

АНИЗОТРОПИЯ МФР НА КОРОТКОВОЛНОВЫХ ФОНОНАХ

Е.А.Мазур

Показано, что структура матричного элемента и особенности передачи импульса электроном Ландау в квантующем магнитном поле приводят к анизотропии магнитофонного резонанса (МФР) на паре коротковолновых фононов с малым суммарным импульсом.

Гамильтониан электрон-двухфононного взаимодействия в неметаллических кристаллах может быть получен при выделении квадратичных по фононным операторам частей в операторе электрон-фононного взаимодействия $\hat{H}_{e-ph}(\mathbf{r}) = \sum_{\mathbf{q}, \mathbf{G}} e \exp(i(\mathbf{q} + \mathbf{G})\mathbf{r}) (\epsilon^{-1} \delta\varphi + \tilde{\chi}^{(2)} \delta\varphi \delta\varphi')$, где $\delta\varphi$ — возмущающий потенциал ионов, $\epsilon^{-1}(\mathbf{q} + \mathbf{G}, \mathbf{q} + \mathbf{G}')$ — обратная матрица диэлектрической проницаемости (ОМДП) жидкости валентных электронов полупроводника (п/п)¹, $\tilde{\chi}^{(2)}(\mathbf{q} + \mathbf{G}, \mathbf{q}_1 + \mathbf{G}', \mathbf{q}_2 + \mathbf{G}'')$ — собственная часть (аналитическая по \mathbf{q}) нелинейного отклика блоховских валентных электронов на поле возмущенного потенциала ионов². Учет недиагональных по импульсу элементов в ϵ^{-1} и $\tilde{\chi}^{(2)}$ необходим, поскольку обеспечивает ста-

бильность кристаллической решетки в п/п. При малых передачах суммарного импульса q гамильтониан содержит слагаемые поляризационного вида $H_{pol}^{(2)} \sim 1/q$, квадрупольные слагаемые $H_{KB}^{(2)} \sim q_\mu q_{\mu'}/q^2$, а также стремящиеся к нулю при малых передачах импульса q деформационные вклады. Для наиболее сингулярных при $q \rightarrow 0$ поляризационных слагаемых гамильтониан может быть записан в виде

$$H_{e-ph}^{(2)pol}(q) = \sum_{\alpha, \alpha'} \sum_{f_1 j_1} \sum_{f_2 j_2} \frac{2\pi e q_\mu Z_{\mu\lambda\lambda'}^{(2)}(\alpha, \alpha')}{\Omega_0 \epsilon_\infty(\hat{q}) q^2} \times \\ \times \frac{\hbar}{2N} \frac{e_\lambda(\alpha | f_1 j_1) e_{\lambda'}(\alpha' | f_2 j_2)}{(\omega(f_1 j_1) M_\alpha \omega(f_2 j_2) M_{\alpha'})^{1/2}} [\hat{b}(f_1 j_1) \hat{b}^\dagger(f_2 j_2) + \hat{b}_1^\dagger \hat{b}_2 + \hat{b}_1 \hat{b}_2^\dagger + \hat{b}_1 \hat{b}_2] \delta(f_1 + f_2, q), \quad (1)$$

где $\hat{b}^\dagger(f_1 j_1) \equiv \hat{b}_1^\dagger$ и $\hat{b}(f_1 j_1) \equiv \hat{b}_1$ – операторы рождения и уничтожения фонона с квазиимпульсом f_1 ветви j_1 , M_α – масса α -го иона в элементарной ячейке объемом Ω_0 , $e_\lambda(\alpha | f_1 j_1)$ – компонента вектора поляризации для α -го иона фонона $(f_1 j_1)$, $\hat{q} = q/q$, $Z_{\mu\lambda\lambda'}^{(2)}(\alpha, \alpha')$ – определяется выражением

$$Z_{\mu\lambda\lambda'}^{(2)}(\alpha, \alpha') = \sum_{\hat{G} \neq 0, \hat{G}'} \pi_\mu^{(1)}(0, \hat{G}) \epsilon^{-1}(\hat{G}, \hat{G}') \left[\frac{v_\alpha(\hat{G})}{\Omega_0} G_\lambda G_{\lambda'} e^{-i\hat{G}u_\alpha^{(0)}} \delta_{\alpha\alpha'} - \right. \\ \left. - \sum_{\hat{G}''} \sum_{q_1, q_2} \tilde{\chi}^{(2)}(\hat{G}, q_1 + \hat{G}', q_2 + \hat{G}'') \frac{v_\alpha(q_1 + \hat{G}')}{\Omega_0} \rho_\alpha^{(0)}(q_1 + \hat{G}') \frac{v_{\alpha'}(q_2 + \hat{G}'')}{\Omega_0} \rho_{\alpha'}^{(0)}(q_2 + \hat{G}'') \times \right. \\ \left. \times (q_1 + \hat{G}')_\lambda (q_2 + \hat{G}'')_{\lambda'} \right]. \quad (2)$$

