text{Al}_2\text{O}_3\cdot 6\text{SiO}_2\cdot 2\text{H}_2\text{O}$ . Структура кристалла слюды–мусковит приведена на рис. 2. [8]

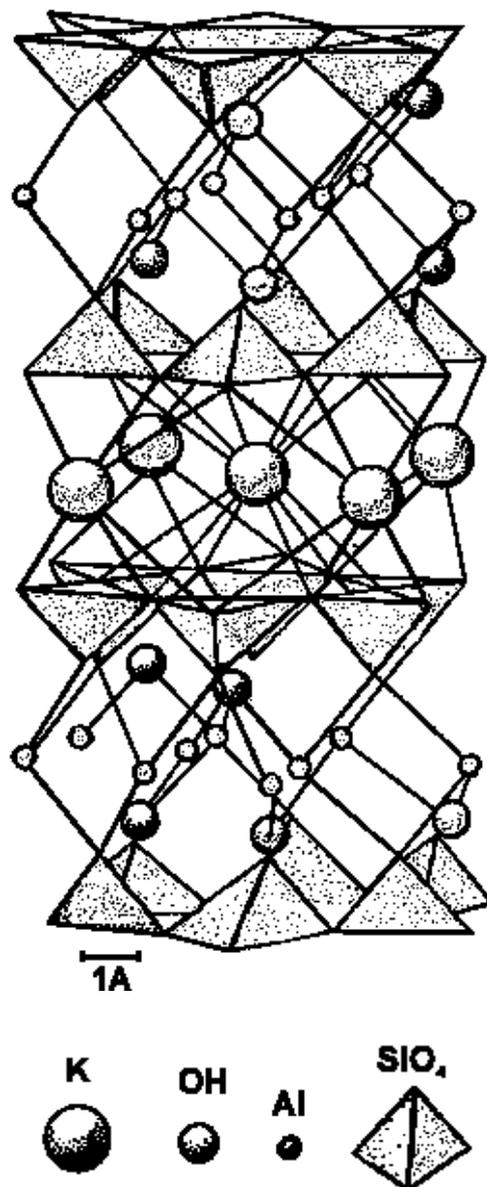


Рис. 2. Структура кристалла слюды мусковит.

Технология изготовления пор заключалась в бомбардировке слюды протонами с энергией 10 МэВ при плотности потока  $10^{15}\text{ см}^{-2}$  и последующем ее травлении. Электронная микроскопия указывает на правильность геометрической формы входов

пор. Поры в слюде представляют собой прямые каналы ромбовидного сечения. Размеры пор  $a \sim 2 \div 4$  нм, расстояния между порами сравнимы с размерами пор. Слюдяная мембрана имела диаметр 1 см и толщину 40 мкм. При давлении газа на входе  $\sim 0,1$  Торр поток газа через нее  $\sim 1$  мг/ч. Газовый поток, проходящий через мембрану, регистрировался на квадрупольном масс-спектрометре.

Особенностью кристалла, существенной для данного явления, является периодичность его структуры, – все ямки приповерхностного потенциала оказываются идентичными друг другу, что дает возможность перейти к представлению молекул в импульсном пространстве, вводя их распределение по энергетическим уровням в приповерхностном потенциале. В отсутствие излучения это, очевидно, больцмановское распределение.

Взаимодействие лазерного излучения с толуолом. В эксперименте [7] использовался СО-лазер, разработанный на базе промышленного ИЛГН-704. Наиболее интенсивные линии излучения лежат в области  $1750\text{--}1880$   $\text{см}^{-1}$ . Пропускание слюдяного фильтра в этой области соответствует пропусканию исходной непористой слюды. В спектральной области излучения СО-лазера лежат полосы поглощения составных тонов производных

бензола. Полосы поглощения толуола удачно совпадают с группами интенсивных линий СО-лазера (рис. 3) [1]. В порах отсутствует диссоциация молекул толуола лазерным излучением.

