Письма в ЖЭТФ, том 47, вып. 5, стр. 251 – 254 10 марта 1988 г.

КВАНТОВАНИЕ МАГНИТНОГО ПОТОКА В ДИЭЛЕКТРИКАХ

И.О.Кулик, А.С.Рожавский, Э.Н.Богачек

Рассчитана осцилляционная зависимость величины магнитного момента в одномерном пайерлсовском диэлектрике (ПД) с удвоением периода и в ПД с несоизмеримой волной зарядовой плотности от потока. Величина эффекта одного порядка с мезоскопическими явлениями в нормально-металлических системах при размерах кольца меньше или порядка корреляционной длины.

Одним из наиболее интересных эффектов, в которых электроны проводимости обнаруживают когерентные свойства в нормальных (несверхпроводящих) макроскопических системах, является квантование потока. Предсказанное в 1970 г. одним из авторов [1], это явление обусловлено эффектом Ааронова – Бома и заключается в периодической зависимости от магнитного потока термодинамических и кинетических величин полых цилиндрических проводников, либо колец с универсальным периодом, равным нормальному кванту потока $\Phi_0 = hc/e$. Согласно [1] амплитуда осцилляций, существенно зависящая от температуры, модулируется множителем $\cos(k_F L + \alpha)$ (k_F – фермиевский волновой вектор электрона, L – периметр образца, α – некоторая постоянная фаза), который в чистом пределе определяет мезоскопический (по нынешней терминологии [2]) характер эффекта (о наблюдении этого эффекта см. [3–4]). В грязных системах наряду с мезоскопическими осцилляциями с периодом hc/e, имеют место также осцилляции кинетических величин с периодом, равным половинному кванту $hc/2e$, обусловленные эффектами слабой локализации [5]. В полупроводниках с прыжковым механизмом проводимости эффект квантования потока изучен в [6,7].

И, наконец, в [8] показано существование мезоскопических осцилляций квантования потока в режиме одномерной локализации с большой (порядка единицы) относительной амплитудой.

Во всех перечисленных выше случаях квантование потока осуществляется в системах со свободными носителями, хотя результаты [8] применимы и к так называемым андерсоновским изоляторам. Важно, что везде полагалось, что занятые состояния не заполняют целиком зону Бриллюэна. В настоящей работе обращается внимание на возможность квантования потока в диэлектриках, в которых свободных носителей нет. Действительно, рассмотрим энергию основного состояния диэлектрика с произвольным периодическим законом дисперсии

$$\epsilon(k) = \epsilon\left(k + \frac{2\pi}{a}\right) , \qquad (1)$$

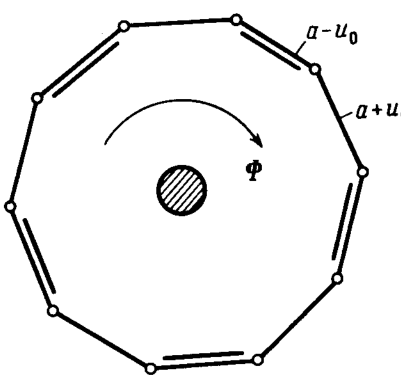
где a – размер элементарной ячейки. В поле векторного потенциала в геометрии кольца (рисунок) $A = \phi/L$. Тогда для полной энергии имеем

$$W = \sum_{0 \leqslant k_n < 2\pi/a} \epsilon\left(k_n - \frac{e}{\hbar c} A\right), \qquad k_n = 2\pi n/L . \qquad (2)$$

Раскладывая $\epsilon(k)$ в ряд Фурье, нетрудно убедиться, что

$$W = W_0 + \sum_s W_l \exp(-2\pi i l \Phi/\Phi_0) , \qquad (3)$$

где W_0 – энергия заполненной зоны, не зависящая от Φ, $l = sN$, N – число ячеек в кольце, s – целое число. Наличие высших гармоник в законе дисперсии обусловлено туннелированием электронов между далекими соседями, поэтому в обычном диэлектрике $W_l \sim \exp(-sL/a)$, и при $L \gg a$ эффект квантования потока практически ненаблюдаем. Ситуация изменяется, если число высших гармоник в законе дисперсии велико и малость W_l компенсируется их большим количеством.



