Физика низких температур, 1995, т. 21, № 6, с. 589–593 УДК 538. 94

Новые низкочастотные волны на границе двумерной электронной жидкости в магнитном поле

Ю. П. Монарха

Физико-технический институт низких температур им. Б. И. Веркина НАН Украины, Украина, 310164, г. Харьков, пр. Ленина, 47

Статья поступила в редакцию 5 декабря 1994 г.

Установлено, что при наличии магнитного поля B, перпендикулярного 2*D* системе электронов, вдоль границы областей с различной проводимостью (включая край системы) возможно распространение новой низкочастотной волны смещений границы — магнеториплона (МР). Даже в приближении несжимаемой электронной жидкости спектр этой моды подобен спектру краевых магнетоплазмонов (КМП) $\omega(q) \propto q/B$. Рассмотрено связывание МР и КМП мод для 2*D* электронной жидкости, расположенной близко к экранирующему электроду. Показано, что в пределе слабых магнитных полей МР и КМП моды можно приближенно рассматривать как независимые, в то время как для промежуточных и сильных полей обе ветви спектра представляют собой связанные МР–КМП моды, соответствующие синфазным и противофазным колебаниям избыточных зарядов у границы раздела.

Встановлено, що при наявності магнітного поля B, перпендикулярного 2*D* системі електронів, уздовж межі областей з різною провідністю (включно край системи) можливо розповсюдження нової низькочастотної хвилі зміщення межі — магнеторіплона (МР). Навіть в наближенні нестисливості електронної рідини спектр цієї моди подібен спектру крайових магнетоплазмонів (КМП), $\omega(q) \propto q/B$. Розглянуто зв'язування МР и КМП мод для 2*D* електронної рідини, розташованої близько до екрануючого електрода. Показано, що в наближенні слабких магнітних полів МР и КМП моди можливо наближенно розглядати як незалежні, тоді як для проміжних і сильних полів обидві вітки спектра уявляють собою зв'язані МР–КМП моди, які відповідають синфазним и протифазним коливанням надмірних зарядів у межі розподілу.

Введение

Хорошо известно, что при наличии магнитного поля B, нормального к 2*D* электронной жидкости, закон дисперсии плазмонов приобретает пороговую частоту, пропорциональную напряженности поля: $\omega^2 = \omega_c^2 + \omega_q^2$ (здесь ω_q — спектр 2*D* плазмонов, ω_c — циклотронная частота). Тем более неожиданным было обнаружение в двумерном электронном газе на поверхности жидкого гелия краевых магнетоплазмонов [1,2], частота которых убывала с увеличением магнитного поля обратно пропорционально величине *B*. Исследование КМП приобрело дополнительный интерес в связи с их наблюдением в двумерных полупроводниковых структурах, в том числе и в режиме квантового эффекта Холла (КЭХ) [3,4]. В КМП волне колебания плотности заряда локализованы преимущественно вблизи края 2*D* системы в тонкой полосе шириной d_B, уменьшающейся с увеличением *B*. Отличительной особенностью этой моды является также и то, что при заданном поле B волна распространяется только в одном направлении, определяемом знаком проекции B на ось *z*.

Различные аспекты теории КМП рассматривались в работах [5–7]. Наиболее полное исследование КМП в 2*D* системах с резким профилем тензора проводимости $\hat{\sigma}$ (или электронной плотности) проведено в работе [8]. Учет конечной размытости границы *d* приводит к появлению дополнительных дипольных мод: $\omega_j \propto qB/(j^2 + j)$ $(j = 1, 2, \ldots)$ в пределе слабых магнитных полей ($d_B >> d$) [9] и $\omega_j \propto q/(jB)$ для сильных полей ($d_B \to d$) [10].