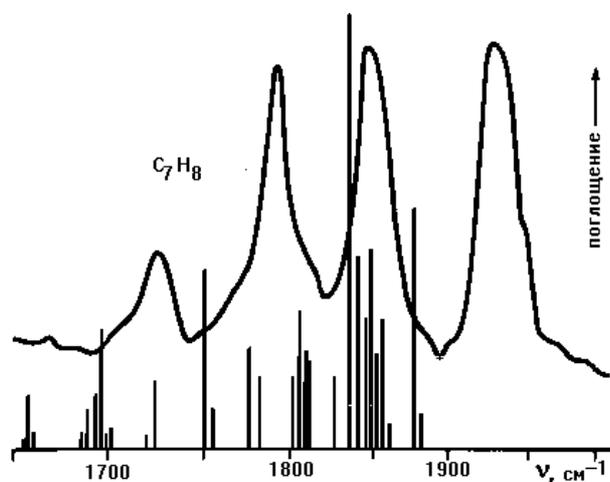


Рис. 3. Участок ИК-спектра поглощения толуола и спектр линий генерации СО-лазера

Взаимодействие молекул толуола в поле лазерного излучения. Взаимодействие двух индуцированных  $k$ -й линией лазерного излучения диполей в общем случае описывается выражением [9]:

$$U_k(\vec{r}) = -\frac{\pi\mu_1\mu_2 I_0 \beta \Gamma}{12r(\Gamma^2 + \Delta_{k1}^2)} (a \cos(kr) + b \sin(kr)) \exp\left\{-kr \left| \frac{b - a \cdot \text{tg}(kr)}{a + b \cdot \text{tg}(kr)} \right|\right\} \cos(\vec{k}\vec{r}) \quad (1)$$

$$\text{где } a = \frac{\Gamma^2}{\Gamma^2 + \Delta_{k2}^2}; \quad b = \frac{\Gamma\Delta_{k2}}{\Gamma^2 + \Delta_{k2}^2} + 2\Gamma \frac{3\Delta_{k1} - \Delta_{k2}}{4\Gamma^2 + (\Delta_{k1} - \Delta_{k2})^2},$$

$\Delta_{ki} = \omega_k - \omega_{im}$ ;  $\beta = \rho_2 - \rho_1$ ;  $\rho_1$  и  $\rho_2$  - населенности нижнего и верхнего уровней соответственно,  $\omega_k$  - частота излучения  $k$ -й линии лазера,  $\omega_i$  - частота  $m$ -го перехода  $i$ -й молекулы толуола, индексы 1 и 2 нумеруют взаимодействующие молекулы. Здесь учтено, что взаимодействующие молекулы находятся в ямках приповерхностного потенциала, следовательно, характеризуются константами затухания, определяемыми преимущественно фоновой составляющей и поэтому одинаковыми и равными  $\Gamma$ . Вклад в константу затухания естественной ширины линии по сравнению с фоновой составляющей мал и им можно пренебрегать. В принципе, взаимодей-

вать могут диполи, принадлежащие разным полосам спектра поглощения, поэтому в общее выражение для энергии включены два различных значения дипольного момента  $\mu_1$  и  $\mu_2$ , причем  $\mu_m$  - эффективный дипольный момент, характеризующий данную полосу поглощения,  $m$  - номер полосы поглощения. В то же время полосы молекул толуола (рис. 3) находятся на расстояниях, значительно превышающих однородные ширины переходов, поэтому мы будем пренебрегать перекрестным взаимодействием, полагая в расчетах  $\mu_1 = \mu_2 = \mu_m$ .

Пусть индексы  $i$  и  $j$  – нумеруют молекулы. Тогда взаимодействие двух молекул может быть описано с помощью суммы по всем линиям излучения конкретного лазера:

$$U(\vec{r}_{ij}) = \sum_k U_k(\vec{r}_{ij}). \quad (2)$$

Здесь, учитывая предыдущее замечание, считается, что каждая линия приводит к взаимодействию молекул только в пределах полосы поглощения, в которую она попадает, поэтому сумма по полосам отсутствует.

