Письма в ЖЭТФ, том 44, вып. 7, стр. 345 – 346 *10 октября 1986 г.*

НЕЗАТУХАЮЩИЙ ГЕЛИКОН

Л.Вендлер, М.И.Каганов

Вычислен спектр низкочастотных электромагнитных колебаний в сверхрешетке в условиях квантового эффекта Холла.

Экспериментальное наблюдение [1] квантового эффекта Холла в сверхрешетке (СР) GaAs/(AlGa)As в магнитном поле, перпендикулярном ее слоям, делает актуальным рассмотрение электродинамических свойств таких систем. СР, помещенная в квантующее магнитное поле, отличается от двумерной системы проводимостью вдоль магнитного поля $\mathbf{H}_{ex} = \vec{\eta} H$. Холловская проводимость σ_H имеет квантованное значение, равное $e^2 s/2\pi\hbar d$ при $H = H_s = (2\pi e\hbar cnd)/s$ (d – период СР, n – *объемная* плотность электронов в СР, s – целые числа), когда энергия Ферми носителей[1)] совпадает с границей одной из минизон, и электронная система, тем самым, иммитирует диэлектрик, в котором, однако, разрешено недиссипативное холловское движение электронов [2,3].

При $H = H_s$ все три диссипативные компоненты проводимости равны нулю ($\sigma_{xx} = \sigma_{yy} = \sigma_{zz} = 0$), или, по крайней мере, очень малы по сравнению с холловской σ_H. В тех случаях, когда холловская проводимость существенно превышает диссипативную, в проводнике могут распространяться слабозатухающие волны (геликоны [4]). В СР геликоны должны обладать непривычными свойствами, обусловленными равенством нулю всех диссипативных компонент проводимости[2)].

Холловский ток равен $\mathbf{j}_H = \sigma_H[\vec{\eta}\mathbf{E}]$. Считая для простоты диэлектрическую проницаемость СР изотропной, запишем уравнения Максвелла в $\mathbf{k}\omega$-представлении ($\mathbf{k}$ – волновой вектор, ω – частота)

$$[\mathbf{kH}] = -(4\pi i\sigma_H/c)\,[\vec{\eta}\mathbf{E}] - (\omega\epsilon/c)\,\mathbf{E}, \qquad (1)$$

$$[\mathbf{kE}] = (\omega/c)\,\mathbf{H},$$

$\mathbf{E}$ и $\mathbf{H}$ – электрическое и магнитное поле волны. Использование статических значений σ_H и ϵ означает, что мы ограничены рассмотрением низкочастотных, длинноволновых колебаний; в частности, $\omega \ll \omega_c$, ω_c – циклотронная частота в поле H Заметим, что при этом частота ω может превосходить $4\pi\sigma_H = 4\pi ne^2/m^*\omega_c = \omega_L^2/\omega_c$ (конечно, если $\omega_c \gg \omega_L$, m^* – эффективная масса электронов проводимости). Из (1) имеем:

$$[\vec{\eta}\mathbf{E}](\omega^2\epsilon/c^2 - k^2) + (4\pi i\sigma_H/\omega\epsilon)[\mathbf{k}\vec{\eta}]\,(\mathbf{k}[\vec{\eta}\mathbf{E}]) - (4\pi i\sigma_H\omega/c^2)[[\vec{\eta}\mathbf{E}]\vec{\eta}] = 0;$$
$$(\mathbf{E}\vec{\eta}) = (4\pi i\sigma_H/\omega\epsilon)(\omega^2\epsilon/c^2 - k^2)^{-1}\,(\vec{\eta}\mathbf{k})\,(\mathbf{k}[\vec{\eta}\mathbf{E}]). \qquad (2)$$

Отсюда легко выводим дисперсионное уравнение, связывающее ω и $\mathbf{k}$:

$$(k^2 - \omega^2\epsilon/c^2)^2 - (4\pi\sigma_H/\omega)^2\,(\omega^4/c^4 - \omega^2 k^2 \sin^2\theta_k/c^2\epsilon) = 0. \qquad (3)$$

Здесь θ_k – угол между векторами $\vec{\eta}$ и $\mathbf{k}$, задающий направление распространения волны. Из (3)

$$k^2 = \frac{\omega^2}{c^2}\epsilon - \frac{1}{2}\left(\frac{4\pi\sigma_H}{c}\right)^2 \frac{\sin^2\theta_k}{\epsilon} \pm \sqrt{\left(\frac{4\pi\sigma_H\omega}{c^2}\cos^2\theta_k\right)^2 + \frac{1}{4}\left(\frac{4\pi\sigma_H}{c}\right)^4 \frac{\sin^4\theta_k}{\epsilon^2}}. \qquad (4)$$

---

1) Мы ограничиваемся температурой, равной нулю.

