

## О СТАТИЧЕСКИХ РАСПРЕДЕЛЕНИЯХ НАМАГНИЧЕННОСТИ ЭЛЕКТРОННОЙ ЖИДКОСТИ В КВАНТУЮЩЕМ МАГНИТНОМ ПОЛЕ

В.И.Окилов, В.Н.Багаев

Резкое возрастание магнитной восприимчивости электронного газа в пиках квантовых осцилляций приводит к возможности возникновения скачков намагниченности как функции магнитного поля [1] и фазовых переходов в состояния с "диамагнитными" доменами [2] и периодическими распределениями намагниченности [3]. В настоящей статье мы хотим обратить внимание на особенности этих явлений в электронной жидкости, обусловленные наличием обменного ферми-жидкостного взаимодействия. Эти особенности в основном сводятся к существованию в определенных условиях спинового упорядочения электронов. Для изучения интересующих нас эффектов необходимо рассмотреть тензор  $\hat{\chi}(\mathbf{k})$ , описывающий реакцию электронов на малую неоднородную добавку к магнитной индукции (фурье-компоненту этой добавки обозначим  $b_k$ ) и определяемый равенством  $m_k = \hat{\chi} b_k$ , где  $m_k$  - фурье-компонента добавки к намагниченности электронов. Ограничимся в дальнейшем рассмотрением ситуации, в которой неоднородности поля существуют лишь в плоскости, перпендикулярной квантуемому магнитному полю  $\mathbf{H} = (0, 0, H)$  и направим  $\mathbf{k}$  вдоль оси  $y$ . Тогда в изотропном случае отличны от нуля лишь диагональные элементы тензора  $\hat{\chi}$ , один из которых,  $\chi_{\parallel}$ , описывает реакцию в случае  $b_k \parallel \mathbf{H}$ , а другой,  $\chi_{\perp}$ , - в случае  $b_k \perp \mathbf{H}$ . Для изотропной электронной жидкости с контактным обменным ферми-жидкостным взаимодействием, описываемым константой  $\psi$ , пользуясь общими результатами работы [4], нетрудно получить величины  $\chi_{\parallel}$  и  $\chi_{\perp}$  в следующем виде:

$$\chi_{\parallel} = \kappa + \frac{\mu_0^2 \chi + 2\mu_0 P - \psi P^2}{1 + \psi \chi_{\parallel}} = \chi_{\parallel}^0 - \psi \frac{(\mu_0 \chi_{\parallel} + P)^2}{1 + \psi \chi_{\parallel}}, \quad (1)$$

$$\chi_{\perp} = \kappa_{\perp} + \frac{\mu_0^2 \chi_{\perp}}{1 + \psi \chi_{\perp}} = \chi_{\perp}^0 - \psi \frac{(\mu_0 \chi_{\perp})^2}{1 + \psi \chi_{\perp}}, \quad (2)$$

$$\begin{pmatrix} \kappa_{\parallel} \\ \kappa_{\perp} \end{pmatrix} = - \frac{\omega_0^2}{4\pi c^2 k^2} \left( \begin{pmatrix} 1 \\ 1 \end{pmatrix} + \frac{4\pi e^2}{\omega_0^2} \sum_{\alpha\alpha'} \frac{\rho_{\alpha} - \rho_{\alpha'}}{\epsilon_{\alpha} - \epsilon_{\alpha'}} \begin{pmatrix} V_{\alpha\alpha'}^x(-k) V_{\alpha'}^x(k) \\ V_{\alpha\alpha'}^z(-k) V_{\alpha'}^z(k) \end{pmatrix} \right), \quad (3)$$

$$\chi_{\parallel} = - \sum_{\alpha\alpha'} \frac{\rho_{\alpha} - \rho_{\alpha'}}{\epsilon_{\alpha} - \epsilon_{\alpha'}} |I_{\alpha'\alpha}(k)|^2, P = \frac{ie}{c k} \sum_{\alpha\alpha'} \frac{\sigma_{\alpha} - \sigma_{\alpha'}}{\epsilon_{\alpha} - \epsilon_{\alpha'}} I_{\alpha\alpha'}(-k) V_{\alpha'}^x(k), \quad (4)$$

$$\chi_{\perp} = - \sum_{\alpha\alpha'} \frac{\rho_{\alpha'} - \rho_{\alpha} + \sigma_{\alpha} + \sigma_{\alpha'}}{\epsilon_{\alpha'} - \epsilon_{\alpha} + \hbar \Omega_0} |I_{\alpha'\alpha}(k)|^2. \quad (5)$$