### Адсорбат в поле лазерного излучения

Ввиду малости пор молекулы в последних могут находиться только в адсорбированном состоянии, т.е. в ямках приповерхностного потенциала. Диффузия молекулы внутри поры – ряд перескоков молекулы из одной ямки в другую при получении ею энергии активации.

Рассмотрим поведение молекул в ямках приповерхностного потенциала на простейшей модели, считая  $i$ -ю молекулу, находящуюся на  $n$ -м уровне, гармоническим осциллятором. Анизотропный характер кристалла и наличие двух степеней свободы молекулы в приповерхностном потенциале позволяет ввести две характерные частоты переходов между уровнями:  $\Omega_1$  и  $\Omega_2$ . В импульсном пространстве эти уровни образуют зоны с ширинами  $\varepsilon$ ; последние можно сопоставить с временами жизни молекул в этих зонах.

Гамильтониан отдельной молекулы в координатном представлении при сделанных предположениях может быть записан в виде:

$$H_i = \frac{p_i^2}{2m} + \frac{\gamma x_i^2}{2} + \sum_{i \neq j} U(r_{ij}). \quad (3)$$

Здесь  $\gamma$  – характеризует приповерхностный потенциал,  $x_i$  – отклонение молекулы от положения равновесия в ямке; сумма берется по всем остальным молекулам,  $U(r_{ij})$  – дается выражением (2).

Считая межмолекулярное взаимодействие возмущением, представим решение в виде

$$x_i = x_0 \cos(\omega_i t + \varphi_i) \quad (4)$$

Взаимодействие (1) является дальнедействующим, эффект характеризуется параметром  $n\lambda^3$ . Поэтому без ограничения общности можно рассмотреть достаточно удаленные ямки приповерхностного потенциала и для них записать

$$U(r_{ij}) = U(r_{ij0}) \left(1 - \frac{x_i - x_j}{r_{ij0}}\right), \quad (5)$$

где  $r_{ij0}$  – расстояние между центрами  $i$ -й и  $j$ -й ямок.

Подставляя (4) в (5) имеем:

$$U(r_{ij}) = U(r_{ij0}) \left\{ 1 - \frac{2x_0}{r_{ij0}} \sin\left(\frac{\omega_i + \omega_j}{2} + \frac{\varphi_i + \varphi_j}{2}\right) \times \right. \\ \left. \times \sin\left(\frac{\omega_i - \omega_j}{2} + \frac{\varphi_i - \varphi_j}{2}\right) \right\} \quad (6)$$

Поскольку  $U$  – малое возмущение, т.е. не нарушающее структуру уровней, то никакие комбинационные частоты в данном выражении существовать не могут, любое  $\omega$  соответствует определенному энергетическому уровню молекулы в соответствующей ямке приповерхностного потенциала. Следовательно  $\omega_i = \omega_j$ . Далее, для реального эксперимента  $n\lambda^3 > 10^4 \gg 1$ . Суммируя по всем молекулам, взаимодействующим с данной, находим, что второе слагаемое в фигурных скобках отлично от нуля только при взаимодействии молекул, принадлежащих одной и той же энергетической зоне и имеющих противоположные фазы  $\varphi_j = \varphi_i + \pi$ . Тогда сумма энергий взаимодействия в гамильтониане может быть переписана в виде:

$$\sum_{j \neq i} U(r_{ij}) = \\ = 2x_0 \cos(\omega_i t + \varphi_i) \frac{U(r_{ik0})}{r_{ik0}} + \sum_{j \neq i} U(r_{ij0}) = \\ = 2\gamma x_i \delta x_i + \sum_{j \neq i} U(r_{ij0}) \quad (7)$$

где обозначено  $\delta x_i = \frac{U(r_{ik0})}{kr_{ik0}}$ . Это позволяет переписать гамильтониан как:

$$H_i = \frac{p_i^2}{2m} + \frac{\gamma(x_i + \delta x_i)^2}{2} + U_{i0}. \quad (8)$$

