

# Об эффективной массе электронов кремниевых полевых структур при малых электронных плотностях

В. Т. Долгополов

Институт физики твердого тела РАН, 142432 Черноголовка, Московская обл., Россия

Поступила в редакцию 22 августа 2002 г.

Метод пробной волновой функции, развитый в работах [10, 11] для случая узкой  $s$ -зоны в совершенном кристалле, адаптирован для вычисления зависимости эффективной массы и фактора Ланде в двумерной электронной системе малой плотности. Обнаружено, что эффективная масса имеет тенденцию к расходимости при некоторой критической концентрации, а  $g$ -фактор остается конечным.

PACS: 71.30.+h, 73.40. Qv

Разреженный электронный газ в высокоподвижных кремниевых полевых структурах при понижении температуры демонстрирует сильное падение сопротивления, если электронная концентрация  $n_s$  выше некоторой критической,  $n_s > n_c$ , и возрастание сопротивления при  $n_s < n_c$  [1]. Вблизи  $n_c$  сопротивление как функция температуры и электронной плотности обладает скейлинговыми свойствами. Последнее обстоятельство изначально заставило воспринимать наблюдаемый переход как управляемый беспорядком квантовый фазовый переход металл–диэлектрик (MIT) и породило волну подобных исследований на других объектах, в которой всякая смена знака производной  $(dR/dT)(n_s)$  принималась в качестве свидетельства о наличии квантового фазового перехода MIT.

В недавнем экспериментальном исследовании [2] изменения экранирующих свойств двумерной электронной системы с температурой [3], интерпретированном в терминах работы [4], обнаружено сильное возрастание эффективной массы в кремниевых структурах металл–окисел–полупроводник (МОП) по мере приближения электронной плотности к значению  $\sim 0.8 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ , практически совпадавшему с  $n_c$  в лучших из исследованных образцов. Подобное поведение циклотронной массы найдено в независимых экспериментах [5] по измерению температурной зависимости осцилляций Шубникова – де Гааза. Анализ экспериментальных данных, аналогичный проделанному в работе [2], но выполненный в противоположном пределе по отношению энергии долинного расщепления к температуре с использованием данных других экспериментальных групп и образцов из других источников [6, 7], подтвердил универсальность кривой  $m^*(n_s)$ .

Вывод, который должен быть сделан из недавних экспериментальных результатов, состоит в том, что квантовый фазовый переход, наблюдаемый в наиболее совершенных МОП структурах, является скорее свойством чистой, без беспорядка, двумерной электронной системы. Качественная теория двумерной электронной ферми-жидкости в состоянии, близком к кристаллизации, предложена в работах [8, 9]. Ниже мы предлагаем количественное описание двумерной парамагнитной электронной жидкости в предкристаллическом режиме, адаптируя подход пробной волновой функции, развитый в [10, 11] для случая узкой  $s$ -зоны в совершенном кристалле.

Будем предполагать, что основное состояние электронной системы с сильным взаимодействием в режиме, близком к кристаллизации, может быть описано как электронный кристалл с большим количеством несущих заряд подвижных дефектов. Реальную двумерную электронную систему заменим сеткой решеточных узлов с плотностью  $n_s$ . С каждым узлом свяжем электронную волновую функцию типа функции Ванье  $\phi[(\mathbf{r} - \mathbf{g})n_s^{1/2}]$ , где вектор  $\mathbf{g}$  задает положение решеточного узла. Соответствующий оператор рождения  $a_{\mathbf{g}}^\dagger$ . Если бы каждый из узлов был заполнен только одним электроном, система представляла бы собой совершенный электронный кристалл. На самом деле на одном узле в основном состоянии с некоторой вероятностью, зависящей от  $n_s$ , могут находиться два электрона с противоположными спинами. Число таких узлов определяет, в конечном итоге, число подвижных возбуждений и, следовательно, транспортные свойства системы.

На базе решеточных узлов построим блоховские волновые функции:

$$\psi_{\mathbf{k}}(\mathbf{r}) = n_s^{-1/2} \sum_{\mathbf{g}} \exp(i\mathbf{k}\mathbf{g})\phi(\mathbf{r} - \mathbf{g}), \quad (1)$$

$$a_{\mathbf{k}}^{\dagger} = n_s^{-1/2} \sum_{\mathbf{g}} \exp(i\mathbf{k}\mathbf{g}) a_{\mathbf{g}}^{\dagger}. \quad (2)$$

Гамильтониан системы включает в себя кинетическую энергию и взаимодействие электронов на одном узле:

$$H = \sum_{\mathbf{k}} \varepsilon_{\mathbf{k}} (a_{\mathbf{k}\uparrow}^{\dagger} a_{\mathbf{k}\uparrow} + a_{\mathbf{k}\downarrow}^{\dagger} a_{\mathbf{k}\downarrow}) + \frac{\alpha e^2}{\varepsilon_0 n_s^{1/2}} \sum_{\mathbf{g}} a_{\mathbf{g}\uparrow}^{\dagger} a_{\mathbf{g}\downarrow}^{\dagger} a_{\mathbf{g}\downarrow} a_{\mathbf{g}\uparrow}. \quad (3)$$