В теории КМП граница электронной жидкости полагается бесконечно жесткой. Однако, когда размеры 2*D* системы фиксируются внешними электрическими полями, что в полной мере относится к системе поверхностных электронов в гелии (см., например, [11]), поле внешних сил на границе точно компенсируется полем электронов (условие постоянства потенциала). При этом граница электронной жидкости может смещаться ($y = \xi(x)$) из своего равновесного положения $y = 0$ (рис. 1), создавая возмущение электрического потенциала $\Phi_\xi(y)$ и возвращающую силу $e\nabla\Phi_\xi$ (здесь и ниже мы указываем в скобках только переменную *y*, так как зависимость от координаты *x* предполагается типичной для волнового движения $\Phi_\xi \propto \xi \propto \propto \exp(iqx - i\omega t)$). В то же время потенциал КМП волны $\Phi_Q(y)$, пропорциональный линейной плотности заряда $Q = e\int \delta n\, dy$, в свою очередь может приводить к смещению границы раздела.

© Ю. П. Монарха, 1995

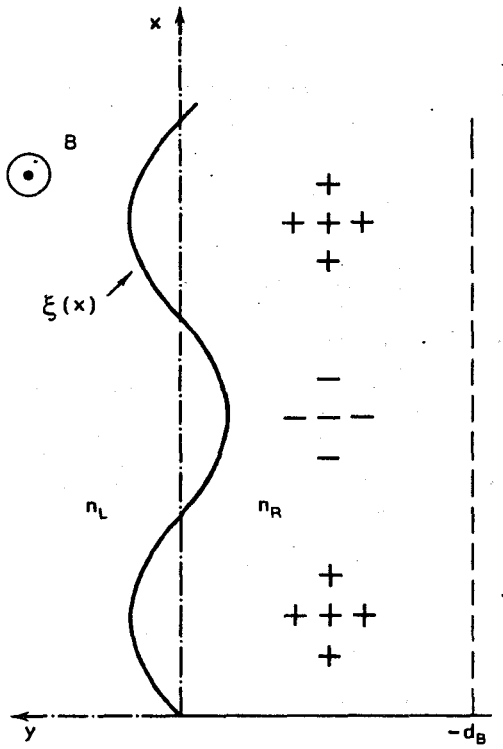

Рис. 1. Распределение смещений граничных зарядов в связанной МР–КМП моде, соответствующей противофазным колебаниям границы раздела и КМП заряда.

В настоящей работе исследуется возможность распространения новых коллективных возбуждений $2D$ электронной жидкости в магнитном поле — волн смещений границы (магнеториплонов (МР)). Краткое изложение теоретической концепции и экспериментальные данные приведены в [12]. В первом разделе исследуется предельный случай несжимаемой электронной жидкости с резкой границей между областями с различной концентрацией электронов. В этом случае единственными низкочастотными возбуждениями являются магнеториплоны. Во втором разделе рассматривается более реалистичная модель $2D$ электронной жидкости, расположенной над экранирующим электродом, в которой появление зарядов Q и $en_0\xi$ можно рассматривать как чисто граничный эффект в магнитогидродинамическом описании. В этой модели удается последовательно рассмотреть эффект связывания МР и КМП мод.

Магнеториплоны в приближении несжимаемой электронной жидкости

Рассмотрим вначале приближение несжимаемой электронной жидкости, позволяющее выделить новую моду «в чистом виде». Пусть линия $y = 0$ (рис. 1) представляет собой равновесное положение границы двух областей с различными концентрациями электронов (частный случай $n_L = 0$ соответствует наличию края однородной $2D$ системы). Физические величины, соответствующие различным областям, мы будем соответственно обозначать индексом «L» или «R», или в общем случае переменным индексом «S» , принимающим два этих значения. Поле скоростей в обеих областях удовлетворяет уравнению неразрывности $\mathrm{div}\,(\mathbf{v}_S) = 0$, а также уравнению Эйлера, которое в линейном приближении может быть записано так:

$$i\omega v_S^{(x)} = \frac{1}{mn_S}\frac{\partial}{\partial x}\Psi_S + \mathrm{sgn}\,\{B\}\omega_c v_S^{(y)} , \qquad (1)$$