Появившиеся в гамильтониане величины  $U_{i0}$  и  $\delta x_i$  могут быть интерпретированы как энергия основного состояния данной молекулы в лазерном поле и ее смещение при коллективном движении. Первая из величин выполняет еще и ряд других функций. Она приводит к образованию капель квантовой жидкости, определяет энергию переиспарения между каплями, изменяет коэффициент диффузии молекул, т.е. оказывает влияние на процесс диффузии молекул через пористую мембрану. Кроме того, она оказывает влияние на ширину энергетической зоны  $\varepsilon$ , в результате  $\varepsilon$  зависит от плотности резонансных молекул. Зависимость от межмолекулярного расстояния при взаимодействии также содержится в  $U_{i0}$ . Чтобы избежать недоразумений в дальнейшем изложении отметим, что величины  $U_{i0}$  и  $\Delta x_i$  константами не являются.

Из приведенного анализа для нас важны следующие два вывода: 1) взаимодействуют между собой, меняя характеристики движения внутри ямки, только молекулы в пределах одной зоны (взаимодействуют молекулы с равными по абсолютной величине импульсами) и 2) происходит спаривание молекул с противоположно направленными импульсами ( $\varphi_j = \varphi_i + \pi$ ) и спинами (энергетическими, взаимодействие осуществляется путем обмена фотоном основной моды поля излучения), – это, с точки зрения используемого математического аппарата, основные моменты, определяющие образование куперовских пар в теории сверхпроводимости [10].

### Коллективное движение адсорбата

Обращаясь к математическому аппарату теории сверхпроводимости (или сверхтекучести) отметим, что рассматриваемые в нашей задаче молекулы в действительности никуда не текут, мы интересуемся сейчас только связанными на определенных уровнях приповерхностного потенциала молекулами. Молекул, принадлежащих непрерывному спектру энергий, очень мало, их количество

определяется крылом распределения Больцмана, попадающим в непрерывный спектр энергий. Тем не менее, указанные два фактора дают возможность продолжить аналогию со сверхпроводимостью.

Сопоставим величины, используемые в нашей задаче, с характерными величинами задачи сверхпроводимости. Поскольку взаимодействуют только молекулы, находящиеся на одном и том же энергетическом уровне, системы молекул, принадлежащие разным уровням можно рассматривать независимо друг от друга. Тогда энергия  $n$ -го уровня  $E_n$  молекулы в ямке приповерхностного потенциала соответствует химическому потенциалу в задаче сверхпроводимости. Ширина уровня (зоны) соответствует области распределения электронов вблизи уровня Ферми, последняя определяется температурой. При этом в каноническом распределении Гиббса [10] энергия  $i$ -й молекулы  $E_i$  должна отсчитываться от дна соответствующей энергетической зоны, играющей роль уровня Ферми. При фиксированном химическом потенциале в силу соотношения неопределенностей мы имеем систему с неопределенным, а, следовательно, переменным числом частиц. Возбуждение молекулы резонансным излучением на верхний уровень рабочего перехода сопоставим с проекцией спина (в нашем случае энергетического, но математически разницы нет)  $+\hbar/2$ , на нижний  $-\hbar/2$ .

Воспользуемся аппаратом вторичного квантования и запишем гамильтониан системы молекул в импульсном представлении. Обозначим  $a^+(p)$  и  $a(p)$  – операторы рождения и уничтожения молекул с импульсами  $p$  и проекцией спина  $+\hbar/2$ ,  $b^+(-p)$  и  $b(-p)$  – операторы рождения и уничтожения молекул с импульсами  $-p$  и проекцией спина  $-\hbar/2$ . Тогда оператор кинетической энергии частиц есть

$$\sum_p \frac{p^2}{2m} [a^+(p)a(p) + b^+(-p)b(-p)], \quad (9)$$

пространственный фурье-образ энергии взаимодействия:

$$U(\vec{p}) = \int U(\vec{r}) e^{i \frac{\vec{p} \cdot \vec{r}}{\hbar}} d^3 r . \quad (10)$$

