Список литературы

[1] Андреев А. В., Дерягин А. В., Задворкин С. М., Квашнин Г. М. // ФТТ. 1985. Т. 27. № 10. С. 3164—3166.
[2] Дерягин А. В., Квашнин Г. М., Капитонов А. М. // ФММ. 1984. Т. 57. № 4. С. 686—691.
[3] Дерягин А. В., Квашнин Г. М., Капитонов А. М. // ФТТ. 1985. Т. 27. № 1. С. 225—228.
[4] Тейлор К. Интерметаллические соединения редкоземельных металлов. М.: Мир, 1974. 219 с.
[5] Дерягин А. В. // УФН. 1976. Т. 120. № 3. С. 383—437.
[6] Труэл Р., Эльбаум Ч., Чик Б. Ультразвуковые методы в физике твердого тела. М.: Мир, 1972. 307 с.
[7] Зверев В. М., Силин В. П. // ЖЭТФ. 1985. Т. 85. № 2 (8). С. 642—653.

Красноярский политехнический институт

Поступило в Редакцию
26 марта 1990 г.

УДК 537.226+537.311.33 : 537.535

Solid State Physics, vol. 33, N 2, 1991

ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ ОЦЕНКА КОНСТАНТЫ ЭКСИТОН-ФОНОННОГО ВЗАИМОДЕЙСТВИЯ

М. В. Курик

В физике экситонов одной из фундаментальных проблем остается изучение процессов взаимодействия экситонов с фононами. Многочисленными экспериментальными работами установлено, что для экситонов большого и малого радиусов взаимодействие экситонов с фононами проявляется в форме полос поглощения, в уширении и смещении полос поглощения с изменением температуры. Путем измерений параметров экситонных полос поглощения при различных температурах обычно исследуют процессы взаимодействия экситонов с фононами. Проблемой при этом, однако, остается экспериментальное определение величины константы экситон-фононного взаимодействия g. Теоретические оценки g получены в ряде теоретических работ, в частности в [1].

В настоящей работе анализируется одна из возможностей экспериментальной оценки константы g исходя из данных измерений параметров формы длинноволнового края экситонных полос поглощения при различных температурах. Рассмотрен случай экситонов Ванье—Мотта в полупроводниках и щелочно-галоидных кристаллах (ЩГК).

Из многочисленных экспериментальных исследований следует, что форма длинноволнового края экситонных полос поглощения при различных температурах подчиняется правилу Урбаха [2]. Аналитически эта зависимость представляется в виде [3]

$$K(\hbar\omega T) = K_0 \exp\left[-\sigma(\hbar\omega - \hbar\omega_0)/kT\right], \tag{1}$$

где $K(\hbar\omega T)$ — коэффициент поглощения функции энергии фотонов $\hbar\omega$ и температуры T; $\hbar\omega_0$, K_0 — постоянные величины, имеющие различное значение для различных соединений [3]; σ — величина, характеризующая крутизну поглощения для соответствующей температуры.

Экспериментально установлено, что σ зависит от температуры, и эта зависимость может быть представлена аналитически в виде [3]

$$\sigma(T) = \sigma_0 \frac{2kT}{\hbar\omega_\text{ф}} \operatorname{th} \frac{\hbar\omega_\text{ф}}{2kT}, \tag{2}$$

где σ_0 — уже постоянная, не зависящая от T; $\hbar\omega_\text{ф}$ в ряде случаев соответствует средней энергии фононов, взаимодействующих с экситонами и дающих основной вклад в поглощение на краю. Ранее выражения (1), (2) теоретически получены [4] для случая самолокализованных экситонов, которые взаимодействуют с LO фононами. Доказательство справедливости (2) для других случаев поглощения еще требует своего теоретического рассмотрения.

Обсудим физический смысл постоянной σ_0 в выражении (2). В [5] впервые теоретически в приближении деформационного потенциала показано, что σ_0 связана с константой g соотношением $\sigma_0=(2/3)g^{-1}$. До настоящего времени нет надежной экспериментальной проверки этого соотношения, поскольку не ясно, как экспериментально независимо определить константу g. Только эмпирически показано [3], что σ_0 коррелирует с основными характеристиками экситонов.

