Письма в ЖЭТФ, том 43, вып. 2, стр. 96 – 98 *25 января 1986 г.*

ЭЛЕКТРОСТАТИЧЕСКИЕ КОЛЕБАНИЯ В ДВУМЕРНЫХ СИСТЕМАХ В УСЛОВИЯХ КВАНТОВОГО ЭФФЕКТА ХОЛЛА

В.И.Тальянский

Показано, что в двумерных (2*D*) системах ограниченных размеров (2*D*-слой в форме круга, эллипсоид "сделанный" из сверхрешетки) в условиях квантового эффекта Холла существуют собственные электростатические колебания, аналогичные в идейном отношении однородной прецессии намагниченности в ферромагнитном эллипсоиде [1].

Рассмотрим так называемую объемную сверхрешетку (например, на основе GaAs – AlGaAs [2]), состоящую из чередующихся слоев различных полупроводников. На границах раздела между слоями возникают двумерные электронные каналы (2*D*-слои). В магнитном поле, направленном перпендикулярно 2*D*-слоям, электропроводность отдельного 2*D*-слоя описывается тензором:

$$\hat{\bar\sigma} = \begin{pmatrix} \bar\sigma_{xx} & -\bar\sigma_{xy} & 0 \\ +\bar\sigma_{xy} & \bar\sigma_{xx} & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

(оси x и y лежат в плоскости слоя, ось z – перпендикулярно слою). В условиях квантового эффекта Холла (в дальнейшем мы ограничимся этим случаем):

$$\bar\sigma_{xx} \approx 0, \quad \bar\sigma_{xy} = e^2 n/2\pi\hbar, \tag{1}$$

где n – целое или дробное число.

Для достаточно низких частот можно пренебречь частотной зависимостью величин $\bar\sigma_{xy}$ [3]; кроме того, если масштабы пространственного изменения полей и токов задачи много больше расстояния d между $2D$-слоями в сверхрешетке, то тензор электропроводности для всей сверхрешетки равен

$$\hat\sigma = \frac{1}{d}\hat{\bar\sigma}. \tag{2}$$

Теперь электродинамические свойства сверхрешетки можно описать с помощью тензора диэлектрической проницаемости

$$\hat\epsilon = \begin{pmatrix} \epsilon_0 - \dfrac{4\pi i}{\omega}\sigma_{xx}; & \dfrac{4\pi i}{\omega}\sigma_{xy}; & 0 \\ -\dfrac{4\pi i}{\omega}\sigma_{xy}; & \epsilon_0 - \dfrac{4\pi i}{\omega}\sigma_{xx}; & 0 \\ 0 & 0 & \epsilon_0 \end{pmatrix}, \tag{3}$$

где ϵ_0 – усредненная диэлектрическая проницаемость полупроводников в сверхрешетке.

Вырежем из сверхрешетки эллипсоид. Такая форма образца позволяет связать (в электростатическом приближении, $\mathrm{rot}\,\mathbf{E} = 0$) электрическое поле внутри и вне эллипсоида с помощью тензора деполяризующих факторов [4]. Дальнейшие рассуждения совершенно аналогичны для эллипсоида любой формы; поэтому мы ограничимся рассмотрением эллипсоида вращения с осями (a, a, Δ); причем будем считать, что $2D$-слои, содержащиеся в эллипсоиде, перпендикулярны оси Δ. Пусть постоянное магнитное поле (такое, чтобы выполнялись соотношения (1)) направлено вдоль оси z, совпадающей с осью эллипсоида Δ, а внешнее переменное электрическое поле вдоль оси x (оси x и y параллельны $2D$-слоям)

$$\mathbf{E}_0 = \mathbf{x}_0 E_0 e^{i\omega t}. \tag{4}$$

Тогда электрическое поле внутри эллипсоида

$$\mathbf{E}^{(i)} = \mathbf{E}_0 - \hat N\mathbf{P}, \tag{5}$$

где тензор деполяризующих факторов

$$\hat N = \begin{pmatrix} N_\parallel & 0 & 0 \\ 0 & N_\parallel & 0 \\ 0 & 0 & N_\perp \end{pmatrix} \tag{6}$$