Гамильтониан системы молекул на  $n$ -м уровне в представлении вторичного квантования:

$$H_n = \sum_p \eta(p) [a^+(\vec{p})a(\vec{p}) + b^+(-\vec{p})b(-\vec{p})] - \frac{1}{V} \sum_{p, p_1} U(\vec{p} - \vec{p}_1) a^+(\vec{p}) b^+(-\vec{p}) b(-\vec{p}_1) a(\vec{p}_1) \quad (11)$$

где  $\eta(p) = \frac{p^2}{2m} - E_n$  – энергия, отсчитываемая от дна соответствующей зоны,  $V$  – объем. Здесь мы в явном виде выписали знак минус, принадлежащий энергии взаимодействия  $U$ . Знак выражения (1) показывает, что в поглощающей излучение системе молекулы притягиваются. Наличие притяжения существенно для рассматриваемого явления, т.к. фермионы с притяжением и отталкиванием ведут себя качественно различно [10]. В дальнейшем значение  $U$  считается положительным. При записи гамильтониана (11) опущены составляющие прямого взаимодействия молекул с излучением, как не дающие вклада в спектр энергий молекул. Взаимодействие с излучением учитывается выражением (1).

Полученный гамильтониан формально совпадает с гамильтонианом БКШ теории сверхпроводимости и, учитывая большой радиус взаимодействия (1), допускает такое же математическое решение.

Объединим операторы, содержащие начальный импульс молекул в комплексы:

$$\sigma(\vec{p}) = \frac{1}{2V} \sum_{p_1} U(\vec{p} - \vec{p}_1) b(-\vec{p}_1) a(\vec{p}_1), \quad (12)$$

$$\sigma^+(\vec{p}) = \frac{1}{2V} \sum_{p_1} U(\vec{p} - \vec{p}_1) a^+(\vec{p}_1) b^+(-\vec{p}_1).$$

В теории сверхпроводимости показано, что операторы  $\sigma$  и  $\sigma^+$  в пределе  $V \rightarrow \infty$  можно считать не операторами, а  $C$ -функциями, которые могут быть выбраны вещественными. В рассматриваемом случае это очевидно в силу  $n\lambda^3 \gg 1$ , поскольку при больших числах

частиц любые операторы стремятся к своим классическим значениям.

В дальнейшем изложении, поскольку все используемые величины и операторы зависят только от конечного импульса  $p$ , чтобы не загромождать запись, будем опускать обозначение импульса в аргументах последних. Знак суммы будет означать суммирование по конечному импульсу  $p$ .

Симметризуем гамильтониан и используем введенные обозначения:

$$H_n = \Sigma \eta [a^+ a + b^+ b] - \Sigma \sigma [a^+ b^+ + b a]. \quad (13)$$

Введем квазичастицы, характеризующиеся антикоммутирующими операторами  $\theta$  и  $\zeta$ , с помощью следующих соотношений:

$$\begin{aligned} a &= \zeta \cos \psi + \theta^+ \sin \psi; \\ b &= -\zeta^+ \sin \psi + \theta \cos \psi; \\ a^+ &= \zeta^+ \cos \psi + \theta \sin \psi; \\ b^+ &= -\zeta \sin \psi + \theta^+ \cos \psi, \end{aligned} \quad (14)$$

где  $\psi$  – вспомогательная функция.

Гамильтониан в новых переменных принимает вид:

$$\begin{aligned} H_n &= \Sigma \{ \eta [1 - \cos 2\psi] - \sigma \sin 2\psi \} + \\ &+ \Sigma [ \eta \cos 2\psi + \sigma \sin 2\psi ] [ \zeta^+ \zeta + \theta^+ \theta ] + \\ &+ \Sigma [ \eta \sin 2\psi - \sigma \cos 2\psi ] [ \zeta^+ \theta^+ + \theta \zeta ]. \end{aligned} \quad (15)$$

Диагонализируем гамильтониан, приравняв последнее слагаемое нулю. Условие диагональности принимает вид условия на вспомогательную функцию  $\psi$ :

$$\operatorname{tg} 2\psi = \sigma / \eta. \quad (16)$$

Тогда для  $\sin 2\psi$  и  $\cos 2\psi$  можно записать:

$$\sin 2\psi = \sigma / v, \quad \cos 2\psi = \eta / v, \quad (17)$$

где  $v = \sqrt{\sigma^2 + \eta^2}$ .

