Краткие сообщения по физике № 4 1979

О ВОЗМОЖНОСТИ ПАЙЕРЛСОВСКОГО ПЕРЕХОДА В КВАНТУЮЩЕМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

А. М. Игнатов, А. А. Рухадзе, С. А. Тригер

УДК 537.312.62

Показано, что в квантующем магнитном поле фононный спектр металлов при пренебрежении процессами переброса сильно "смягчается" и становится возможным структурный фазовый переход. Однако строго такая возможность может быть доказана только при учете вклада, даваемого процессами переброса.

1. Хорошо известно, что в сильном магнитном поле коренным образом меняются свойства электронного газа. Благодаря квантованию энергии электронов изоэнергетические поверхности в импульсном пространстве являются плоскими. Подобный характер поверхностей Ферми, как было показано в /1/, приводит к усилению коновских особенностей в фононных спектрах металлов. Непосредственно вопрос об усилении коновских особенностей в магнитном поле рассмотрен в /2/, в модели Фрелиха.

Мы обращаем внимание на то обстоятельство, что, если не учитывать процессов переброса, в определенных условиях возникает критическая в отношении фазового перехода ситуация – фононная мода "смягчается" до нуля. При этом наличие или отсутствие структурного перехода в системе должно быть установлено с учетом вклада, даваемого процессами переброса. Такой расчет в настоящее время проводится. Существование перехода зависит также от характера поведения псевдопотенциала электрон-ионного взаимодействия.

2. Рассмотрим металл, помещенный в сильное постоянное магнитное поле H. Если $\hbar\Omega_e > \mu \gg T$, то электроны вырождены и находятся на нижнем уровне Ландау (Ω_e – ларморовская частота электронов, μ – их химический потенциал, T – температура системы). В то

же время предположим, что магнитное поле не оказывает прямого влияния на ионы, т.е. $\hbar\Omega_e < \varepsilon_I$, $\hbar\Omega_i < \varepsilon_b$, где ε_I – потенциал ионизации иона, ε_b – его энергия связи в металле. Использование адиабатического приближения приводит к еще одному ограничению сверху на величину магнитного поля $\omega_D < \mu(H)$ (ω_D – дебаевская частота). Для реальных систем эти неравенства выполняются при $10^5 < H < 5\cdot 10^9$ Э. Легко показать, что косвенное взаимодействие между ионами, возникающее при расчете электронной энергии во втором порядке теории возмущений по псевдопотенциалу v_{ei}, имеет обычную форму /3/, но экранирующая функция ε_e^H определяется статическим пределом точного "продольного" поляризационного оператора в магнитном поле. Как известно, расчеты фононных спектров с диэлектрической проницаемостью в приближении RPA при $H = 0$ неплохо согласуются с экспериментом. Поэтому и при наличии магнитного поля мы используем для ε_e^H однопетлевое приближение /4/ ($H\|z$):

$$\varepsilon_e^H(\vec{q},0) = 1 + \frac{\omega_{pe}^2 m^2}{q^2 q_z \hbar^2 k_F} \exp\left(-\frac{\hbar q_\perp^2}{2m\Omega_e}\right)\times$$

$$\times \sum_{n=0}^{\infty} \frac{1}{n!}\left(\frac{\hbar q_\perp^2}{2m\Omega_e}\right)^n \ln\left|\frac{n\Omega_e + \hbar q_z^2/2m + (2q_z^2\mu/m)^{1/2}}{n\Omega_e + \hbar q_z^2/2m - (2q_z^2\mu/m)^{1/2}}\right|, \qquad (1)$$

где m – масса электрона. Полное эффективное межионное взаимодействие $V(\vec{q})$, определяющее динамику колебаний решетки, имеет вид:

$$V(\vec{q}) = v_{ii}(\vec{q}) - \frac{v_{ei}^2(\vec{q})}{v_{ee}(\vec{q})}\,\frac{\varepsilon_e^H(\vec{q}) - 1}{\varepsilon_e^H(\vec{q})}. \qquad (2)$$

Дисперсионное же уравнение для собственных частот колебаний записывается в виде:

$$D_{\mu\nu}(\vec{q})b_\nu + \omega G_{\mu\nu} b_\nu = \omega^2 b_\nu. \qquad (3)$$

Здесь b_ν – вектор поляризации фонона, а матрица $G_{\mu\nu}$ появляется при учете влияния магнитного поля на движение ионов и выражается через вектор-потенциал внешнего поля $G_{\mu\nu} = (i\Omega_i/H)(\partial A_\mu/\partial x_\nu)$. В дальнейшем нас будет интересовать только динамическая матрица $D_{\mu\nu}$:

$$D_{\mu\nu} = \frac{1}{2M}\sum_{\vec{k}}{}' \Big\{ (\vec{k}+\vec{q})_\mu (\vec{k}+\vec{q})_\nu V(\vec{k}+\vec{q}) + (\vec{k}-\vec{q})_\mu (\vec{k}-\vec{q})_\nu V(\vec{k}-\vec{q}) -$$

$$- 2k_\mu k_\nu V(\vec{k}) \Big\}, \qquad (4)$$

где M – масса иона. В (4) суммирование ведется по всем векторам обратной решетки, а штрих у суммы означает, что слагаемое с $\vec{k} = 0$ в сумму не включается.