Для экситонов Ванье—Мотта экситон-фононное взаимодействие рассматривается как взаимодействие отдельно электрона и дырки с фононами [1, 6, 7]. Рассмотрим случай, когда экситоны взаимодействуют преимущественно с LO фононами. Этот тип фононов является определяющим во взаимодействии с экситонами в полупроводниках, ЩГК при

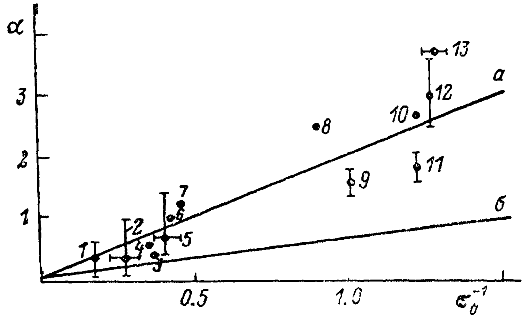


Рис. 1. Связь между α и σ_0^{-1} для полупроводников и ЩГК.

0 — InSb [9], *2* — CdTe [10], *3* — ZnTe [10], *4* — CdSe [11], *5* — CdS [10, 12], *6* — ZnSe [10], *7* — ZnS [10], *8* — TlCl [15], *9* — AgBr [13, 15], *10* — KI [13, 15], *11* — AgCl [13—15], *12* — KBr [13—15], *13* — KCl [13—15].

высоких температурах ($T \geqslant T_D$, T_D — дебаевская температура), как раз при таких температурах, где хорошо выполняется правило Урбаха. Для случая взаимодействия экситонов с LO фононами константу g можно записать в виде [6]

$$g \sim [\omega_e(\mathbf{q}) - \omega_g(\mathbf{q})]\,[1/\varepsilon_\infty - 1/\varepsilon_0]^{1/2}\,(1/|\mathbf{q}|), \tag{3}$$

где $\omega_e(\mathbf{q})$, $\omega_g(\mathbf{q})$ — функции волнового вектора фонона $\mathbf{q}$, определяющие вклад во взаимодействие электронов и дырок с фононами; ε_∞, ε_0 — высокочастотная и низкочастотная диэлектрические постоянные.

В явном виде выражение (3) вычислить трудно, и поэтому проверить связь $\sigma_0 \sim g^{-1}$ с помощью (3) непосредственно не представляется возможным. Можно попытаться это сделать косвенным способом. Константа g (3) состоит из двух констант: константы взаимодействия электронов и константы взаимодействия дырок с фононами [6]. Исходя из этого, целесообразно посмотреть, существует ли связь хотя бы между σ_0 и константой электрон-фононного взаимодействия α. Константа электрон-фононного взаимодействия вычисляется теоретически [7] и непосредственно входит в выражение для эффективной массы полярона m_{pol} [7]

$$m_{\text{pol}} = m^* (1 + \alpha/6). \tag{4}$$

m^* — эффективная масса электрона.

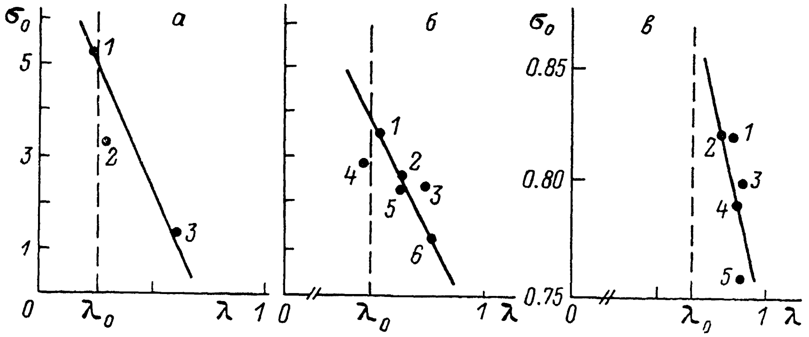
Для многих полупроводниковых соединений величина α определена экспериментально. И поэтому, используя экспериментальные данные для α и σ_0 для различных твердых тел, можно проверить соотношение $\alpha \sim \sigma_0^{-1}$ (рис. 1, прямая *а*). С учетом точности измерений в различных работах следует, что $\alpha=2\sigma_0^{-1}$. На рис. 1 линией *б* представлена зависимость $g=2/3\sigma_0^{-1}$, т. е. та, которая получена для экситонов теоретически в [5]. Из рис. 1 видно, что между σ_0 и константой α или g действительно существует обратно пропорциональная зависимость и по измеряемой σ_0 можно оценивать величины α в случае электронов и g в случае экcитонов: для полупроводников $g < 1$, для ЩГК $g \gtrsim 1$. В [16] для CdS приведена оценка $g \sim 0.7$, что хорошо совпадает с результатами из рис. 1.