Используя полученные значения, находим окончательный вид гамильтониана:

$$H_n = \Sigma \{ \eta - v \} + \Sigma v [ \zeta^+ \zeta + \theta^+ \theta ]. \quad (18)$$

Таким образом, величина  $v$  имеет смысл энергии квазичастиц, а  $\sigma$  – описывает энергетическую щель в спектре последних. Энергия квазичастиц не может меняться порциями, меньшими  $\sigma$  при их рождении и уничтожении.

Проведем оценку. Энергия молекул  $\eta$  отсчитывается от дна зоны и при ширине зоны меньшей расстояния между ними можно считать  $\eta \rightarrow 0$ . Тогда основную роль играет величина  $\sigma$  (ширина энергетической щели для квазичастиц), уравнение для определения которой при нулевой температуре ( $\varepsilon \rightarrow 0$ ) имеет вид:

$$\frac{U_B}{2V} \sum_p \frac{1}{\sqrt{\sigma^2 + \eta^2}} = 1 \quad (19)$$

где  $V$  – объем интегрирования,

$U_B = \left| \int U(r) d^3x \right|$  – фурье-образ

энергии взаимодействия при  $p=0$ , – изменение импульса в отдельном акте взаимодействия заведомо меньше среднего (теплого) значения импульса. Для  $U_B$  получаем:

$$U_B = 0,032 \frac{\pi^2 \beta}{k^2 \Gamma} \sum_m \mu_m^2 I_m. \quad (20)$$

Поскольку рассматриваются двумерные анизотропные потенциальные ямы, то переход от суммирования к интегрированию имеет вид:

$$\frac{U_B S}{2V(2\pi\hbar)^2} \int d^2p \frac{1}{\sqrt{\sigma^2 + \eta^2}} = 1, \quad (21)$$

где  $S$  – площадь внутренних поверхностей пор. Коль скоро мы имеем дело с системой на сильно развитой поверхности, то

$$\lim_{V \rightarrow \infty} \frac{S}{V} = \frac{1}{a} \quad (22)$$

При вычислении интеграла (21) учтем, что нас интересует только случай  $\sigma \gg \varepsilon$ , что делает вычисление тривиальным. В результате для определения  $\sigma$  получаем:

$$\sigma = \frac{U_B S m \varepsilon}{V 4\pi\hbar^2}. \quad (23)$$

Для интенсивности излучения  $4 \text{ Вт/см}^2$ , выбирая  $\mu=0,2$  Д,  $\Gamma=10^9 \text{ с}^{-1}$ , для толуола получаем оценку  $\sigma \sim 10\varepsilon$ , что согласуется со сделанными предположениями.

## Выводы и обсуждение

Величина  $\sigma$  – ширина энергетической щели в спектре квазичастиц, прямо пропорциональна интенсивности излучения и параметрически зависит от плотности резонансных молекул. Размер энергетической щели  $\sigma$ , характеризующий энергию коллективных колебаний адсорбированных молекул, не содержит в явном виде номера уровня, на котором находятся рассматриваемые молекулы. Поэтому можно сказать, что в использованном приближении величина  $\sigma$  является общей для всех молекул.

Энергия для возбуждения коллективных колебаний поступает из электромагнитного поля. Если энергия квазичастицы, передаваемая молекуле, не совпадает с расстоянием между энергетическими уровнями, то при диссипации она переходит в тепло (возбуждая колебания решетки, – в приведенных уравнениях взаимодействие с фононами в явном виде не учитывалось), происходит общий нагрев адсорбента. Но величина  $\sigma$  линейно растет с ростом интенсивности. Сначала при  $\sigma=\Omega_1$ , а затем при  $\sigma=\Omega_2$  появляются резонансные каналы диссипации энергии. Без передачи энергии кристаллической решетке молекулы начинают переходить на более высокие уровни и, в конце концов, выбиваются из ямок, переходя в область непрерывного спектра энергий. Молекулы в этой области являются «текущими», т.е. перескакивают из ямки в ямку и обеспечивают процесс диффузии через пористую мембрану. Поскольку в области непрерывного спектра находится малое число молекул (по сравнению с областью дискретного спектра), то небольшое искажение распределения по энергиям в результате указанного резонанса может привести к росту числа текущих молекул в несколько раз. В результате резко возрастает длина свободного пробега молекул, что приводит к росту коэффициента диффузии и соответствующему увеличению их потока через мелкопористую мембрану. На кривой зависимости потока молекул от интенсивности излучения появляются резонансные пики (рис. 1).

