НИЗКОТЕМПЕРАТУРНЫЕ ОСОБЕННОСТИ МАГНИТОЕМКОСТИ ДВУМЕРНЫХ ЭЛЕКТРОННЫХ СИСТЕМ

В.Б.Шикин

Институт физики твердого тела РАН

142432 Черноголовка Московской обл., Россия

Поступила в редакцию 4 августа 1994 г.

Приведены вычисления дифференциальной магнитоемкости двумерной электронной системы, имеющей вид экранированной полосы, при наличии магнитного поля, нормального плоскости полоски, отвечающего фактору заполнения, близкому к целочисленному.

В интересной экспериментальной работе [1] показано, что низкотемпературная магнитоемкость двумерной (ниже 2D) электронной системы с управляющим электродом в ее минимумах пропорциональна периметру 2D-системы. Этот результат не укладывается в рамки существующих расчетов магнитоемкости (см., например, [2–4]), и потому авторы [1] приходят к заключению о необходимости специального рассмотрения магнитоэлектрических эффектов в окрестности минимумов магнитоемкости. Речь, по их мнению, может идти о вкладе краевых состояний в полную емкость ограниченной 2D-системы в условиях, отвечающих целочисленным значениям фактора заполнения в глубине 2D-системы. Природа таких состояний в работе [1] не конкретизируется. Отмечено лишь, что масштаб их локализации вблизи границы намного превышает магнитную длину.

В данной работе приводятся вычисления минимальной магнитоемкости 2D-полосы с управляющим электродом, использующие специальную электростатику, имеющую место в замагниченных 2D-системах с целочисленным фактором заполнения [5]. Расчет подтверждает пропорциональность минимальной емкости периметру 2D-системы. Отметим, что аргументы из [5] систематически используются в литературе для описания различных магнитоэлектрических эффектов (см. по этому поводу [6, 7]). С той же степенью обоснованности, что и в [5–7], естественно привлечение электростатики [5] к задаче о магнитоемкости 2D-систем.

Рассмотрим плоский конденсатор, вытянутый вдоль оси Y, имеющий ширину $2w$ вдоль оси X, расстояние $2d$ между пластинами и начало координат в центре конденсатора. Магнитное поле направлено вдоль оси Z, система погружена в среду с диэлектрической постоянной κ. Нижняя пластина конденсатора, расположенная в плоскости $z = -d$, является 2D-электронной системой с равновесной плотностью электронов n_s, отвечающей при заданном магнитном поле H требованию целочисленности фактора заполнения ν:

$$\nu = \pi l_H^2 n_s = 1, 2, 3\ldots, \qquad l_H^2 = c\hbar/eH. \tag{1}$$

Задача заключается в том, чтобы вычислить распределение добавочной плотности δn_1 электронов вдоль 2D-системы при появлении между пластинами разности потенциалов V. Соответствующая емкость C определена выражением

$$C = dQ/dV, \qquad Q = e\int_{-w}^{+w} \delta n_1(s)ds. \tag{2}$$

Необходимые уравнения в рамках приближения [5] выглядят следующим образом $(eV \ll \hbar\omega_c)$:

$$\varphi_1(xz) + \varphi_2(xz)|_{z=+d} = 0, \qquad -w \le x \le +w, \tag{3}$$

$$\frac{\nu e}{\hbar\omega_c}(\varphi_1'' + \varphi_2'')\Big|_{z=-d} = \delta n_1, \qquad -w \le x \le +w; \tag{4}$$

$$\varphi_i' = d\varphi_i/dx, \qquad \omega_c = eH/m_*c, \qquad \varphi_1 + \varphi_2|_{\substack{z=-d\\x=\pm w}} = V,$$

$$\varphi_1'(xz) = \frac{2e}{\kappa}\int_{-w}^{+w} \frac{\delta n_1(s)(x-s)ds}{(x-s)^2 + (z+d)^2}, \tag{5}$$

$$\varphi_2'(xz) = \frac{2e}{\kappa}\int_{-w}^{+w} \frac{\delta n_2(s)(x-s)ds}{(x-s)^2 + (z-d)^2}.$$

Здесь δn_1, δn_2 – распределения избыточных плотностей зарядов вдоль 2D системы и управляющего электрода, φ_1, φ_2 – соответствующие потенциалы, обусловленные распределениями δn_1, δn_2. Требование (3) есть обычное условие эквипотенциальности управляющего электрода, условие (4) из [5] определяет специфику поведения 2D системы при целочисленных значениях ν, ω_c – циклотронная частота, m_* – эффективная масса электрона.

В предельном случае $w \gg l \gg d$ имеем из (3)–(5)

$$\delta n_1 = l^2(\delta n_1'' + \delta n_2''), \qquad l^2 = \nu l_H^2 d/a_b^*,$$

$$a_b^* = \kappa\hbar^2/m_* e^2, \qquad \frac{2\pi e d}{\kappa}(\delta n_1 + \delta n_2)\Big|_{\pm w} = V, \tag{6}$$

$$\delta n_1 - \delta n_2 \simeq \frac{\hbar\omega_c\kappa}{2e^2\nu\sqrt{w^2 - x^2}}\int_{-w}^{+w}\frac{ds\sqrt{w^2-s^2}}{x-s}\int_0^s \delta n_1 d\sigma,$$

$$\int_{-w}^{+w}(\delta n_1 - \delta n_2)ds = 0. \tag{7}$$

Здесь a_b^* – эффективный боровский радиус.