Правильность установленной эмпирической зависимости между σ_0 и g, т. е. что действительно σ_0 связана с экситон-фононным взаимодействием подтверждается следующим.

На рис. 2, *а* для трех групп соединений представлена зависимость σ_0 от параметра их ионности λ [17]

$$\lambda = \lambda_0 + \lambda_1, \tag{5}$$

где λ_0 — равновесная ионность, λ_1 — полярность соединения. Видно, что с увеличением ионности соединения относительно равновесной вели-



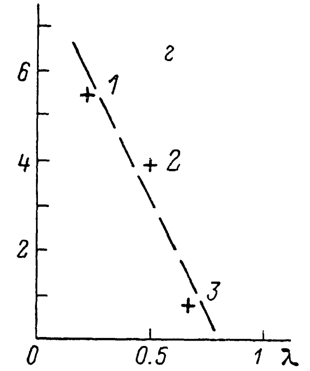


Рис. 2. Зависимости σ_0 от λ для соединений III—V (*а*), II—VI (*б*), I—VII (*в*) и σ_0 от λ_0 (*г*) для того же ряда соединений.

а: *1* — InSb, *2* — InAs, *3* — InP; *б*: *1* — CdTe, *2* — CdSe, *3* — CdS, *4* — ZnTe, *5* — InSe, *6* — ZnS; *в*: *1* — AgCl, *2* — KI, *3* — KCl, *4* — KBr, *5* — NaCl; *г*: *1* — III—V, *2* — II—VI, *3* — I—VII.

чина σ_0 падает для всех трех рядов соединений. То обстоятельство, что σ_0 максимально при $\lambda=\lambda_0$ (когда $\lambda_1=0$) в каждом ряду соединений, по-видимому, свидетельствует, о том, что во взаимодействии экситонов важными являются полярные колебания кристалла.

Возьмем такие бинарные соединения, атомы которых имеют эффективный заряд, точно равный нулю. Из рис. 2 можно определить σ_0, которое соответствует λ_0 для всех трех групп соединений (рис. 2, *г*). Видно, что с увеличением ионности соединения σ_0 уменьшается, т. е. экситон-фононное взаимодействие растет. В зависимости σ_0 от λ_0 исключен вклад полярных колебаний, поэтому изменения экситон-фононного взаимодействия следует отнести за счет вклада акустических фононов. Поскольку наблюдается хорошая корреляция между σ_0 и λ_0 и, кроме того, известно, что при переходе от ковалентных соединений III—V к ионным соединениям I—VII увеличивается степень локализации экситонов в решетке, то это подтверждает, что константа σ_0 действительно связана с величиной взаимодействия экситонов с фононами (рис. 1).

Из представленных данных можно заключить, что из исследований правила Урбаха для экситонного поглощения различных кристаллов можно по параметру σ_0 оценивать константу экситон-фононного взаимодействия g. Нет принципиальных причин, чтобы не был бы предложенный метод оценки константы экситон-фононного взаимодействия справедлив для экситонов Ванье—Мотта и для экситонов Френкеля.

