Письма в ЖЭТФ, том 79, вып. 1, с. 50 – 53 © 2004 г. 10 января

Фонон-плазмонные моды в сильном магнитном поле

Л. А. Фальковский

Институт теоретической физики им. Л. Д. Ландау РАН
117337 Москва, Россия

Groupe d'Etudes des Semiconducteurs, cc074 UM2-CNRS
34095 Montpellier cedex5, France

Поступила в редакцию 27 ноября 2003 г.

Рассчитаны частоты фонон-плазмонных связанных мод в сильном магнитном поле. Вычисления проделаны в длинноволновом приближении с учетом электронного затухания и собственного времени жизни оптических фононов. Получена зависимость сечения рамановского рассеяния от концентрации носителей и величины магнитного поля.

PACS: 63.20.Kr, 71.38.–k, 72.30.+q

Связанные фонон-плазмонные моды возникают в результате взаимодействия оптических фононов с носителями заряда в полупроводниках. Они наблюдаются, например, в рамановском рассеянии. Интерес к ним связан не только с приложениями в оптике, но и с возможностью выяснить некоторые принципиальные вопросы физики конденсированного состояния, в частности, определить с их помощью величину электрон-фононного взаимодействия. В этой связи привлекательным является исследование [1] фонон-плазмонных мод в присутствии магнитного поля, которое, наряду с концентрацией носителей, представляет собой дополнительный свободный параметр.

Приведем оценку соответствующих параметров электрон-фононной системы. Частота испущенного или поглощенного оптического фонона ω обычно равна нескольким сотням градусов, например, в GaAs – это 35 мВ. Магнитное поле, в котором циклотронная частота носителей имеет такой же порядок величины, должно достигать 20 Тл при эффективной массе носителей $0.063\,m_0$ в том же GaAs. Если рассеяние возбуждается лазерной частотой $\omega_i = 1.5$ эВ, то волновой вектор k падающего излучения равен $\omega_i/c \sim \sim 10^5\,\text{см}^{-1}$. Тогда выполнено условие $\omega/c \ll k \ll \ll \omega/v_F$, где фермиевская скорость составляет $v_F \sim \sim 0.5\cdot 10^8$ см/с в случае, когда статистика носителей является вырожденной. Левая часть приведенного неравенства означает, что электрическое поле, связанное с фононным колебанием, является статическим, то есть продольным по отношению к волновому вектору $\mathbf{k}$. Правая часть неравенства позволяет вычислять проводимость разложением по параметру kv/ω, сохраняя по крайней мере первую поправку, которая оказывается важной, поскольку имеет резонансный характер.

Следует отметить два обстоятельства. Во-первых, представляет интерес как частота связанных мод, так и ширина соответствующего резонанса, например, в рамановском рассеянии света. Поэтому вклад носителей в диэлектрическую проницаемость должен вычисляться с учетом их затухания. Пространственная дисперсия проницаемости в магнитном поле в этих условиях до сих пор не вычислялась. Во-вторых, помимо электродинамического взаимодействия носителей с фононными колебаниями, учитываемого диэлектрической проницаемостью, существует деформационное взаимодействие, которое в теоретических работах носит имя Фрёлиха. Оно возникает благодаря неадиабатичности электрон-фононной системы и приводит к некоторой (малой в меру параметра неадиабатичности) перенормировке фононных частот. В отсутствие магнитного поля эта перенормировка рассматривалась в последнее время в работах [2 – 4], и здесь мы ее учитывать не будем.

Рассмотрим геометрию, когда эффект магнитного поля наиболее существен: магнитное поле $\mathbf{H}$ направлено по оси z, волновой вектор $\mathbf{k}$ и соответствующее электрическое поле $\mathbf{E}$ – в перпендикулярном направлении x. Для расчета диэлектрической проницаемости воспользуемся кинетическим уравнением в τ-приближении:

$$-i(\omega - kv_x)f + \omega_c\frac{df}{d\varphi} = v_x - (f - < f >)/\tau, \qquad (1)$$