и поляризация

$$\mathbf{P} = \frac{\hat\epsilon - 1}{4\pi}\mathbf{E}^{(i)}. \tag{7}$$

Подставляя (7) в (5) и используя (3), получим уравнения

$$E_x^{(i)}\left(1 + N_\parallel \frac{\epsilon_0 - 1}{4\pi}\right) + N_\parallel \frac{i\sigma_{xy}}{\omega} E_y^{(i)} = E_{0x}, \tag{8}$$

$$-\frac{i\sigma_{xy}N_{\parallel}}{\omega}E_x^{(i)} + \left(1 + N_{\parallel}\frac{\epsilon_0 - 1}{4\pi}\right)E_y^{(i)} = 0 .$$

Из системы (8) следует, что в эллипсоиде должны существовать свободные (т. е. и при $E_0 = 0$) электростатические колебания. Собственную частоту ω_0 находим, приравняв нулю определитель системы:

$$\omega_0 = \sigma_{xy}\frac{N_{\parallel}}{1 + N_{\parallel}\frac{\epsilon_0 - 1}{4\pi}} . \tag{9}$$

Рассмотрим случай $\Delta \ll a$. Тогда полученная формула будет справедлива и для тонкого диска (a и Δ – диаметр и высота диска, соответственно) составленного из $2D$-слоев. При $\Delta \ll a$ [4,5]

$$N_{\parallel} \simeq 9\frac{\Delta}{a} \tag{10}$$

и $\omega_0 \simeq \sigma_{xy}N_{\parallel} = 9\sigma_{xy}\dfrac{\Delta}{a}$. Если в диске содержится p $2D$слоев, то $\sigma_{xy} = \sigma_{xy}(p/\Delta)$ и

$$\omega_0 = 9\frac{p}{a}\sigma_{xy} . \tag{11}$$

В формулу (11) высота диска Δ уже не входит, что позволяет надеяться, что (11) является хорошим приближением и для частоты электростатических колебаний отдельного $2D$-слоя, имеющего форму круга с диаметром a :

$$\omega_0 \approx 9\frac{\sigma_{xy}}{a} .$$

Для $\bar{\sigma}_{xy} \sim (10^4\ \text{Ом})^{-1}$ и $a \sim 1$ см, $\omega_0 \sim 10^8 - 10^9\ \text{с}^{-1}$.

В рассмотренном колебании электрическое поле постоянно внутри эллипсоида, ток сосредоточен в $2D$-слоях (и также одинаков в любой точке, принадлежащей $2D$-слоям) и перпендикулярен электрическому полю. Однородное распределение поля и тока вращается с угловой частотой ω_0. Нетрудно понять и причину возникновения колебаний. Электрическое поле в образце вызывает ток в перпендикулярном полю направлении. Ток приводит к накоплению на границах образца зарядов, поле которых "поворачивает" исходное электрическое поле. "Повернувшееся" поле "поворачивает" ток и т. д.

Автор благодарен С.В.Иорданскому и Д.Е.Хмельницкому за полезные обсуждения.

Литература

1. *Kittel C.* Phys. Rev., 1948, **73**, 155.
2. *Störmer H.L., Gossard A.C., Wiegmann W.* Appl. Phys. Lett., 1981, **39**, 493.
3. *Волков В.А., Михайлов С.А.* Письма в ЖЭТФ, 1985, **41**, 389.
4. *Osborn J.A.* Phys. Rev., 1945, **67**, 351.
5. *Гуревич А.Г.* "Магнитный резонанс в ферритах и антиферромагнетиках", М.: 1973, стр. 571.

Институт физики твердого тела
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
8 декабря 1985 г.