Список литературы

[1] Нокс Р. Теория экситонов. М., 1966. 219 с.
[2] Urbach F. // Phys. Rev. 1953. V. 92. N 9. P. 1324.
[3] Kurik M. V. // Phys. St. Sol. (a). 1971. V. 9. N 1. P. 9—45.
[4] Toyozava Y. // Progr. Theor. Phys. 1959. V. 22. N 4. P. 455.
[5] Toyozava Y. // Tech. Rep. ISSP. Ser. A. 1964. N 1. P. 119.
[6] Давыдов А. С. Теория молекулярных экситонов. М., 1968. 296 с.
[7] Агранович В. М. Теория экситонов. М., 1968. 382 с.
[8] Ансельм А. И. Введение в теорию полупроводников. М., 1978. 615 с.
[9] Spector H. N. // Phys. Rev. A. 1965. V. 137. N 1. P. 137.
[10] Van Daal H. // J. Phil. Res. Reppl. Suppl. 1965. V. 3. N 1. P. 82; Kanazawa K. K., Brown F. C. // Phys. Rev. A. 1964. V. 135. N 6. P. 757.
[11] Парфеньев Р. В., Харус Г. И., Цидильковский И. М., Шалыт С. С. // УФН. 1974. Т. 112. № 1. С. 3—36.
[12] Baer W. S., Dexter R. N. // Phys. Rev. A. 1964. V. 135. N 6. p. 1388.
[13] Hodby J. W., Borders J. A., Brown F. C., Foner S. // Phys. Rev. Lett. 1967. V. 19. N 7. P. 1952.
[14] Hodby J. W. // Sol. St. Comm. 1969. V. 7. N 5. P. 811.
[15] Brown D. C. // Polarons and Excitons A. P. 1968. N 4. P. 323.
[16] Reynolds D. Litton C. W., Collins T. G. // Phys. Rev. 1971. V. 4. N 6. P. 1868.
[17] Сюше Ж. П. Физическая химия полупроводников. М., 1969. 224 с.

Институт физики АН УССР
Киев

Поступило в Редакцию
18 апреля 1990 г.

УДК 539.143.43

© Физика твердого тела, том 33, № 2, 1991
Solid State Physics, vol. 33, N 2, 1991

ЗАПАЗДЫВАЮЩЕЕ НУТАЦИОННОЕ ЭХО В УСЛОВИЯХ НЕРЕЗОНАНСНОГО ВОЗБУЖДЕНИЯ СПИНОВОЙ СИСТЕМЫ

В. С. Кузьмин, А. П. Сайко, Г. Г. Федорук

Известно, что нерезонансное импульсное возбуждение спиновой системы может являться причиной формирования одноимпульсного эха [1] и многокомпонентной структуры двухимпульсного эха [2]. Данные сигналы генерируются в условиях свободной эволюции спиновой системы с неоднородным уширением линии магнитного резонанса. В настоящей работе исследуется влияние нерезонансности возбуждения на нутационные колебания спиновой системы, происходящие во время действия возбуждающих импульсов. Наиболее интересен двухимпульсный режим, в котором изучается нутация спиновой системы, предварительно возбужденной импульсным полем (запаздывающая нутация [3]).

Пусть спиновая система подвергается воздействию переменного электромагнитного поля частоты ω, амплитуда которого

$$H_1(t)=\begin{cases} H_1, & 0<t<t_1,\\ 0, & t_1<t<t_1+\tau,\\ H_1, & t_1+\tau<t<\infty,\end{cases}$$

где t_1 — длительность первого («приготовляющего») импульса, τ — задержка между импульсами.

Выражение для сигнала поглощения при пренебрежении релаксацией имеет вид [3] ($t>t_1+\tau$)

$$v=v_0\omega_1\int\limits_{-\infty}^{\infty}\frac{1}{\beta}\Big(\Big\{-\frac{\Delta}{\beta}\sin\beta(t-t_1-\tau)\Big[\frac{\Delta}{\beta}(1-\cos\beta t_1)\cos\Delta\tau+\sin\beta t_1\sin\Delta\tau\Big]+$$

$$+\cos\beta(t-t_1-\tau)\Big[-\frac{\Delta}{\beta}(1-\cos\beta t_1)\sin\Delta\tau+\sin\beta t_1\cos\Delta\tau\Big]\Big\}+$$