где

$$\Psi_S = p_S + en_S\Phi_\xi , \qquad (2)$$

p_S — давление в соответствующей области; Φ_ξ — возмущение электрического потенциала, вызванного смещением ξ. Граничными условиями в данном случае являются условия равенства скоростей и давлений на границе:

$$v_R^{(y)}(0) = v_L^{(y)}(0) = -i\omega\xi , \quad p_R(0) = p_L(0) . \qquad (3)$$

Используя непрерывность функции $\Phi_\xi(y)$, формально последнее условие можно представить в виде граничного условия для функции $\Psi_S(y)$:

$$\Psi_R(0) - \Psi_L(0) = e(n_R - n_L)\Phi_\xi(0) . \qquad (4)$$

Как уже отмечено выше, внешняя сила, действующая на электрон вблизи границы, точно компенсируется силой, действующей со стороны остальных электронов, в результате чего при малых положительных y его потенциальная энергия $U \propto y^2$ и, следовательно, в линейном приближении не приводит к возвращающей силе для осцилляций ξ (нет прямой аналогии с гравитационными волнами). Поэтому линейная по ξ возвращающая сила в данном случае определяется потенциалом $\Phi_\xi(y)$, который для $2D$ системы, расположенной вдали от экранирующего электрода, убывает с ростом $|y|$ на расстояниях порядка длины волны. Очевидно, что при этом флуктуации потенциала нельзя рассматривать как чисто граничный эффект. Вместе с тем следует отметить, что при $B = 0$ уравнение (1) совместно с граничными условиями (3) и (4) формально описывает волновое движение границы обычной несжимаемой $2D$ жидкости, для которой эффективное давление Ψ_S испытывает скачок на границе $\Psi_R(0) - \Psi_L(0) = \partial E/\partial\xi \equiv e(n_R - n_L)\Phi_\xi(0)$, связанный с появлением дополнительной энергии $E(\xi)$, приходящейся на единицу длины границы. Эта аналогия с давлением Лапласа, формальная для рассматриваемого предельного случая, в дальнейшем окажется весьма полезной при исследова-

нии $2D$ системы, находящейся на достаточно близком расстоянии h от экранирующего электрода.

Для малых смещений ξ значение $\Phi_\xi(0)$ можно представить в виде

$$\Phi_\xi(0) = \alpha\, e(n_R - n_L)\xi \ , \qquad (5)$$

где α — безразмерный геометрический фактор порядка единицы. Можно показать, что в отсутствие экранирующих электродов ($h \to \infty$) параметр $\alpha \simeq 2 \ln (1/qd)$, где d — толщина переходной области. Для случая $h \simeq d$, рассмотренного в следующем разделе, параметр α является числом.

В отсутствие магнитного поля решение уравнений (1) и $\operatorname{div}(v_S) = 0$ с условиями (3) находится элементарно:

$$\omega_{0,q}^2 = \alpha(e^2/m)(n_R - n_L)\Delta_n q \ , \qquad (6)$$

где $\Delta_n = (n_R - n_L)/(n_R + n_L)$. Интересно отметить, что спектр этой риплонной моды подобен спектру $2D$ плазмонов ($\omega_{0,q} \propto q^{1/2}$). При $B \neq 0$ закон дисперсии магнеториплона может быть записан в виде

$$\omega_\xi = \frac{1}{2}\left[\left(\omega_c^2\Delta_n^2 + 4\omega_{0,q}^2\right)^{1/2} - \operatorname{sgn}\{B\}\omega_c\Delta_n\right]. \qquad (7)$$

Для достаточно сильных магнитных полей, определяемых неравенством $\omega_c\Delta_n \gg \omega_{0,q}$, частота магнеториплона ω_ξ убывает с ростом напряженности магнитного поля обратно пропорционально B ($\operatorname{sgn}\{B\} = +$):

$$\omega_\xi = \omega_{0,q}^2/(\omega_c\Delta_n) \ . \qquad (8)$$

Нетрудно видеть, что при $\alpha \simeq 2 \ln (1/qd)$ выражение (8) с точностью до численного множителя порядка единицы эквивалентно закону дисперсии магнетоплазмона на границе областей с различной проводимостью [8], а в случае $n_L = 0$ — закону дисперсии КМП.