причем множитель $eE\delta(\varepsilon - \varepsilon_F)$, содержащий заряд, электрическое поле и функцию Дирака, выделен из функции распределения f, ε – энергетическая переменная, циклотронная частота $\omega_c = eH/mc$, φ – угол вращения в импульсном пространстве вокруг магнитного поля, от которого зависит скорость $\mathbf{v}$. Для квадратичного электронного спектра можно считать, например, что $v_x = v_\perp(p_z)\sin\varphi$. Угловыми скобками обозначено усреднение по ферми-поверхности:

$$\langle ...\rangle = \int (...) m dp_z d\varphi / \int m dp_z d\varphi,$$

элемент фазового объема равен $m d\varepsilon dp_z d\varphi$. Учет слагаемого с усреднением в кинетическом уравнении необходим для выполнения закона сохранения электронного тока.

Поперечная по отношению к магнитному полю проводимость в направлении x равна

$$\sigma = e^2 \int v_x f m \frac{2 d\varphi dp_z}{(2\pi)^3}. \qquad (2)$$

Будем разлагать решение уравнения (1) по параметру kv/ω до второго порядка: $f = f_0 + f_1 + f_2$. Поскольку при интегрировании по φ обращается в нуль $< v_x >$, из уравнения (1) видно, что $< f_0 >= 0$. Поэтому система уравнений для f_0, f_1 и f_2 имеет вид

$$-i\omega^* f_0 + \omega_c \frac{df_0}{d\varphi} = v_x,$$

$$-i\omega^* f_j + \omega_c \frac{df_j}{d\varphi} = \frac{< f_j >}{\tau} - ikv_x f_{j-1},$$

где $j = 1, 2$ и $\omega^* = \omega + i/\tau$. Легко находятся нулевое и первое приближения:

$$f_0 = \int\limits_{-\infty}^{\varphi} v_x \exp\left[-i\omega^*(\varphi - \varphi')/\omega_c\right] =$$

$$= \frac{-v_\perp}{2}\left[(\omega_c - \omega^*)^{-1} e^{i\varphi} + (\omega_c + \omega^*)^{-1} e^{-i\varphi}\right], \qquad (3)$$

$$f_1 = \int\limits_{-\infty}^{\varphi} (< f_1 > /\tau) - ikv_x f_0) \exp\left[-i\omega^*(\varphi - \varphi')/\omega_c\right], \qquad (4)$$

периодичные по углу φ. Усредняя обе части последнего выражения, находим $< f_1 >$, а затем и f_1:

$$f_1 = \frac{-ikv_\perp^2}{4(\omega_c^2 - \omega^{*2})}\left[\frac{4i}{3\omega\tau} + 2\frac{v_\perp^2}{v_0^2} + \right.$$

$$\left. + \frac{(\omega_c + \omega^*)v_\perp^2}{(2\omega_c - \omega^*)v_F^2} e^{2i\varphi} + \frac{(\omega_c - \omega^*)v_\perp^2}{(2\omega_c + \omega^*)v_F^2} e^{-2i\varphi}\right]. \qquad (5)$$

Для второго приближения имеем выражение, похожее на f_1 (4). Отличие связано с тем, что f_2 является нечетной функцией скорости, и поэтому среднее $< f_2 >$ обращается в нуль. Находим

$$f_2 = \frac{k^2 v_\perp v_F^2}{8(\omega_c^2 - \omega^{*2})} \times$$

$$\times \left[\left(\frac{4i}{3\omega\tau} + 2\frac{v_\perp^2}{v_0^2}\right)\left(\frac{e^{i\varphi}}{\omega_c - \omega^*} + \frac{e^{-i\varphi}}{\omega_c + \omega^*}\right) + \right.$$

$$+ \frac{(\omega_c + \omega^*)v_\perp^2}{(2\omega_c - \omega^*)v_F^2}\left(\frac{e^{3i\varphi}}{3\omega_c - \omega^*} - \frac{e^{i\varphi}}{\omega_c - \omega^*}\right) -$$

$$\left. - \frac{(\omega_c - \omega^*)v_\perp^2}{(2\omega_c + \omega^*)v_F^2}\left(\frac{e^{-i\varphi}}{\omega_c + \omega^*} - \frac{e^{-3i\varphi}}{3\omega_c + \omega^*}\right)\right]. \qquad (6)$$