Здесь  $\varepsilon_{\mathbf{k}} = \hbar^2 k^2 / 2m$ , а  $\varepsilon_0$  – статическая диэлектрическая проницаемость. В энергию взаимодействия мы ввели коэффициент  $\alpha$ , определяемый точным видом волновой функции на узле, и полностью пренебрегли взаимодействием электронов соседних узлов. Переход к пределу газа невзаимодействующих электронов требует, чтобы модуляция в уравнении (1) исчезла, а коэффициент  $\alpha$  был бы медленной функцией  $n_s$ , обращающейся в нуль при  $n_s^{-1} \rightarrow 0$ . В области малых электронных плотностей мы пренебрежем этой слабой зависимостью.

В работе [10] для основного состояния предложено использовать многочастичную пробную функцию вида

$$\psi = \sum_{G\Gamma} A_{G\Gamma} \prod_G a_{\mathbf{g}\uparrow}^{\dagger} \prod_{\Gamma} a_{\mathbf{g}\downarrow}^{\dagger} \Phi_0, \quad (4)$$

где  $G$  и  $\Gamma$  – совокупность узлов, занятых электронами со спином вверх и вниз, соответственно,  $\Phi_0$  – вакуумное состояние. Функцию  $\psi$  удобно выразить через операторы рождения и уничтожения бловских волн, а корреляции в движении электронов учесть тем, что коэффициент  $A_{G\Gamma}$  в (4) уменьшить в  $\eta^\nu$  раз, если соответствующее произведение предполагает наличие двукратно занятых узлов с долей  $\nu$  ( $0 < \eta < 1$ ). Связь между  $\nu$  и  $\eta$  в основном состоянии получена в работе [10]. Для нашего случая

$$\eta = \nu \left( \frac{1}{2} - \nu \right)^{-1}. \quad (5)$$

Вероятность занять одночастичное состояние с волновым вектором  $\mathbf{k}$  испытывает при  $k = k_F$  скачок на величину

$$q = 16\nu \left( \frac{1}{2} - \nu \right). \quad (6)$$

Таким образом, пробная волновая функция описывает некоторую смесь функции, соответствующей полностью занятой зоне (твердой спин-упорядоченной фазе) и парамагнитной электронной жидкости. Переход в твердую фазу является непрерывным и характеризуется параметром  $q$  ( $0 \leq q \leq 1$ ): в парамаг-

нитной электронной жидкости со слабым взаимодействием  $q = 1$ , а в электронном кристалле  $q = 0$ .

Среднее значение гамильтониана (3) в состоянии с заданным  $\nu$  равно

$$\langle H \rangle_\nu = \frac{1}{2} n_s q \varepsilon_F + \nu \frac{\alpha e^2}{\varepsilon_0} n_s^{3/2}, \quad (7)$$

где  $\varepsilon_F$  – фермиевская энергия эквивалентного количества электронов в отсутствие взаимодействия. Следуя работе [11], минимизируем (7) по  $\nu$  с учетом соотношения (6). Минимум гамильтониана достигается при

$$\nu = \frac{1}{4} \left( 1 - \left( \frac{n_{c1}}{n_s} \right)^{1/2} \right); \quad n_{c1} = \left( \frac{\alpha e^2 m}{2\varepsilon_0 \pi \hbar^2} \right)^2, \quad (8)$$

чему, согласно (6), соответствует

$$q^{-1} = \frac{m^*}{m} = \frac{n_s}{n_s - n_{c1}}. \quad (9)$$

Здесь  $m^*$  – ренормализованная эффективная масса. Аналогично, следуя работе [11], найдем фактор Ланде:

$$\frac{g^*}{g} = \left[ 1 - \left( \frac{n_{c1}}{n_s} \right)^{1/2} \frac{1 + \frac{1}{2} (n_{c1}/n_s)^{1/2}}{(1 + (n_{c1}/n_s)^{1/2})^2} \right]^{-1}. \quad (10)$$

Простейший путь для обобщения на случай двух долин состоит в рассмотрении двух параллельных подрешеток, в каждой из которых число электронов равно  $n_s/2$ , а характерный размер ячейки уменьшен по сравнению с однодолинным случаем в  $\beta$  раз. Коэффициент  $\beta$  определяется соотношением кулоновских энергий междолинного и внутримолинового взаимодействий. В пределе двух подрешеток в одной плоскости  $\beta = \sqrt{2}$ . В выражениях (9), (10) в случае двух долин следует заменить  $n_{c1}$  на  $n_{c2} = 2\beta^2 n_{c1}$ .

