

Влияние ведущего электрического поля на плавление 2D электронного кристалла над жидким гелием

К.А. Наседкин, В.Е. Сивоконь

*Физико-технический институт низких температур им. Б.И. Веркина НАН Украины
пр. Ленина, 47, г. Харьков, 61103, Украина
E-mail: nasedkin@ilt.kharkov.ua*

Статья поступила в редакцию 4 декабря 2008 г.

Исследована проводимость двумерной электронной системы поверхностной плотности $8 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$ и $12 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$ над поверхностью жидкого гелия вблизи фазового перехода в кристаллическое состояние (вигнеровский кристалл). Измерения проведены в диапазоне частот 3–6 МГц при различных амплитудах ведущего напряжения. Фазовый переход регистрировался по резкому изменению амплитуды и фазы сигнала отклика. Рассчитаны температурные зависимости действительной и мнимой компонент обратной проводимости двумерной электронной системы вблизи температуры плавления. Установлено, что температурные зависимости мнимой части обратной проводимости, отражающие инерционные свойства электронной системы, хорошо совпадают для различных частот возбуждающего сигнала, в то время как действительная компонента, которая характеризует диссипацию, при переходе системы в упорядоченное состояние возрастает с ростом частоты. Обнаружено, что обе компоненты обратной проводимости при переходе в кристаллическое состояние возрастают с ростом ведущего электрического поля.

Досліджено провідність двовимірної електронної системи поверхневої щільності $8 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$ та $12 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$ над поверхнею рідкого гелію поблизу фазового переходу в кристалічний стан (вігнерівський кристал). Виміри проведено в діапазоні частот 3–6 МГц при різних амплітудах провідної напруги. Фазовий перехід реєструвався по різкій зміні амплітуди та фази сигналу відгуку. Розраховано температурні залежності дійсної та уявної компонент зворотної провідності двовимірної електронної системи поблизу температури плавлення. Установлено, що температурні залежності уявної частини зворотної провідності, що відбивають інерційні властивості електронної системи, добре збігаються для різних частот збуджуючого сигналу, у той час як дійсна компонента, що характеризує дисипацію, при переході системи в упорядкований стан зростає з ростом частоти. Виявлено, що обидві компоненти зворотної провідності при переході в кристалічний стан зростають зі збільшенням провідного електричного поля.

PACS: **73.20.-r** Электронные состояния на поверхностях и интерфейсах;
67.90.+z Другие темы в квантовых жидкостях и твердых телах.

Ключевые слова: сверхтекучий жидкий гелий, двумерный электронный кристалл, фазовый переход, нелинейные свойства.

Введение

Интересной проблеме плавления двумерных кристаллов посвящено большое число экспериментальных и теоретических работ [1,2]. Экспериментально плавление изучалось наиболее широко в системах адсорбированных атомов [3], в жидкокристаллических пленках [4], а также в модельных системах [5].

Весьма удобным объектом для исследования двумерного плавления представляется система поверхностных

электронов (ПЭ) над жидким гелием. Поскольку состояния электрона на поверхности гелия квантованы в направлении, нормальном поверхности жидкости, а разность энергий между основным и первым возбужденным уровнем ($\sim 6 \text{ К}$) велика по сравнению с характерными температурами эксперимента ($< 1 \text{ К}$), ПЭ представляют собой хорошо определенную двумерную (2D) систему, которая не содержит примесей и обладает высокой подвижностью вдоль поверхности.

Впервые кристаллизация в системе ПЭ обнаружена в работе Граймса и Адамса [6]. Наблюдалось резонансное возбуждение специфических фонон-риплонных колебаний, отвечающих связыванию фононных мод электронного кристалла с колебаниями поверхности жидкости. Переход электронной жидкости в кристаллическое состояние (вигнеровский кристалл) в системе ПЭ также наблюдался по изменению температурной зависимости подвижности [7]. В работах [8,9] измерены модуль сдвига и теплоемкость решетки электронного кристалла. Полученные в этих работах результаты коррелируют с предсказаниями теории Костерлица–Таулесса (КТ) [10–14]. Согласно этой теории, плавление 2D кристалла обусловлено разрушением дислокационных пар. Температура плавления соответствует нулевой свободной энергии дислокации, при этой температуре появляется большое количество свободных дислокаций, что сопровождается сильным поглощением энергии, которое в области фазового перехода имеет вид диссипационного пика [14]. Предполагается [12], что плавление 2D кристалла происходит в результате двух фазовых переходов, каждый из которых соответствует нарушению одного из типов пространственной симметрии имеющихся в 2D кристалле: ориентационной и трансляционной. Из теории КТ следует наличие «гексатической» фазы, в которой имеется ориентационная симметрия, но нет трансляционной. Такая фаза наблюдалась только в модельных системах [1].

Попытки обнаружить диссипационный пик и гексатическую фазу в системе 2D электронов над жидким гелием [15–17] не позволили сделать более или менее определенные выводы, так что проблема остается открытой.