Приведенный анализ показывает, что частоты МР ω_ξ и КМП ω_Q могут иметь достаточно близкие значения и эффект связывания мод может оказать существенное влияние на положение резонансных частот.

Связанные МР–КМП моды

Ниже мы ограничимся рассмотрением случая $n_L = 0$ и $h \simeq d \leq d_B \ll q^{-1}$, соответствующего $2D$ системе электронов над поверхностью жидкого гелия (здесь h — толщина слоя жидкого гелия над металлическим электродом; верхний электрод предполагается расположенным на значительно большем расстоянии). В этом случае возможно полуфеноменологическое описание эффекта связывания МР и КМП. Такая возможность появляется вследствие того, что гидродинамические возмущения скорости, удовлетворяющие условию $\operatorname{div} \mathbf{v} = 0$, убывают с ростом $|y|$ на расстояниях порядка длины волны, в то время как возмущения электронной плотности δn и потенциала $\Phi = \Phi_\xi + \Phi_Q$ в основном локализованы у границы на расстояниях порядка толщины переходного слоя d, что позволяет рассматривать эти возмущения как чисто граничный эффект, аналогичный поверхностным явлениям в обычной гидродинамике.

Представим плотность тока $2D$ системы в виде суммы $\mathbf{j} = \mathbf{j}_\xi + \mathbf{j}_Q$, здесь $\mathbf{j}_\xi$ удовлетворяет уравнению движения несжимаемой жидкости $\operatorname{div}(\mathbf{j}_\xi) = 0$; а $\mathbf{j}_Q$ соответствует току, связанному с изменением плотности ($\operatorname{div}(\mathbf{j}_Q) = i\omega e\,\delta n$). При описании крупномасштабных изменений тока $\mathbf{j}_\xi$ по-прежнему можно пользоваться обычным гидродинамическим описанием, однако при этом следует положить в уравнении Эйлера $\Phi(y) = 0$, так как флуктуации заряда у границы экранируются на расстояниях порядка толщины переходной области $d \simeq h$. Таким образом,

$$\mathbf{j}_\xi = -\hat{\sigma}\nabla p/(en_0) \ , \quad \mathbf{j}_Q = -\hat{\sigma}\nabla\Phi \ , \qquad (9)$$

где $\hat{\sigma}$ — тензор проводимости; n_0 — средняя поверхностная концентрация электронов.

При определении $\mathbf{j}_\xi$ наличие электрических полей Φ_ξ и Φ_Q у границы будет учтено с помощью граничного условия для давления

$$p(0) = (\partial/\partial\xi)E(\xi) \ , \qquad (10)$$

где $E(\xi)$ — дополнительная энергия, приходящаяся на единицу длины границы раздела, обусловленная флуктуациями полей Φ. Соотношения (9) следует также дополнить граничными условиями

$$j_\xi^{(y)}(0) = -i\omega e n_0 \xi \ , \quad j_Q^{(y)}(0) = 0 \ . \qquad (11)$$

Следуя [7], уравнение неразрывности можно проинтегрировать по переменной y и, полагая $\partial^2\Phi/\partial x^2 \ll \partial^2\Phi/\partial y^2$, записать условие сохранения заряда в интегральной форме:

$$i\omega Q + \sigma_{xx}\partial\Phi/\partial y|_{y=0} = 0 \ . \qquad (12)$$

Производную $\partial\Phi/\partial y$ можно исключить из (12), используя условие обращения в нуль y-компоненты тока $\mathbf{j}_Q$ на границе:

$$\sigma_{xx}\partial\Phi/\partial y|_{y=0} + \sigma_{yx} iq\,\Phi(0) = 0 \ . \qquad (13)$$