Диэлектрическое кольцо в поле векторного потенциала

Примером такой системы служит пайерлсовский диэлектрик (ПД), в котором при низких температурах электроны занимают полностью заполненную валентную зону, а зона проводимости пуста и отделена от валентной зоны щелью 2Δ. Величина Δ есть модуль комплексного параметра порядка ПД, равного $\Delta e^{i\varphi}$, фаза φ которого описывает движение волны зарядовой плотности. Гамильтониан ПД есть

$$H = \sum_{n,\sigma} t_{n,n+1} (a^+_{n\sigma} a_{n+1\sigma} e^{i\alpha_n} + \text{э. с.}) + \frac{K}{2} \sum_n (u_n - u_{n+1})^2 , \qquad (4)$$

где $t_{n,\,n+1} = t_0 + g(u_n - u_{n+1})$, u_n – смещение h-го узла решетки, $a^+_{u\sigma}$ – оператор рождения электрона на узле n со спином σ, $\alpha_n = \frac{e}{\hbar c} A(x_n - x_{n+1})$, $x_n = na + u_n$, $t_{n,\,n+1}$ – интеграл переноса электронов, κ – упругость решетки. В простейшем случае ПД с димеризованной решеткой типа trans-$(CH)_x$, $u_n = (-1)^n u_0$, фазовая степень свободы отсутствует и энергия ПД является только функцией модуля $\Delta = 2gu_0$, g – константа электрон-фононного взаимодействия. Гамильтониан (4) точно диагонализуется и его спектр есть $(\epsilon_F = 2\,|\,t_0\,|)$,

$$\epsilon(k) = \pm \left\{ \Delta^2 + (\epsilon_F^2 - \Delta^2)\cos^2\left(\left(k - \frac{e}{\hbar c} A\right)a\right)\right\}^{1/2}. \qquad (5)$$

Соответственно плотность энергии основного состояния представляется в виде

$$w = \frac{W}{L} = w_0 - \frac{\Delta}{2\pi\xi_0} + w_{osc}; \qquad (6)$$

$\xi_0 = \hbar v_F / \Delta$ – длина когерентности ПД. При $\epsilon_F \gg \Delta$

$$w_{osc} \approx \frac{2\Delta}{\pi L} \sum_{s=1}^{\infty} \frac{1}{s} K_1(sL/\xi_0)\cos\left(2\pi s \frac{\phi}{\phi_0} - sk_F L\right), \qquad (7)$$

где K_1 – функция Макдональда. Выражение (7) содержит как осциллирующий множитель, так и мезоскопический фактор $\exp(isk_F L)$, L – периметр. Оба фактора типичны для эффекта квантования потока [1]. При четном числе узлов мезоскопический множитель равен $(-1)^{Ns/2}$. Если число узлов нечетно, то в кольце возникает поляронное возбуждение [9], меняющее величину этого множителя. Заметим, что величина Δ определяется из условия самосогласования ПД и также содержит осциллирующую компоненту.

В макроскопических образцах $L \gg \xi_0$ достаточно ограничиться первой гармоникой в (7)

$$w_{osc} \approx \left(\frac{2}{\pi}\right)^{1/2} \frac{\Delta\xi_0^{1/2}}{L^{3/2}} e^{-L/\xi_0} \cos\left(2\pi\frac{\phi}{\phi_0} - k_F L\right). \qquad (8)$$

Видно, что вместо фактора $\exp(-L/a)$ входит гораздо большая величина $\exp(-L/\xi_0)$. Последнее есть отражение того факта, что в законе дисперсии ПД (5) число гармоник с высокими номерами велико.

Выражение (7) получено при $T = 0$, т. к. в ПД щель обычно велика (порядка $10^{3\div4}$ К). С другой стороны при формальном обращении $\Delta \to 0$ (7) переходит в формулу для нормального металла, в котором гармоники затухают, как $\exp(-sTL/\hbar v_F)$.