Здесь $\pi(q + G, q + G')$ – поляризационный оператор валентных блоховских электронов, недиагональный так же, как и ОМДП ϵ^{-1} , по переданному квазиимпульсу $q + G$, $\pi_\mu^{(1)}(0, G') = \partial \pi(q, q + G') / \partial q_\mu |_{q=0}$. $v_\alpha(q + G)$ – фурье-образ псевдопотенциала ионов сорта α в кристалле, $\rho_\alpha^{(0)}(q + G)$ – парциальный структурный фактор идеального (невозмущенного) кристалла. Перейдем от суммирования по восьми атомам в элементарной ячейке к суммированию по двум атомам в примитивной ячейке. Как видим из (2), тензор $Z_{\mu\lambda\lambda'}^{(2)}(\alpha, \alpha')$, определяющий электрон-двухфононное взаимодействие, состоит из двух частей, первая из которых, отвечающая первому слагаемому (в дальнейшем $\tilde{Z}_{\mu\lambda\lambda'}^{(2)} \delta_{\alpha\alpha'} (-1)^\alpha$) в квадратных скобках в (2), имеет симметрию, совпадающую с симметрией идеального кристалла. Второе слагаемое в (2) отвечает отклику кристалла, искаженного модой $q_1 + G'$, на моду $q_2 + G''$ и имеет, следовательно, симметрию пониженную по сравнению с симметрией идеального кристалла. Это слагаемое сказывается в случае обращения в нуль первого слагаемого в силу симметрии решетки, например, в п/п со структурой алмаза. На существование такого механизма поляризационного электрон-двухфононного взаимодействия было указано в работе Левинсона и Рашба³. В п/п же со структурой цинковой обманки нелинейное поляризационное взаимодействие существенно слабее линейного поляризационного. В п/п со структурой цинковой обманки, симметрия которых отвечает классу $43m$, псевдотензор третьего ранга, отвечающий всем требованиям инвариантности (см., например, ⁴), в результате примет вид

$$Z_{\mu\lambda\lambda'}^{(2)} = \sum_{\hat{G} \neq 0, \hat{G}'} \pi_\mu^{(1)}(0, \hat{G}) \epsilon^{-1}(\hat{G}, \hat{G}') \frac{v_\alpha(\hat{G})}{\Omega_0} G_\lambda G_{\lambda'} \exp(-i\hat{G}u_\alpha^{(0)}) = \tilde{Z}_{123}^{(2)} \epsilon_{\mu\lambda\lambda'} (-1)^\alpha. \quad (3)$$

Здесь $\epsilon_{\mu\lambda\lambda'}$ – полностью симметричный тензор третьего ранга, обращающийся в нуль при совпадении любых двух индексов и не меняющий знак при перестановке любых двух индексов

($\epsilon_{xyz} = \epsilon_{123} = 1$). Те же требования симметрии приводят к равенству нулю псевдотензора $Z_{\mu\lambda\lambda}^{(2)}$, в п/п со структурой алмаза. В случае взаимодействия электрона с парой коротковолновых фононов с малым суммарным импульсом, когда $f_1 \approx -f_2$, числитель $q\hat{z}e_1e_2/M$ в (1) сводится к виду

$$q\hat{z}e_1e_2/M = \tilde{Z}_{123}^{(2)} \left\{ q_x \sum_{\alpha=1}^2 (-1)^\alpha e_y(\alpha | f_1 j_1) e_z^*(\alpha | f_1 j_2) / M_\alpha + \begin{matrix} \text{перест.} \\ x, y, z \end{matrix} \right\}. \quad (4)$$