Здесь  $\mu_0$  — спиновый магнитный момент свободного электрона,  $\chi_{\parallel}^0$  и  $\chi_{\perp}^0$  величины  $\chi_{\parallel}$  и  $\chi_{\perp}$  для газа электронов,  $\omega_0$  — плазменная частота,  $\alpha = n p \chi_0$  — орбитальные квантовые числа электрона в магнитном поле,  $\epsilon_{\alpha} = \epsilon_{n p}$  — собственные значения орбитальной энергии,

$$\rho_{n p} = f(\epsilon_{n p} + \hbar \Omega_0 / 2) + f\left(\epsilon_{n p} - \frac{\hbar \Omega_0}{2}\right);$$

$$\sigma_{n p} = f\left(\epsilon_{n p} + \frac{\hbar \Omega_0}{2}\right) - f\left(\epsilon_{n p} - \frac{\hbar \Omega_0}{2}\right);$$

$f(E)$  — функция распределения Ферми,  $\hbar \Omega_0$  — величина спинового расщепления уровней Ландау,  $I_{\alpha}^{\prime}{}_{\alpha}(k)$  и  $V_{\alpha}^{\prime}{}_{\alpha}(k)$  — матричные элементы фурье-компонент операторов плотности числа частиц и потока электронов. Для исследования устойчивости однородного состояния электронной жидкости относительно малых изменений магнитной индукции необходимо сравнить величины  $\chi_{\parallel}(k)$  и  $\chi_{\perp}(k)$  с  $1/4\pi$ . Если при каких-либо значениях внешнего магнитного поля и температуры  $4\pi \chi_{\parallel}(0) \geq 1$ , то в системе происходит образование доменов или (при достижении равенства  $4\pi \chi_{\parallel}(0) = 1$ ) она скачком переходит в состояние с другим значением намагниченности; если же выполняются условия  $4\pi \chi_{\parallel}(k) = 1$ ,  $4\pi \chi_{\parallel}(0) < 1$ , то появляется периодическое распределение намагниченности [5]. При выполнении аналогичных критериев для  $\chi_{\perp}(k)$  нарушаются условия устойчивости системы по отношению к возмущениям  $b_k$ , перпендикулярным внешнему магнитному полю. Рассмотрим сначала случай  $b_k \parallel H$ , который при  $\psi = 0$  подробно исследован в работах [1–3, 5]. Используя тот факт, что функции  $\kappa_{\parallel}(k)$ ,  $\chi_{\parallel}(k)$ ,  $F(k)$  достигают максимума при  $k = 0$ , нетрудно убедиться, что  $\chi_{\parallel}(0) \geq \chi_{\parallel}(k)$ . Поэтому, как и в газовой модели, периодические распределения намагниченности возможны лишь в условиях, когда имеются несколько циклотронных периодов. Такую ситуацию мы рассматривать не будем. Что же касается возможности возникновения доменов и скачков намагниченности, то существенно новое обстоятельство, появляющееся при учете обменного фермижидкостного взаимодействия, связано с наличием в формуле для  $\chi_{\parallel}(0)$  знаменателя  $1 + \psi \chi_{\parallel}(0)$ . При отрицательных  $\psi$  этот знаменатель может быть малым. Действительно, величина  $\chi_{\parallel}(0) = - \sum_{\alpha} \partial \rho_{\alpha} / \partial \epsilon_{\alpha}$  представляет собой плотность