Требование $l \gg d$, использованное при выводе (6), (7), не является необходимым. Оно лишь упрощает выкладки и для параметров из [1] отвечает предельному случаю $\nu \gg 1$. В частности, при его наличии удобно сдвинуть начало координат на один из концов полосы (допустим, в точку $x = -w$) и обезразмерить уравнения (6), (7):

$$\frac{d^2}{d\xi^2}(\delta\tilde{n}_1 + \delta\tilde{n}_2) \cong \delta n_1, \qquad \xi = x/l,$$

$$\delta\tilde{n}_i = \delta n_i/n_s, \qquad \delta\tilde{n}_1 + \delta\tilde{n}_2|_{\xi=0} = \tilde{V}, \qquad \delta\tilde{n}_1 + \delta\tilde{n}_2|_{\infty} \to 0, \tag{8}$$

$$\tilde{V} = \kappa V/(2\pi e n_s d),$$

$$\delta\tilde{n}_1 - \delta\tilde{n}_2 \cong \frac{\alpha}{\sqrt{\xi}} \int\limits_0^\infty ds \frac{\sqrt{s}}{\xi - s} \int\limits_0^s \delta\tilde{n}_1(\sigma) d\sigma, \tag{9}$$

$$\alpha = h\omega_c l/\nu e^2.$$

Для параметров из [1]: $\kappa = 12,3$, $m_* = 0,07 m_e$, $2d = 1000$ Å, $n_s = 2,8 \cdot 10^{11}\,\text{см}^{-2}$ и магнитного поля $H \simeq 10\,T$ (что отвечает $\nu \simeq 1$) имеем оценки $l_H \simeq a_b^* \simeq 10^{-6}$ см, $l \simeq d$, $\alpha \simeq 1$. С увеличением ν величина l растет как ν^2, а параметр α уменьшается в меру ν^{-1}. Следовательно, в области $\nu \gg 1$, как отмечалось выше, $l \gg d$ и, кроме того, $\alpha \ll 1$.

Малость параметра α позволяет искать решение (8), (9) в виде разложения по степеням α:

$$\delta\tilde{n}_1 = \delta\tilde{n}_1^0 + \alpha\delta\tilde{n}_1^{(1)} + \ldots, \qquad \delta\tilde{n}_2 = \delta\tilde{n}_2^0 + \alpha\delta\tilde{n}_2^{(1)} + \ldots\,. \tag{10}$$

Подставляя (10) в (8), (9), имеем

$$\delta\tilde{n}_1^0 = \delta\tilde{n}_2^0, \qquad 2\frac{d^2}{d\xi^2}\delta\tilde{n}_1^0 = \delta\tilde{n}_1^0, \tag{11}$$

$$2\delta\tilde{n}_1^0|_0 = \tilde{V}, \qquad \delta\tilde{n}_1^0|_\infty \to 0,$$

$$\delta\tilde{n}_1^{(1)} - \delta\tilde{n}_2^{(1)} = \frac{1}{\sqrt{\xi}} \int\limits_0^\infty ds \frac{\sqrt{s}}{\xi - s} \int\limits_0^s \delta\tilde{n}_1^0(\sigma) d\sigma, \tag{12}$$

$$\frac{d^2}{d\xi^2}(\delta\tilde{n}_1^{(1)} + \delta\tilde{n}_2^{(1)}) = \delta\tilde{n}_1^{(1)}, \qquad \delta\tilde{n}_1^{(1)} + \delta\tilde{n}_2^{(1)}|_0 = 0,$$

$$\delta\tilde{n}_1^{(1)} + \delta\tilde{n}_2^{(1)}|_{+\infty} \to 0.$$

Ограничиваясь нулевым приближением, то есть уравнениями (11), находим

$$\delta\tilde{n}_1^0 = \frac{\tilde{V}}{2} \exp\left(-\frac{\xi}{\sqrt{2}}\right), \tag{13}$$

$$C_0 = \frac{\sqrt{2}}{4\pi}\frac{\kappa l}{d}; \tag{14}$$

здесь C из (2).

Комментируя результаты (13), (14), отметим, что они подтверждают экспериментальное утверждение из [1] о локализации избыточного заряда вдоль границ 2D-системы в условиях целочисленности фактора заполнения ν. В нулевом по α приближении длина этой локализации определяется комбинацией l из (6). Качественно соответствует данным [1] неравенство $l \gg l_H$, а также поведение $l \propto \nu^2$ в области $\nu > 1$.

1. S.Takaoka, K.Oto, H.Kurimoto et al., Phys. Rev. Lett. **72**, 3080 (1994).
2. R.Goodall, R.Higgins, and J.Harrang, Phys. Rev. **B 31**, 6597 (1985).
3. T.Smith, B.Goldberg, P.Stiles, and M.Heiblum, Phys. Rev. **B 32**, 2696 (1985).
4. V.Mosser, D.Weiss, K von Klitzing et al., Solid. St. Comm. **58**, 5 (1986).
5. A.MacDonald, T.Rice, and W.Brinkman, Phys. Rev. **B 28**, 3648 (1983).
6. P.Fontein, P.Hendriks, F.Blom et al., Swig. Sci. **263**, 91 (1992).
7. N.Balaban, U.Meirav, H.Shtrikman, and Y.Levinson, Phys. Rev. Lett. **71**, 1443 (1993).