Таким образом, симметрия кристалла накладывает ограничения на направления векторов поляризации в паре фононов, испускаемых при потере электроном импульса q . В частности, из (1), (4) следует, что испускание (или поглощение) электроном двух коротковолновых поперечных фононов с учетом закона сохранения импульса $\delta(f_1 + f_2, q)$ и малости q происходит вдоль q , т. е. f_1 и f_2 направлены противоположно друг другу и коллинеарны q . В отсутствие магнитного поля экспериментальное обнаружение анизотропии электрон-двухфононного взаимодействия затруднено из-за сложностей выделения вклада двухфононных процессов на фоне однофононных. При приложении к п/п квантующего магнитного поля (КМП) появляется возможность выделить процессы взаимодействия электрона Ландау одновременно с парой фононов, в частности, в эффекте магнитодвухфононного резонанса^{5, 6}, заключающемся в осцилляциях поперечной проводимости п/п в КМП в зависимости от величины магнитного поля с периодом, определяемым условием

$$\hbar\omega_{ph1}(q) \pm \hbar\omega_{ph2}(-q) = e\hbar H / m^*c. \quad (4)$$

Предполагается, что паре фононов 1 и 2 с малым суммарным импульсом соответствует пик в суммарно- или разностно-двухфононной плотности состояний. В скрещенных электрическом и КМП передача импульса электроном Ландау осуществляется в среднем только в направлении, перпендикулярном электрическому и магнитному полю (направление y). Действительно, поперек магнитного поля передача волнового вектора ограничена обратной магнитной длиной $q_1 < 1/\lambda_H$, $\lambda_H = (c\hbar/eH)^{1/2}$, продольная же передача импульса электроном Ландау $\hbar q_z$ определяется законами сохранения энергии и импульса в акте генерации пары фононов в условиях резонанса и при водородных температурах существенно уступает обратной магнитной длине $q_z < 1/(\lambda_H(2\hbar\omega_H/kT)^{1/2})$, а $\hbar\omega_H \gg kT$. Поляризационное электрон-фононное взаимодействие наиболее эффективно при малых передачах импульса q . Тем не менее, в актах рассеяния передается близкий к предельному импульс $q_y \sim 1/\lambda_H$ из-за наличия в формуле Кубо для коррелятора скоростей центров электронных орбит множителя q_y^2 , "зарезающего" малые передачи поперечного импульса $\hbar q_y$. Таким образом $q_{y\text{эфф}} \gtrsim q_{x\text{эфф}} \gg q_{z\text{эфф}}$. Преобладание q_y и обеспечивает результирующий дрейф электронов в направлении, перпендикулярном E и H . Тем не менее, по порядку величины $q_{y\text{эфф}} \sim q_{x\text{эфф}}$ и в результате можно лишь утверждать, что передача импульса электроном Ландау в КМП в отдельном акте идет в плоскости, перпендикулярной H , что и приводит к анизотропии МФР на коротковолновых (в частности, акустических) фононах. Действительно, при взаимодействии электрона Ландау с парой коротковолновых поперечных акустических или оптических фононов с малым суммарным импульсом квазиимпульсы каждого из фононов лежат в плоскости, перпендикулярной КМП. Изменение направления КМП в кристалле приведет к изменению направления передаваемого паре фононов импульса q , а, следовательно, согласно (1), (2) и к изменению направления квазиимпульсов пары фононов f_1, f_2 . В случае, когда в направлении квазиимпульса одного из фононов располагается область зоны Бриллюэна (ЗБ) с пиком в двухфононной плотности состояний, поперечная проводимость п/п может испытывать магнитодвухфононные осцилляции в зависимости от величины H , пропадающие при последующем изменении направления КМП. Таким образом, при низких температурах КМП позволяло эффективно исследовать ЗБ с помощью резонансных двухфононных процессов (в том числе в областях, прилегающих к ее границам), сканируя ее по плоскостям, перпендикулярным КМП и проходящим через центр ЗБ. Отметим в заключение, что эффект анизотропии дол-

жен проявляться во всех магнитоосцилляционных эффектах с неупругим рассеянием на паре коротковолновых фононов: осцилляциях фототока в КМП, циклотрон-двухфононном резонансе и т. п.

Литература

1. *Wizer N.* Phys. Rev., 1963, 129, 62.
2. *Sham L.J.* Phys. Rev., 1966, 150, 720.
3. *Левинсон И.Б., Рашба Э.И.* Письма в ЖЭТФ, 1974, 20, 63.
4. *Вустер У.* Применение тензоров и теории групп для описания физических свойств кристаллов. М.; Мир, 1977.
5. *Eaves L., Stradling R.A. Askenazy S. et al.* Journ. Phys. C., 1974, 7, 1999.
6. *Мазур Е.А., Собакин В.Н.* ФТТ, 1976, 18, 3481.

Московский
инженерно-физический институт

Поступила в редакцию
12 марта 1986 г.