При этом мы должны учесть, что $\Phi = \Phi_\xi + \Phi_Q$, а $\Phi_\xi(0) = \alpha e n_0 \xi$, где α — некоторое число порядка единицы, зависящее только от конкретного вида безразмерной функции $\bar{n}(t)$, описывающей изменения концентрации в переходном слое $n(y) = n_0 \bar{n}(y/d)$:

$$\alpha = \int_{-\infty}^{\infty} (-\bar{n}'(t)) \ln((t^2+4)/t^2)\, dt \qquad (14)$$

(здесь $d = h$, а штрих у $\bar{n}'(t)$ означает производную по указанному аргументу). Таким образом, выражения (12) и (13) дают первое из двух уравнений, описывающих связанные МР–КМП моды:

$$(\omega - \omega_Q)Q = \alpha \omega_B e n_0 \xi \ , \qquad (15)$$

где $\omega_B = \sigma_{yx} q$; $\omega_Q = \omega_B \Phi_Q(0)/Q = \gamma_p \omega_B$ — спектр КМП; γ_p — безразмерный геометрический фактор, который, согласно строгой теории [8], зависит от соотношения характерных длин задачи (q^{-1}, h, d_B). Обычно γ_p порядка единицы. Здесь мы не будем уточнять γ_p, полагая, что его можно определить из экспериментальных данных или в результате конкретных расчетов [8].

Для нахождения второго уравнения следует воспользоваться выражением для тока j_ξ из (9) с граничными условиями (10) и (11). При этом необходимо уточнить конкретный вид функции $E(\xi)$. Из соображений устойчивости системы следует, что E должна быть положительно определенной квадратичной формой переменных ξ и Q, поэтому ее зависимость от ξ в достаточно общем случае можно записать в виде

$$E(\xi) \simeq \frac{1}{2}\gamma_r e^2 n_0^2 \xi^2(x) + \beta e n_0 Q(x)\xi(x) \ , \qquad (16)$$

где γ_r и β — некоторые безразмерные параметры. Ввиду специфики задачи слагаемые, пропорциональные $(\nabla\xi)^2$, в $E(\xi)$ не появляются, что подтверждается конкретными расчетами энергии поля $-\nabla(\Phi_\xi + \Phi_Q)$. В этом отношении рассматриваемый случай отличается от явлений электрокапиллярности, где разделение зарядов (двойной слой) существует уже при $\xi = 0$.

Используя представления (9), (10) и (16), а также условие $\sigma_{yx} >> \sigma_{xx}$, второе уравнение, описывающее связанные МР–КМП моды, можно записать в следующем виде;

$$(\omega - \omega_\xi)\xi = \beta \omega_B Q/(e n_0) \ , \qquad (17)$$

где $\omega_\xi = \gamma_r \omega_B$. Система уравнений (15), (17) имеет два решения, которые удобно представить следующим образом:

$$\omega_\pm = \gamma_\pm \omega_B \ , \qquad (18)$$

$$\gamma_\pm = \frac{1}{2}\left[\gamma_r + \gamma_p \pm [(\gamma_r + \gamma_p)^2 - 4(\gamma_r\gamma_p - \alpha\beta)]^{1/2}\right] .$$

Очевидно, что в случае слабой связи ($\alpha\beta \to 0$) решения $\omega_\pm$ совпадают с ω_ξ и ω_Q. Решение с $\gamma_- > 0$ существует только при $\gamma_r\gamma_p - \alpha\beta > 0$. Это условие заведомо выполнено для слабой и промежуточной связи. При плавном усилении связи величина γ_- формально уменьшается вплоть до нуля. Однако из требования устойчивости решения следует, что γ_- должно быть больше нуля даже в условиях сильной связи.