состояний с энергией Ферми и в пиках квантовых осцилляций существенно превышает свое классическое значение. Из-за малости спинового вклада в  $\chi_{\parallel}^0(0)$  равенство  $4\pi \chi_{\parallel}(0) = 1$  может выполняться, вообще говоря, либо при  $1 - 4\pi \kappa_{\parallel}(0) \approx 0$ , либо при  $1 + \psi \chi_{\parallel}(0) \approx 0$ . Последнее равенство представляет собой условие существования упорядоченного распределения спиновой плотности электронов. Поэтому в электронной жидкости при  $\psi < 0$  возможно, вообще говоря, возникновение как обычных, "диамагнитных" доменов и скачков орбитальной намагниченности, так и доменов, связанных в основном со спиновым упорядочением, и скачков спиновой намагниченности.

Перейдем теперь к рассмотрению устойчивости относительно возмущающих полей, направленных перпендикулярно полю  $H$ . Аналогичный вопрос для элект-

тронного газа в литературе, по-видимому, не обсуждался. Из выражений для  $\chi_1(0)$ ,  $X_1(0)$  следует, что  $X_1(0)$  сравнительно слабо осциллирует с изменением магнитного поля и по порядку величины  $\chi_1(0) \approx M/H$ , где  $M$  — намагниченность газа электронов. Поэтому в обычных условиях  $\chi_1(0) \ll 1$ . Существенное возрастание  $\chi_1(k)$  при отличных от нуля  $k$  может иметь место в случае, если спиновое расщепление уровней Ландау  $\hbar\Omega_0$  примерно совпадает с циклотронным квантом  $\hbar\Omega$  (т. е.  $|\Omega - \Omega_0| \leq T/\hbar$ ,  $1/r$ ,  $T$  — температура,  $r$  — время релаксации). В этом случае величина  $\chi_1(k)$  содержит член

$$\chi_1^r = - \sum_{\alpha} \partial f(\epsilon_{\alpha} - \hbar\Omega_0/2) / \partial \epsilon_{\alpha} |I_{n-1, n}(k)|^2.$$

испытывающий (при выполнении соответствующих условий) квантовые осцилляции большой амплитуды. В пиках этих осцилляций знаменатель в формуле (2) при  $\psi < 0$  может стать малым. Для малых  $k$  такая ситуация имеет место, если отношение квантовой плотности состояний с энергией Ферми к классической порядка  $\psi(kR)^2$ , где  $R$  — радиус циклотронной орбиты электрона. Поскольку уравнение  $1 - 4\pi\chi_1(k) = 0$  по существу сводится к  $1 + \psi X_1(k) = 0$ , то в указанных выше условиях возникает периодическое распределение спиновой плотности с периодами, определяемыми уравнением  $1 + \psi X_1^r(k) = 0$ .

Для наблюдения упомянутых выше эффектов спинового упорядочения необходимо, чтобы плотность состояний электронов с энергией Ферми в пиках квантовых осцилляций по крайней мере в несколько раз превышала свое классическое значение. Это условие является более жестким, чем условия наблюдения диамагнитных доменов.

Приведенные выводы существенно опираются на предположение о возможности описания обменного ферми-жидкостного взаимодействия константой  $\psi$ . Вопрос об изменении результатов при более последовательном рассмотрении нуждается в детальном обсуждении.

Выражаем искреннюю благодарность П.С.Зырянову за интерес к работе и ценные замечания.

Институт физики металлов  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
12 октября 1970 г.

### Литература

- [1] A.B.Pippard. Proc. Roy. Soc., A272, 192, 1963.
- [2] J.N.Condon. Phys. Rev., 145, 526, 1966; И.А.Привороцкий, М.А.Азбель. ЖЭТФ, 56, 388, 1969.
- [3] М.Я.Азбель. ЖЭТФ, 53, 1751, 1967; S.C.Ying, J.J.Quinn. Phys. Rev. Lett., 22, 231, 1969.
- [4] П.С.Зырянов, Б.И.Окулов, Е.П.Силин. ЖЭТФ, 58, 1295, 1970.
- [5] М.Я.Азбель. УФН 98, 601, 1969.