Первое приближение f_1 (5), будучи четным по скорости, вклада в проводимость не дает. Пользуясь нулевым (3) и вторым (6) приближениями, вычисляем вклад носителей в проводимость (2) и диэлектрическую проницаемость $4\pi i\sigma/\omega$, которая с учетом решеточного вклада записывается в виде

$$\varepsilon(\omega, k) = \varepsilon_\infty \left\{1 - \frac{\omega_{pi}^2}{\omega^2 - i\omega\Gamma - \omega_{TO}^2} - \frac{\omega_{pe}^2 \omega^*}{\omega(\omega^{*2} - \omega_c^2)} - \right.$$

$$\left. - \frac{3\omega_{pe}^2 \omega^* k^2 v_F^2}{5\omega(\omega^{*2} - \omega_c^2)^2}\left(1 + \frac{5i}{9\omega\tau} + \frac{3\omega_c^2}{\omega^{*2} - 4\omega_c^2}\right)\right\}, \qquad (7)$$

где плазменная частота ионов определяется соотношением между частотами продольных и поперечных мод: $\omega_{LO}^2 = \omega_{TO}^2 + \omega_{pi}^2$. Полученная формула остается справедливой как в отсутствие магнитного поля ($\omega_c = 0$), так и в бесстолкновительном пределе ($\tau = \infty$). При выполнении обоих этих условий формула (7) переходит в известное выражение с правильным коэффициентом $3/5$. Этот коэффициент, как и остальные в (7), вычислялся здесь для квадратичного электронного спектра, но сама зависимость от частоты ω, магнитного поля и затухания сохраняется и в общем случае.

В работе [5] было получено выражение для диэлектрической проницаемости невырожденной электронной плазмы:

$$\varepsilon(\omega, k) = 1 - \frac{\omega_{pe}^2 \omega^*}{\omega}\left[\frac{1 - \lambda}{\omega^{*2} - \omega_c^2} + \frac{\lambda}{\omega^{*2} - 4\omega_c^2}\right], \qquad (8)$$

где $\lambda = (kv_{th}/\omega_c)^2$, v_{th} — тепловая скорость электронов. При $\tau = \infty$ и $\lambda = (kv_F/\omega_c)^2/5$ оно совпадает с электронным слагаемым в (7).

Нули диэлектрической проницаемости (7) определяют спектр продольных колебаний электрон-фононной системы в магнитном поле. В пренебрежении электронным τ^{-1} и фононным Γ затуханием выражение (7) вещественно и частоты соответствующих колебаний также вещественны. Для их определения приходится решать кубическое уравнение. Вместо этого можно вначале опустить малое слагаемое с k^2 и получить, решая квадратное уравнение, две собственные частоты $\omega_\pm$. Третья частота лежит вблизи полюса $\omega = 2\omega_c$ опущенного слагаемого, на рис.1 и 2 она показана штрих-пунктиром.

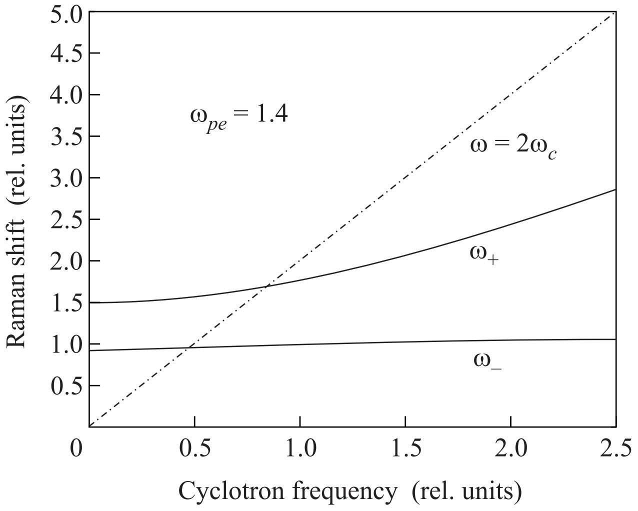

Рис.1. Зависимость частот (в ед. ω_{TO}) фонон-плазмонных связанных мод от магнитного поля (циклотронная частота в ед. ω_{TO}) для концентрации носителей $\omega_{pe} = 1.4$; плазменная частота носителей ω_{pe} в ед. ω_{TO}