2) Квазистатические холловские колебания в образце ограниченных размеров рассмотрены В.И.Тальянским [5].

Видно, что при любом значении угла θ_k существует незатухающая волна (плюс – волна – незатухающий геликон) – аналог обычного геликона, распространяющегося в некомпенсированных проводниках *вдоль* сильного магнитного поля [4]. Отсутствие затухания не только следствие равенства нулю диссипативных компонент проводимости (см. выше), но и того, что затухание Ландау (непосредственное поглощение энергии волны электронами) возможно только при $\omega > \omega_c$, так как электрон, поглотив энергию, должен перейти из занятой минизоны в свободную.

Вторая (минус-) волна в зависимости от соотношения между ω и $4\pi\sigma_H$ может быть экспоненциально затухающей (осуществляющей полное внутреннее отражение от поверхности СР) или также распространяющейся (похожей на волну в диэлектрике).

Особый интерес представляют предельно низкие частоты при $\theta_k \neq 0$ (для определенности $\theta_k = \pi/2$):

$$k^2 = \frac{\omega^2}{c^2}\epsilon - \frac{1}{2}\left(\frac{4\pi\sigma_H}{c}\right)^2 \frac{1}{\epsilon} \pm \frac{1}{2}\left(\frac{4\pi\sigma_H}{c}\right)^2 \frac{1}{\epsilon}. \tag{5}$$

Как видно, одна волна – совершенно обычная ($k^2 = \frac{\omega^2}{c^2}\epsilon$), а другая имеет весьма необычный закон дисперсии

$$k^2 = \frac{\omega^2}{c^2}\epsilon - \left(\frac{4\pi\sigma_H}{c}\right)^2 \frac{1}{\epsilon}, \tag{6}$$

т.е. при $\omega \ll 4\pi\sigma_H/\epsilon$ должен наблюдаться своеобразный "мейсснер-эффект": квазистатическое электромагнитное поле не проникает в СР (при $H = H_s$ (!)) даже при $\omega \to 0$.
У первой волны поляризация не отличается от поляризации линейно-поляризованной волны в диэлектрике (в частности, $\mathbf{H} \perp \mathbf{E}$), а вторая волна имеет не только необычный закон дисперсии, но и "странную" поляризацию: магнитное поле волны при $\omega \to 0$ стремится к нулю (при фиксированном значении электрического поля).

Существование "волны" с $k \neq 0$ при $\omega = 0$,

$$k^2 = -\left(\frac{4\pi\sigma_H}{c}\right)^2 \frac{\sin^2\theta_k}{\epsilon}, \quad \theta_k \neq 0, \tag{7}$$

– несомненно отражает факт недиссипативного движения зарядов в СР-ах при $H = H_s$, сближающего СР со сверхпроводниками.

Для наблюдения описанных здесь свойств СР нет необходимости в строгом совпадении H с H_s. Локализация электронов приводит к существованию конечных интервалов ΔH, в которых диссипативные компоненты тензора проводимости СР равны нулю [3].

В заключение отметим, что, по-видимому, описанный здесь незатухающий геликон должен распространяться в холловских диэлектриках, об открытии которых сказано в [6].

Литература

1. *Störmer H.L., Eisenstein J.P., Gossard A.C., Wiegman W., Baldwin K.* Phys. Rev. Lett., 1986, **56**, 85.
2. *Поляновский В.М.* ФТП, 1983, **17**, 1801.
3. *Луцкий В.Н., Каганов М.И., Шик А.Я.* ЖЭТФ, 1986, (в печати).
4. *Константинов О.В., Перель В.И.* ЖЭТФ, 1960, **38**, 161; (см. также А.А.Абрикосов, "Введение в теорию нормальных металлов", гл. XI, М.: Наука, главн. ред. физ.-мат. лит., 1972 г.).
5. *Тальянский В.И.*, Письма в ЖЭТФ, 1986, **43**, 96.
6. *Мурзин С.С.* Письма в ЖЭТФ, 1986, **44**, 45.

Институт физических проблем
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
18 августа 1986 г.