Чтобы выяснить, каким внешним параметрам и условиям соответствуют пределы сильной и слабой связи, следует уточнить возможные зависимости параметров γ_r, γ_p и β от отношения d_B/d. Однако уже из простых физических соображений ясно, что при наличии металлического электрода, экранирующего поля зарядов на характерных длинах порядка $h \simeq d$, слабая связь должна осуществляться в пределе слабых магнитных полей ($d_B > d$), и, наоборот, при $d_B < d$ связь должна быть сильной. Приведенный качественный вывод подтверждается более детальным анализом энергии электрического поля $-\nabla(\Phi_\xi + \Phi_Q)$, создаваемого флуктуациями заряда у границы. Для простоты положим диэлектрическую постоянную среды, расположенной между электродами, равной единице. Прежде всего заметим, что параметр γ_r есть просто число, не зависящее от отношения d_B/d (доказывается элементарным обезразмериванием):

$$\gamma_r = \int dy_1 \int dy_2\, \bar{n}'(y_1)\bar{n}'(y_2)\psi(|y_1 - y_2|) \ , \qquad (19)$$

где

$$\psi(y) = \ln[(y^2+4)/y^2] \ . \qquad (20)$$

Если в выражении (19) одну из функций $-\bar{n}'(y)$ положить равной δ-функции (случай резкой границы; для электронов над гелием $-\bar{n}'(y) \propto \propto 1/\sqrt{|y|} \to \infty$ при $y \to 0$), мы получим $\gamma_r \simeq \alpha$ (см. соотношение (14)), что приводит к выражению для ω_ξ, совпадающему с выражением (8), полученным иным методом в предыдущем разделе. Это обстоятельство доказывает последовательность избранной здесь процедуры учета граничных зарядов и полей в виде граничного условия для давления (10). Использование функции $n(y)$ из [10] дает: $\alpha = 2\ln 5$; $\gamma_r \simeq 1{,}64$.

Параметр β, характеризующий степень связи МР и КМП, зависит от отношения d_B/d:

$$\beta = \int dy_1 \int dy_2 \bar{\rho}(y_1)(-\bar{n}'(y_2))\psi\left(\left|\frac{d_B}{d} y_1 - y_2\right|\right), \quad (21)$$

где безразмерная функция $\bar{\rho}(t)$ характеризует распределение заряда в КМП волне:

$$e\delta n(y) = \bar{\rho}(y/d_B)Q/d_B, \quad \int \bar{\rho}(t)\, dt = 1. \quad (22)$$

Поведение параметра β при изменении d_B/d определяется свойствами функции $\psi(y)$: $\psi \simeq 2\ln(2/|y|) \to +\infty$ при $y \to 0$; $\psi \to 0$ при $y \to \infty$. Формально при малых d_B/d коэффициент $\beta \simeq \alpha$. При увеличении отношения d_B/d коэффициент β очевидно убывает (особенно наглядна замена $-\bar{n}'(y)$ на δ-функцию), что приводит к ослаблению связи между МР и КМП.

Таким образом, из проведенного анализа следует, что для относительно слабых магнитных полей ($d_B > d$) моды $\omega_\pm$ приближенно соответствуют модам ω_ξ и ω_Q. Ввиду того, что для низкочастотной моды ($\omega = \omega_-$) заряды у границы колеблются с противоположными фазами ($\mathrm{sgn}\{Q\} = \mathrm{sgn}\{en_0\xi\}$), соответствующий резонанс должен иметь меньшую амплитуду, чем резонанс при $\omega = \omega_+$. Однако для слабой связи различие амплитуд может быть не очень большим. Для отождествления $\omega_\pm$ с соответствующими частотами ω_ξ и ω_Q в конкретном эксперименте можно воспользоваться свойствами геометрических факторов γ_r и γ_p как функций толщины слоя жидкого гелия h. Согласно [8], уменьшение h приводит к уменьшению γ_p, в то время как γ_r из (19) не зависит от h.