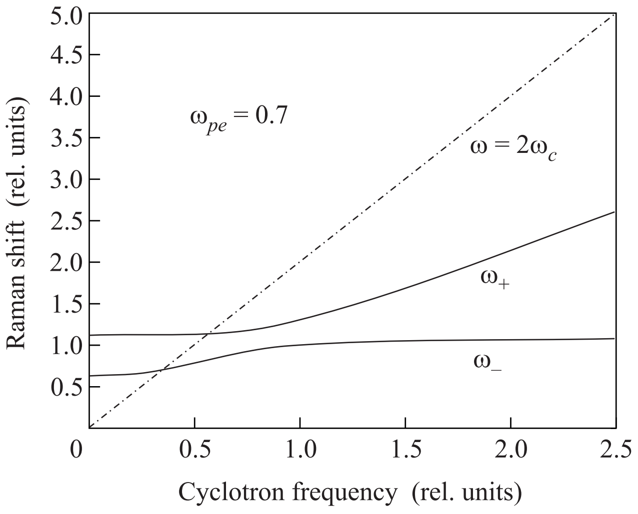

Рис.2. То же, что на рис.1, но для $\omega_{pe} = 0.7$

Более информативными являются рис.3 и 4, на которых изображена интенсивность рамановского рассеяния как функция переданной частоты для нескольких значений магнитного поля и двух концентраций носителей. Эта функция является мнимой частью обобщенной восприимчивости:

$$\chi(\omega,k) = \chi_e(\omega,k) + \\ + 4\pi g_E^2 \frac{\varepsilon_e(\omega,k)C^2\omega_{TO}^4/\varepsilon_\infty\omega_{pi}^2 - \Delta - 2C\omega_{TO}^2}{\varepsilon_e(\omega,k)\Delta + \varepsilon_\infty\omega_{pi}^2}, \qquad (9)$$

полученной в работе [6] для случая нулевого магнитного поля; $\varepsilon_e(\omega,k)$ – диэлектрическая проницае-

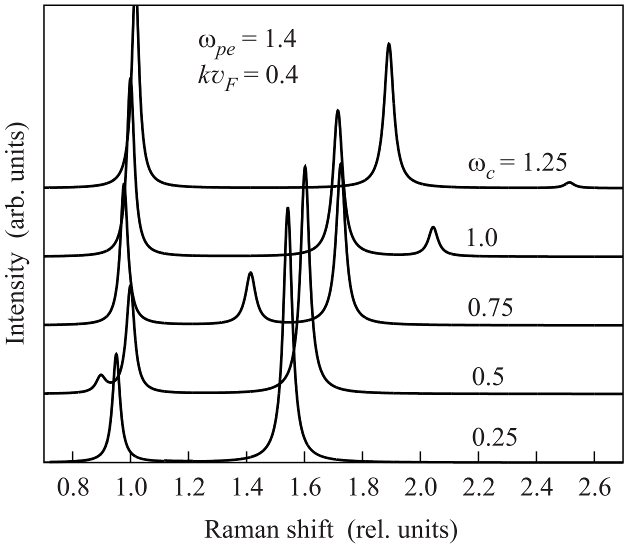

Рис.3. Рассчитанные рамановские спектры для концентрации носителей, переданного вектора и циклотронной частоты, указанных на рис. Все частоты и kv_F в ед. ω_{TO}; фононная ширина $\Gamma = 3\cdot10^{-2}\omega_{TO}$, частота релаксации носителей $\tau^{-1} = 2\cdot10^{-2}\omega_{TO}$, плазменная частота ионов $\omega_{pi} = 0.4\omega_{TO}$