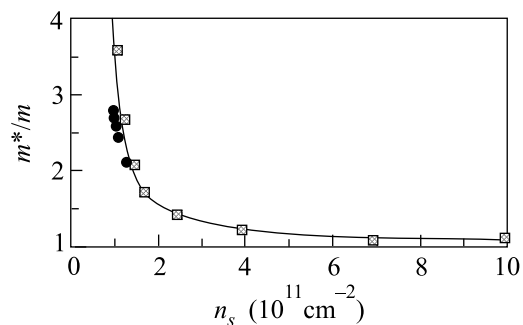


Рис.1. Эффективная масса в зависимости от электронной концентрации. Сплошная линия соответствует формуле (9) с  $n_{c2} = 0.78 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ . Квадраты – экспериментальные данные работы [2], кружки – данные работы [13]

Сравнение полученных таким образом кривых с результатами эксперимента показано на рис.1, 2. Использован один подгоночный параметр  $n_{c2} = 0.78 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ .

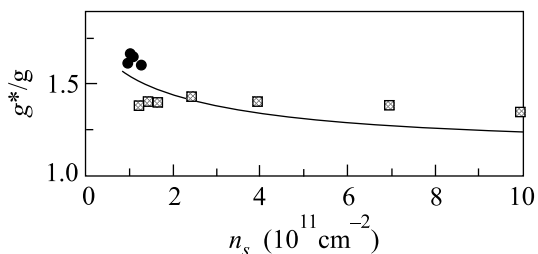


Рис.2. Эффективный  $g$ -фактор в зависимости от плотности электронов. Обозначения экспериментальных точек соответствуют рис.1

$\cdot 10^{11} \text{ см}^{-2}$ , что соответствует  $\alpha = 0.15$ . Как видно из рисунков, поведение эффективной массы и  $g$ -фактора удовлетворительно описывается в рамках предложенной модели, хотя найденный коэффициент  $\alpha$  примерно в два раза превышает величину, ожидаемую согласно численным расчетам [12].

Следует специально отметить, что изложенные выше соображения не позволяют судить о спиновом состоянии твердой фазы, поскольку оно определяется обменным взаимодействием электронов соседних узлов. Более того, в непосредственной близости от точки перехода, в области, где  $(\langle H(n_s) \rangle_\nu - \langle H(n_{c2}) \rangle_\nu) n_s^{-1}$  оказывается меньше обменной энергии электронов соседних узлов, предлагаемое описание не работает и в парамагнитной электронной жидкости. Таким образом, вопросы о фазовой диаграмме в непосредственной близости к точке перехода и о спиновой структуре твердой фазы остаются вне пределов предложенного рассмотрения. Вообще использованное приближение плохо контролируемо и пока единственным его оправданием служит довольно хорошее описание эксперимента.

Хорошо известно, что концентрация  $n_c$ , соответствующая смене знака производной  $dR/dT$ , сильно варьируется от образца к образцу в зависимости от беспорядка в исследуемой электронной системе. По экспериментальным данным создается впечатление,

что и точка перехода  $n_{c2}$  несколько изменяется на разных образцах. Последнее может быть тоже связано с влиянием беспорядка, как это обсуждалось в [8, 9]. В сильно разупорядоченных электронных системах  $n_c \gg n_{c2}$  и рассмотренный выше эффект драматического возрастания эффективной массы не наблюдаем. В наиболее совершенных из исследованных электронных систем  $n_c \simeq n_{c2}$ .

Автор выражает благодарность за полезные обсуждения В.Ф. Гантмахеру, А. Гольду, С.В. Иорданскому, Б. Спиваку, Д.Е. Хмельницкому и А.А. Шашкину. Значительная часть работы выполнена в Мюнхенском университете и автор благодарен Й.П. Коттхаузу и сотрудникам его института за помощь и дискуссии. Работа поддержана Российским фондом фундаментальных исследований, Министерством науки России и премией А. фон Гумбольдта.

1. E. Abrahams, S. V. Kravchenko, and M. P. Sarachik, Rev. Mod. Phys. **73**, 251 (2001).
2. A. A. Shashkin, S. V. Kravchenko, V. T. Dolgoplov, and T. M. Klapwijk, Phys. Rev. **B66**, 073303 (2002).
3. A. Gold and V. T. Dolgoplov, Phys. Rev. **B33**, 1076 (1986).
4. Gabor Zala, B. N. Narozhny, and I. L. Aleiner, Phys. Rev. **B64**, 214204 (2001).
5. V. M. Pudalov, M. E. Gershenson, H. Kojima et al., Phys. Rev. Lett. **88**, 196404 (2002).
6. S. A. Vitkalov, K. James, B. N. Narozhny et al., cond-mat/0204566.
7. V. M. Pudalov, M. E. Gershenson, H. Kojima et al., cond-mat/0205449.
8. B. Spivak, Phys. Rev. **B64**, 085317 (2001).
9. B. Spivak, cond-mat/0205127.
10. M. C. Gutzwiller, Phys. Rev. **137**, A1726 (1965).
11. W. E. Brinkman and T. M. Rice, Phys. Rev. **B2**, 4302 (1970).
12. B. Tanatar and D. M. Ceperley, Phys. Rev. **B39**, 5005 (1989).
13. V. M. Pudalov, M. E. Gershenson, and H. Kojima, cond-mat/0110160.