Письма в ЖЭТФ, том 40, вып. 7, стр. 301 –303 *10 октября 1984 г.*

КОМПЕНСАЦИЯ ПЛАЗМЕННОГО СДВИГА ЦИКЛОТРОННОГО РЕЗОНАНСА В НЕОДНОРОДНОЙ ЭЛЕКТРОННОЙ СИСТЕМЕ

Л.И.Магарилл, А.В.Чаплик

Предложено объяснение обнаруженного в [1,2] отсутствия плазменного сдвига циклотронного резонанса в геометрии Фойгта. Показано, что в неоднородной системе плазменный сдвиг в существенной части компенсируется перенормировкой циклотронной частоты за счет самосогласованного поля электронов.

Недавно были опубликованы две экспериментальные работы, в которых исследовался циклотронный резонанс (ЦР) электронов инверсионных каналов МДП структур в InSb [1] и $Hg_{1-x}Cd_xTe$ [2] в условиях геометрии Фойгта: магнитное поле (ось x) параллельно поверхности образца, электромагнитное излучение падает на поверхность по нормали (ось z) и поляризовано перпендикулярно магнитному полю, т. е. по оси y. Хорошо известно, что в пространственно однородной трехмерной плазме резонанс поглощения для геометрии Фойгта наступает при частоте $\omega_{res} = \sqrt{\omega_c^2 + \omega_p^2}$, где ω_c и ω_p – соответственно циклотронная и плазменная частоты. Неожиданным и удивительным фактом, отмеченным обеими группами авторов [1,2] было очевидное отсутствие плазменного сдвига в резонансе пропускания ИК излучения электронами инверсионного канала. Подчеркнем, что речь идет не о малом эффекте: если оценить ω_p, используя характерную объемную концентрацию электронов в канале (см. [1]), то ω_p оказывается порядка ω_c. Тем не менее резонансный пик не сдвигался при изменении концентрации носителей в канале более чем на порядок. В настоящей работе мы предлагаем объяснение этого результата, справедливое по крайней мере в случае достаточно сильных магнитных полей, когда магнитная длина l существенно меньше "электрической" длины L, т. е. характерной толщины инверсионного слоя. Согласно предлагаемой теории эффект оказывается специфичным именно для пространственно неоднородных систем.

Задача состоит в отыскании электронного вклада в коэффициент прохождения электромагнитной волны сквозь слой замагниченной плазмы. Вследствие неоднородности плазмы компоненты тензора проводимости являются интегральными операторами, т. е. определяют нелокальную связь тока с полем. В геометрии Фойгта по плазме распространяется необыкновенная волна, имеющая поперечную E_y и продольную E_z компоненты электрического поля. Эти величины должны быть найдены из уравнений Максвелла:

$$\frac{d^2E_y}{dz^2} + \frac{\epsilon_0(z)\,\omega^2}{c^2}E_y = -\frac{4\pi i\omega}{c^2}\hat{\sigma}_{y\alpha}E_\alpha\,, \tag{1}$$

$$\epsilon_0(z)E_z = -\frac{4\pi i}{\omega}\hat{\sigma}_{z\alpha}E_\alpha\,, \quad \alpha = y, z\,.$$

Очевидно, что поля зависят лишь от координаты z, поэтому второе уравнение не содержит производных; $\epsilon_0(z)$ – фоновая диэлектрическая проницаемость системы (не учитывающая вклад электронов), ω – частота электромагнитной волны.

Воспользуемся теперь малостью параметра l/L. Движение электронов по оси z описывается волновыми функциями, характерный размер которых l, а координата центра орбиты изменяется в интервале порядка L. Если в формулах типа Кубо для тензора проводимости оставить лишь главные по l/L матричные элементы, то операторы $\hat{\sigma}_{\alpha\beta}$ примут диагональный (в $\mathbf{r}$-пространстве) вид:

$$\hat{\sigma}_{\alpha\beta}E_\beta \equiv \int dz'\sigma_{\alpha\beta}(z,z')E_\beta(z') \approx \sigma_{\alpha\beta}(z)E_\beta(z)\,, \tag{2}$$

где $\sigma_{\alpha\beta}(z)$ – компоненты локальной проводимости, пропорциональные объемной плотности электронов $n(z)$. Иными словами мы приходим к задаче о плазменном слое переменной плотности, причем размер электронной орбиты много меньше расстояния, на котором концентрация электронов существенно изменяется.