Для сильных магнитных полей ($d_B \to d$) связь сильная, и обе ветви спектра $\omega_\pm$ представляют собой связанные МР–КМП моды. Более высокочастотная мода ω_+ соответствует синфазным колебаниям зарядов у границы раздела ($\mathrm{sgn}\{Q\} = \mathrm{sgn}\{en_0\xi\}$), и поэтому соответствующие резонансы должны быть более интенсивными. В низкочастотной моде колебания граничных зарядов являются противофазными (рис. 1), что в условиях сильной связи может приводить к значительному ослаблению амплитуды соответствующего резонанса.

В заключение следует отметить, что к настоящему времени имеется сообщение [12] о наблюдении в системе поверхностных электронов в гелии наряду с КМП резонансами новых низкочастотных резонансов, положение которых характеризуется зависимостью $\omega \propto 1/B$ как при значениях $d_B \to d$, так и при $d_B \gg d$. Причем, если в слабых магнитных полях амплитуда нового резонанса примерно того же порядка, что и амплитуда КМП резонанса (несколько меньше), то для сильных полей амплитуда нового резонанса значительно меньше. Эти данные вполне соответствуют изложенным выше свойствам связанных МР–КМП мод.

В заключение автор выражает благодарность A. J. Dahm, A. T. A. M. de Waele, R. W. van der Heijden, F. M. Peeters и В. Б. Шикину за полезные дискуссии, а также В. Н. Григорьеву, Ю. З. Ковдре и О. И. Киричеку за предоставление экспериментальных данных до их публикации.

Работа частично финансировалась грантом INTAS-93-1495.

1. D. B. Mast, A. J. Dahm and A. L. Fetter, *Phys. Rev. Lett.* **54**, 1706 (1985).
2. D. C. Glattli, E. Y. Andrei, G. Deville, J. Poitrenaud, and F. I. B. Williams, *Phys. Rev. Lett.* **54**, 1710 (1985).
3. M. Wassermeier, J. Oshinowo, J. P. Kotthaus, A. H. MacDonald, C. T. Foxon, and J. J. Harris, *Phys. Rev.* **B41**, 10287 (1990).
4. I. Grodnensky, D. Heitmann, and K. V. Klitzing, *Phys. Rev. Lett.* **67**, 1019 (1991).
5. A. L. Fetter, *Phys. Rev.* **B32**, 7676 (1985); **B33**, 3717 (1986); **B33**, 5521 (1986).
6. В. А. Волков, С. А. Михайлов, *Письма в ЖЭТФ* **42**, 450 (1985).
7. В. Б. Шикин, *Письма в ЖЭТФ* **47**, 471 (1988).
8. В. А. Волков, С. А. Михайлов, *ЖЭТФ* **94**, 217 (1988).
9. С. С. Назин, В. Б. Шикин, *ЖЭТФ* **94**, 133 (1988).
10. I. L. Aleiner and L. I. Glazman, *Phys. Rev. Lett.* **72**, 2935 (1994).
11. Ю. П. Монарха, В. Б. Шикин, *ФНТ* **8**, 563 (1982).
12. O. I. Kiricheck, P. K. H. Sommerfeld, Yu. P. Monarkha, P. J. M. Peters, Yu. Z. Kovdrya, P. P. Steijaert, R. W. van der Heijden, and A. T. A. M. de Waele, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 1190 (1995).

Novel low frequency waves at the boundary of a two-dimensional electron liquid in a magnetic field

Yu. P. Monarkha

It has been found that in the presence of a magnetic field applied normally to a 2*D* electron system a novel low-frequency displacement wave (magnetoripplon (MR)) can propagate along the boundary of the domains of different conductivities, including the edge of the system. The spectrum of this mode is similar to the edge magnetoplasmon (EMP) spectrum, $\omega(q) \propto q/B$, even for the incompressible electron liquid approximation. The coupling between MR and EMP excitations in a 2*D* electron system with a screening metal electrode is studied. It is shown that in the limit of weak magnetic fields MR and EMP modes can be considered as independent, while in the case of intermediate or strong fields both low-frequency excitations are coupled MR-EMP modes, corresponding to the in-phase and out-of-phase oscillations of edge charges.