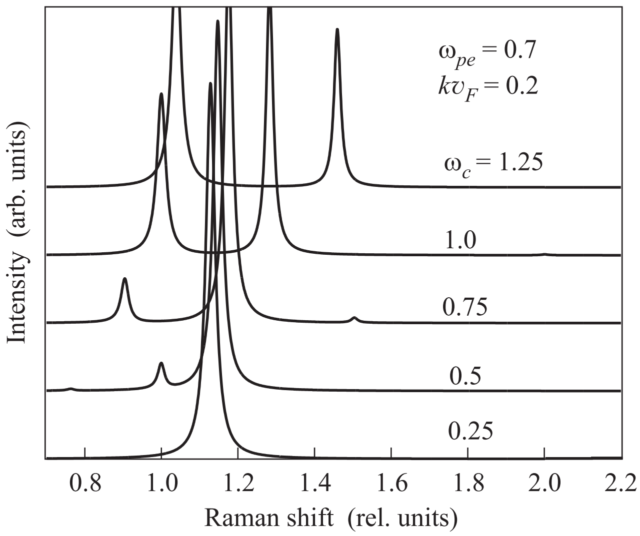

Рис.4. То же, что на рис.3, но для $\tau^{-1} = 10^{-2}\omega_{TO}$

мость без решеточного вклада и $\Delta = \omega_{TO}^2 - \omega^2 - i\omega\Gamma$. Все отличие заключается лишь в выражении для диэлектрической проницаемости, которая теперь дается формулой (7). В выражении (9) g_E – электрооптическая константа, а C – коэффициент Фауста-Генри, который при сравнении с экспериментом в отсутствие магнитного поля обычно берется равным $C = -0,5$. Полюса второго слагаемого в (9), естественно, совпадают с нулями диэлектрической проницаемости (7).

Первое слагаемое в (9), вклад в рассеяние за счет возбуждения электрон-дырочных пар, не учтено на рисунках. Оно было вычислено в работе [7] и при $k = 0$ имеет вид

$$\chi_e(\omega, 0) = -\nu \sum_n \langle \frac{\omega |\gamma^{(n)}|^2}{\omega - n\omega_c + i/\tau} \rangle, \qquad (10)$$

где $\gamma^{(n)}$ – фурье-компонента (по углу φ) электрон-оптической константы и ν – плотность электронных состояний.

Электрон-дырочный вклад (10), как и диэлектрическая проницаемость (7), имеет особенности на циклотронной и кратных частотах. Существенное отличие заключается в том, что второе слагаемое в (9) зависит только от переданной частоты ω, в то время как электрон-дырочный вклад (10) зависит посредством $\gamma^{(n)}$ от частоты падающего и рассеянного света в отдельности (резонансное рассеяние). Кроме того, циклотронные резонансы во втором слагаемом сильно интерферируют с фононными особенностями при ω_{TO} или ω_{LO}. Действительно, на рис.3 видно, как "расталкиваются" слабый резонанс при $\omega = 2\omega_c$ и фононный пик при $\omega = \omega_{TO}$ в случае, когда они оказываются близкими – кривая для $\omega_c = 0,5$. На этом же рисунке (см. также рис.1), для случая относительно большой концентрации носителей, отчетливо виден результат экранировки: частота ω_-, которая в отсутствие носителей равна частоте продольной моды (при данном выборе параметров это $\omega_{LO} = 1.1\omega_{TO}$), оказывается близка к частоте поперечной моды ω_{TO}.

Случаю относительно малой концентрации носителей отвечают рис.2 и 4, причем на последнем видно, что в слабом поле ($\omega_c = 0.25$) частота продольной моды близка, как и должно быть, к $\omega_{LO} = 1.1\omega_{TO}$. На кривых для $\omega_c = 0.75$ и 1.0, помимо слабого резонанса при $\omega = 2\omega_c$, виден фонон-плазмонный кроссовер: при увеличении магнитного поля более слабый плазмонный пик, проходя через фононный, становится более интенсивным.

Работа выполнена при поддержке Российского фонда фундаментальных исследований. Автор благодарен W. Knap и J. Camassel за обсуждение работы.

1. A. Wysmolek, M. Potemski, and T. Slupinski, Physica **B298**, 216 (2001).
2. A. S. Alexandrov and J. R. Schrieffer, Phys. Rev. **B56**, 13731 (1997).
3. M. Reiser, Phys. Rev. **B61**, 40 (2000).
4. L. A. Falkovsky, Phys. Rev. **B66**, 020302 (2002).
5. P. M. Platzman, P. A. Wolf, and N. Tzoar, Phys. Rev. **174**, 489 (1968).
6. L. A. Falkovsky, ЖЭТФ **124**, 886 (2003).
7. E. G. Mishchenko, Phys. Rev. **B53**, 2083 (1996).