Для выявления интересующего нас эффекта рассмотрим продольную волну, распространяющуюся вдоль магнитного поля. В этом случае $\omega^2(\vec{q}) = D_{33}$. Поскольку процессы переброса для большинства значений q дают относительно малый вклад, а их учет, там, где это необходимо, как будет видно, требует аккуратного численного расчета, опустим здесь соответствующие им члены в дисперсионном уравнении. Для конкретного расчета используем сначала псевдопотенциал Ашкрофта /5/:

$$v_{ei}(r) = \begin{cases} 0, & r < R_c; \\ -ze^2/r, & r > R_c. \end{cases} \qquad (5)$$

Тогда дисперсионное уравнение приобретает вид

$$\omega^2(\vec{q}) = \omega_{pi}^2 \left[\sin^2(qR_c) + (\varepsilon_e^H(q))^{-1} \cos^2(qR_c) \right],$$

$$\varepsilon_e^H(\vec{q}) = 1 + \frac{\omega_{pe}^2 m^2}{q_z^3 \hbar^2 k_F} \ln \left| \frac{q_z + 2k_F}{q_z - 2k_F} \right|. \qquad (6)$$

При малых q_z получаем звуковой спектр

$$\omega^2(\vec{q}) = q_z^2 \left[\omega_{pi}^2 R_c^2 + z^2 (m/M) v_F^2(H) \right]. \qquad (7)$$

В случае чисто кулоновского взаимодействия, когда $R_c \to 0$, получаем аналог звука Бома-Ставера /6/, но в магнитном поле. В точках сингулярности ε_e^H при $q_z = \pm 2k_F$ для значений магнитного поля, определяемых условием

$$2k_F R_c \equiv (4\pi^2 \hbar c n/eH) R_c = \pi l, \quad (l = 1, 2, \ldots), \qquad (8)$$

частота колебаний обращается в нуль. При заполнении только одного уровня Ландау $H > H_{min} = 3{,}88 \cdot 10^{-7} n_e^{2/3}$ и, следовательно,

$$(2k_F R_c)_{max} = 0{,}363 \cdot 10^{-7} z^{1/3} n_i^{1/3} (R_c/a_0), \quad a_0 \equiv \hbar^2/me^2.$$

В этом случае для реальных металлических плотностей может существовать лишь точка касания с $l = 1$. Однако при меньших магнитных полях, когда заполняются два и более уровней Ландау, могут возникать подобные точки касания за счет сингулярностей ε_e^H в точках $q_z = 2k_F^{(s)}$:

$$k_F^{(s)} = \sqrt{k_F^2 - 2sk_H^2}, \quad k_H \equiv (eH/\hbar c)^{1/2}, \quad (s = 1,2,\ldots).$$

Это свидетельствует о необходимости подробного численного анализа ситуации вблизи таких точек. Такой анализ должен ответить на вопрос: возможен ли структурный фазовый переход в металле в сильном магнитном поле?

Отметим еще, что для модельного псевдопотенциала Коэна /5/

$$v_{ei}(r) = \begin{cases} A, & r < R_M, \\ -ze^2/r, & r > R_M \end{cases} \tag{10}$$

дисперсионное уравнение приобретает вид $(qR_M \equiv x)$

$$\omega^2(\vec{q}) = \frac{q^2}{M}\left\{\Gamma(\vec{q}) + \frac{1}{\varepsilon_e^H(q)}\left[\frac{4\pi e^2 n_i z^2}{q^2} - \Gamma(\vec{q})\right]\right\},$$

$$\Gamma(\vec{q}) = e^2 n_i a_o^2 \frac{4\pi R_M^2}{x^2}\left[z^2 \sin^2 x\left(1 - \frac{A^2 R_M^2}{uz^2 x^2}\right) + \right. \tag{11}$$

$$\left. + \frac{AR_M}{2}\cos^2 x(2z - AR_M/2) - \frac{AR_M}{2}\sin(2x)(z - AR_M/2)\right].$$

Легко видеть, что при небольших значениях величина A оказывает стабилизирующее влияние вблизи точек $k = 2k_F$, $2k_F R_M = \pi l$, будучи положительной, и дестабилизирующее, будучи отрицательной.

Поступила в редакцию
24 декабря 1978 г.

Литература

1. А. М. Афанасьев, Ю. М. Каган, ЖЭТФ, 43, вып. 4, 1456 (1962).
2. А. Я. Бланк, Э. А. Канер, ЖЭТФ, 50, вып. 4, 1013 (1966).

3. У. Харрисон, Псевдопотенциалы в теории металлов, изд. Мир, М., I968 г.

4. N. J. Horing, Annals of Physics, 31, N 1, 1 (1965).

5. В. Хейне, М. Коэн, Д. Уэйр, Теория псевдопотенциала, изд. Мир, М., I973 г.

6. Д. Пайнс, Элементарные возбуждения в твердых телах, изд. Мир, М., I965 г.