После отделения переменных x, y в уравнении Шредингера фигурирует эффективная потенциальная энергия

$$U_{eff}(z) = \frac{m\omega_c^2}{2}(z - l^2 p_y)^2 + V(z). \quad (3)$$

Мы выбрали калибровку вектор-потенциала $\mathbf{A} = (0, -Hz, 0)$; p_y – сохраняющаяся компонента импульса, $V(z)$ – полный одночастичный потенциал, включающий вклады внешнего поля (т. е. напряжения на МДП структуре), поля ионизованных примесей и самосогласованного поля электронов инверсионного слоя. Поскольку движение по оси z финитно и в достаточно сильных магнитных полях близко к осцилляторному, мы можем разложить U_{eff} для каждого электрона с заданным p_y вокруг точки минимума z_0 и ограничиться квадратичными членами. Тогда в осцилляторе Ландау возникнет перенормировка частоты: $\omega_c^2 \to \tilde{\omega}_c^2 \equiv \omega_c^2 + V''(z_0)/m$. В рассматриваемом "параболическом" приближении компоненты $\sigma_{\alpha\beta}(z_0)$ легко находятся (см. работу авторов [3]):

$$\sigma_{yy}(z_0) = \frac{ie^2 n(z_0)}{m^2\bar{\omega}}\,\frac{m\bar{\omega}^2 - V''(z_0)}{\bar{\omega}^2 - \tilde{\omega}_c^2(z_0)}; \qquad \sigma_{zz}(z_0) = \frac{ie^2 n(z_0)\bar{\omega}}{m(\bar{\omega}^2 - \tilde{\omega}_c^2(z_0))}$$

$$\sigma_{yz}(z_0) = -\sigma_{zy}(z_0) = \frac{e^2\omega_c n(z_0)}{m(\bar{\omega}^2 - \tilde{\omega}_c(z_0))}, \quad (4)$$

где $\bar{\omega} = \omega + i\nu$, ν – феноменологическая частота столкновений электронов.

Подставляя (2) и (4) в (1) и исключая E_z, получим уравнение для E_y, которое можно решать в приближении δ-образного барьера (длина волны ИК излучения на $3 \div 4$ порядка больше толщины инверсионного слоя). В результате получается выражение для амплитуды коэффициента прохождения t, в котором аддитивно присутствуют вклады электронов с заданным z_0:

$$t = \frac{2}{1+\sqrt{\epsilon_0}}\left\{1 + \frac{4\pi i e^2}{(1+\sqrt{\epsilon_0})m\bar{\omega}}\int dz_0 n(z_0)\,\frac{\omega\left[\bar{\omega}^2 - \dfrac{V''(z_0)}{m}\right] - \bar{\omega}\,\omega_p^2(z_0)}{\omega[\bar{\omega}^2 - \tilde{\omega}_c^2(z_0)] - \bar{\omega}\,\omega_p^2(z_0)}\right\}^{-1}. \quad (5)$$

Каждой группе электронов с заданным z_0 соответствует локальный плазменный сдвиг $\omega_p^2(z_0)$, но вместо ω_c в резонансный знаменатель входит гибридная частота $\tilde{\omega}_c$. Таким образом,

$$\omega_{res.}^2 = \omega_c^2 + \frac{V''(z_0)}{m} + \omega_p^2(z_0). \quad (6)$$

Величина $V''(z_0)$ в приближении самосогласованного поля определяется уравнением Пуассона. Существенно, что сильное внешнее поле, вызывающее изгиб зон в полупроводнике, не дает вклада в $V''(z_0)$, так как соответствующие заряды находятся вне инверсионного слоя. Следовательно,

$$V''(z_0) = -\frac{4\pi e}{\epsilon_0}[en(z_0) + \rho_{imp}], \quad (7)$$

где e – заряд электрона, ρ_{imp} – не зависящая от z_0 плотность заряда ионизованных примесей. В пространственно однородной системе вследствие электронейтральности $en = -\rho_{imp}$, $V'' = 0$, поэтому возникает плазменный сдвиг ЦР. В данном случае слагаемое $en(z_0)$ в (7) полностью компенсирует $\omega_p^2(z_0)$ в формуле (6). Сдвиг резонанса, пропорциональный ρ_{imp} не зависит от поверхностной концентрации электронов $N_s = \int dz n(z)$. Именно независимость положения резонансного пика от N_s является прямым результатом экспериментов [1, 2]. Заметим, впрочем, что сдвиг, связанный с ρ_{imp}, гораздо меньше ожидаемого плазменного сдвига, так как в инверсионном канале $|e|n(z) \gg |\rho_{imp}|$.

Согласно изложенному в данной работе зависимость ω_{res} от N_s могла бы появиться лишь как следствие учета ангармоничности, т. е. от высших производных U_{eff}. С другой стороны, форма линии наблюдаемого ЦР определяется наложением подобных контуров с общим центром ω_c и различными ширинами, зависящими от $\omega_p^2(z_0)$ (см. (5)). Следовательно, полная ширина линии ЦР должна зависеть от N_s уже в гармоническом приближении. Однако надежные экспериментальные исследования такой зависимости пока не проводились.

В заключение авторы выражают благодарность М.В.Энтину за полезные обсуждения.

Литература

1. *Horst M., Merkt U., Kotthaus J.P.* Solid State Comm., 1984, **49**, 707.
2. *Wen-qin Zhao, Mazure C., Koch F., Ziegler J., Maier H.* Proceed. V International Conf. on Electron Properties 2D Systems, Oxford, England, 1983, pp. 454 – 459.
3. *Магарилл Л.И., Чаплик А.В.* ЖЭТФ, 1978, **74**, 2196.

Новосибирский
государственный университет
им. Ленинского комсомола

Поступила в редакцию
20 августа 1984 г.