В trans-$(CH)_x$ длина когерентности достаточно мала $\xi_0 \sim 10$ Å и наблюдение эффекта возможно лишь в кольцах очень малого диаметра ($\ll 100$ Å). Однако, эффект сохраняется и в ПД с большими $\xi_0 \sim 10^3$ Å (таких как TaS_3, $K_{0,3}$, MoO_3, $NbSe_3$ и др. [10]), в которых степень соизмеримости выше двукратной ($K_F a < \pi/2$). Действительно, как показано в [9], энергия основного состояния в этом случае совпадает с (6). Есть основания полагать, что в корреляционных (мотт-хаббардовских) диэлектриках, либо в ПД в которых энергетическая щель образуется в результате нестинга ферми-поверхности и не совпадает по своему расположению в $\mathbf{k}$-пространстве с границей зоны Бриллюэна, периодически зависящая от потока часть энергии также не обращается в нуль.

Следствием квантования потока являются не только осцилляции термодинамических величин, но и некоторые другие явления. Так, при наличии свободных носителей ($T \neq 0$) будет осциллировать проводимость системы. Из-за немонотонной зависимости Δ от Φ поглощение света вблизи порога $\hbar\omega \approx 2\Delta$ также будет немонотонно зависеть от потока.

В кристалле, построенном из связанных посредством дисперсионных сил колец (типа молекул бензола, внутри которых связь ковалентная), магнитная восприимчивость, следующая из (7), при $L < \xi_0$ имеет порядок

$$|\chi| \sim \frac{e^2}{\hbar v_F}\left(\frac{\epsilon_F}{\Delta}\right)^2 \left(\frac{v_F}{c}\right)^2 \sim 10^{-3} \div 10^{-4}. \tag{9}$$

Принципиальным является общее утверждение, следующее из вышеприведенного анализа, заключающееся в том, что χ в подобных диэлектрических кристаллах осциллирует как функция внешнего магнитного поля. Трудность наблюдения эффекта, однако, связана с большой величиной периода ($\Delta H \sim 10^7$ Э при $L \sim 10$ Å).

Таким образом, в работе показано, что эффект квантования потока присущ не только проводникам, но и диэлектрикам. Для обычных зонных диэлектриков амплитуды осциллирующих гармоник в макроскопических кольцах настолько малы ($\sim \exp(-L/a)$), что эффект практически ненаблюдаем. В диэлектриках со специальным спектром, содержащим много гармоник, роль a берет на себя макроскопическая величина – длина когерентности. Если диэлектрическое состояние возникает в результате локализации электронов (переход Андерсона), то амплитуда будет определяться соотношением L и ζ, где ζ – радиус локализации электронных состояний.

Литература

1. *Кулик И.О.* Письма в ЖЭТФ, 1970, **11**, 407.
2. *Ymry Y.* Direction in Condensed Matter Physics. Memorial volume in Honor of Shang-keng Ma, ed. by G. Grinstein and G.Mazenko. Singapore: World Scientific Publishing Co. Pte. Ltd., 1986, p. 101.
3. *Брандт Н.Б., Богачек Э.Н., Гицу Д.В. и др.* ФНТ, 1982, **8**, 718.
4. *Washburn S., Webb R.A.* Adv. Phys., 1986, **35**, 375.
5. *Альтшулер Б.Л., Аронов А.Г., Спивак Б.З. и др.* Письма в ЖЭТФ, 1982, **35**, 476.
6. *Нгуен В.Л., Спивак Б.З., Шкловский Б.И.* Письма в ЖЭТФ, 1985, **41**, 35.
7. *Поярков Я.Б., Контарев В.Я., Крылов И.П. и др.* Письма в ЖЭТФ, 1986, **44**, 291.
8. *Кулик И.О.* ФНТ, 1987, **13**, 206.
9. *Криве И.В., Рожавский А.С. Кулик И.О.* ФНТ, 1986, **12**, 1121.
10. *Monceau P.* Electronic Properties of Inorganic Quasi-one–Dimensional Materials. Dordrecht: D. Reidel Publishing Company, 1985, p. 139.

Физико-технический институт низких температур
Академии наук Украинской ССР

Поступила в редакцию
29 декабря 1987 г.