Существование двух резонансных пиков обязано анизотропии кристалла слюды. В кристаллах кубического типа, т.е. в отсутствие анизотропии, должен наблюдаться только один пик (или два, следующие через равные промежутки от нуля). Возникновение пиков, принадлежащих следующим гармоникам ( $\sigma=2\Omega$  и т.д.) не исключено, но маловероятно, так как увеличение интенсивности излучения приведет к разогреву мембраны и, соответственно, к увеличению потоков как резонансного, так и нерезонансного газов. Кроме того, для существования гармоник требуется строгое равенство промежутков между уровнями, что выполняется только в выбранной простейшей модели. Появления гармоник можно ожидать только для кристаллов с малыми расстояниями между энергетическими уровнями для адсорбированных молекул.

Мембраны, изготовленные из аморфных тел, имеют разновеликие ямки приповерхностного потенциала, что приведет к размыванию пиков, если для их возникновения и создаются условия, по всей кривой. Из этого, в частности, следует, что крутизна спада потока в нерезонансной области кривой для кристаллических мембран будет значительно больше, чем для аморфных. Иными словами, для практического использования при разделении веществ предпочтительнее будет применение кристаллических мембран в области кривой на рис. 1 между резонансными пиками. Кроме того, желателен поиск кристаллов для изготовления мембран, дающих максимальные величины расстояний между энергетическими уровнями с большей степенью периодичности.

## Литература

1. Кравченко В.А., Орлов А.Н., Петров Ю.Н., Прохоров А.М. Резонансные гетерогенные процессы в лазерном поле.– М.: Наука, 1988.- (Тр. ИОФ АН; Т. 11).– 160 с.
2. Безуглый Б.А., Галашин Е.А., Дудкин Г.Я. О фотоконденсации иода // Письма в ЖЭТФ. 1975. Т. 22, в. 2. С. 76–79.
3. Бразовский В.Е., Орлов А.Н. Многослойная фотоадсорбция // Препринт в. 57, ИОФ АН СССР. Москва, 1990. 34 с.

4. Bonch-Bruevich A.M., Vartanyan T.A., Gorlanov A.V., Maksimov Yu. N., Przibel'skii S.G., Khromov V.V. Photodesorption of sodium from the surface of sapphire // Zh. Eksp. Theor. Fiz. V. 97. P. 1077–1085.
5. Гельмуханов Ф.Х., Шалагин А.М. Теория явления СИД газов // ЖЭТФ. 1979. Т. 78, в. 5. С. 1672-1686.
6. Бразовский В.Е., Бразовская Н.В. Квантовая теория движения адсорбата в резонансном поле // Известия АН СССР. Сер.физ. 1987. Т. 51, в. 2. С. 383–388.
7. Кравченко В.А., Петров Ю.Н. Обнаружение резонансной по интенсивности ИК-облучения диффузии молекул через мелкопористый фильтр // Письма в ЖТФ. 1982. Т. 8, в. 21. С. 1330-1332.
8. Шаскольская М.П. Кристаллография.– М.: Высш.шк., 1984.– 376 с.
9. Бразовский В.Е., Орлов А.Н. Аномальный светоиндуцированный дрейф // Известия АН (Россия). Серия Физическая.– 1992. Т. 56, в. 8.– С. 47-57.
10. Румер Ю.Б., Рывкин М.Ш. Термодинамика, статистическая физика и кинетика.– М.: Наука, 1977. – 552 с.