Следует подчеркнуть, что 2D электронная система состоит из заряженных частиц, а следовательно, существует возможность воздействовать на систему внешним электрическим полем, что позволяет исследовать фазовый переход в нелинейных по ведущему электрическому полю (ориентированному в плоскости электронного слоя) условиях, причем степень нелинейности легко варьируется при изменении величины электрического поля.

Нелинейное, зависящее от величины ведущего поля, поведение вигнеровского кристалла изучалось в ряде работ. Вилен и Джанетта [18] обнаружили скачок магнитопроводимости электронного кристалла при достаточно больших значениях магнитного поля и ведущего электрического поля в плоскости слоя. Этот скачок интерпретировался авторами как плавление электронного кристалла, индуцированное ведущим полем. В серии работ [19–21] получена сложная немонотонная зависимость магнитопроводимости электронного кристалла от ведущего поля. Наблюдавшийся

при некотором значении поля скачок магнитопроводимости авторы связывали с возможным соскальзыванием кристалла с деформационного рельефа на поверхности жидкости (лунок). В работе [22] нами измерены зависимости обеих компонент комплексной проводимости электронного кристалла от ведущего поля при температуре, значительно ниже температуры плавления. В узком интервале полей наблюдалось резкое изменение обеих компонент комплексной проводимости, что, по-видимому, свидетельствует о динамическом неравновесном фазовом переходе в системе. В этой связи представляет интерес более детальное исследование влияния поля на плавление кристалла при температурах, соответствующих равновесному фазовому переходу.

В настоящей работе впервые исследуется влияние внешнего электрического поля на комплексную проводимость 2D слоя поверхностных электронов над жидким гелием вблизи фазового перехода жидкость–кристалл. Измерения проведены при различных частотах, в том числе близких к частоте резонанса связанных фонон-риплонных колебаний в электронном кристалле.

Эксперимент

В эксперименте измерялся комплексный контактанс измерительной ячейки, в которой находился 2D электронный слой. Исследованы слои с поверхностной плотностью заряда $8 \cdot 10^8$ и $12 \cdot 10^8$ см⁻². Измерения проведены в области температур, соответствующих фазовому переходу в слое. Частоты возбуждающего напряжения составляли 3 и 6 МГц, а амплитуды ведущего потенциала — 3, 10 и 30 мВ. Частоты измерений соответствуют частотному диапазону, в котором наблюдаются резонансы связанных фонон-риплонных колебаний.

Использовалась ячейка с круговой симметрией, которая представляла собой плоскопараллельный конденсатор, образованный пластинами диаметром 27 мм и зазором 2 мм между ними. Поверхность жидкого гелия располагалась примерно посередине зазора и заряжалась при кратковременном поджоге вольфрамовой нити, в результате чего вылетающие из нити электроны термализовывались на атомах пара и удерживались у поверхности гелия с помощью положительного потенциала, подаваемого на нижний электрод. Нижний электрод был разделен на три равных сектора, на каждый из которых независимо от других мог подаваться прижимающий потенциал. Такая конструкция служила для юстировки ячейки в горизонтальной плоскости [22].

Верхняя пластина конденсатора состояла из системы кольцевых измерительных электродов с наружными диаметрами 27, 16 и 8 мм и зазорами между ними 0,2 мм. На внешний электрод подавался возбуждающий сигнал, переменное напряжение с определенной

частотой, с внутреннего снимался сигнал-отклик, пропорциональный току, наводимому в этом электроде. Промежуточный электрод был заземлен.

Связь между выходным током J и входным напряжением с амплитудой $V_{||}$ и частотой ω определяется соотношением:

$$J = V_{||} \cdot \exp(i\omega t)(G_1 + i\omega G_2), \quad (1)$$

где G_1 и G_2 — компоненты кондактанса ячейки, которые являются функциями проводимости электронного слоя. Эти функции установлены в результате решения уравнения Максвелла и зависят от частоты ведущего поля, коэффициентов, описывающих форму и геометрию ячейки, и величин χ_1 и χ_2 (действительная и мнимая части обратной проводимости двумерной электронной системы) [23]. Решение системы уравнений относительно величин χ_1 и χ_2 позволяет определить обратную проводимость электронного слоя. Подробно устройство ячейки и процедура вычисления проводимости описаны в работе [22].

Результаты и обсуждение

На рис. 1 представлены температурные зависимости сдвига фаз и амплитуды отклика электронного слоя с поверхностной плотностью электронов $8 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$ на подаваемый на внешний электрод переменный сигнал с амплитудой $V_{||} = 10 \text{ мВ}$ и частотой $f = 3 \text{ МГц}$ и 6 МГц . Частота $f = 6 \text{ МГц}$ близка к частоте резонанса связанных электрон-риплонных колебаний. Видно, что в интервале температур $600\text{--}670 \text{ мК}$ обе измеряемые величины сильно изменяются, что свидетельствует о фазовом переходе в системе. Изменения значительно сильнее проявляются при частоте 6 МГц и при этом происходят в более широком температурном интервале. Они, по-видимому, в значительной мере обусловлены возбуждением в кристаллической фазе связанных электрон-риплонных колебаний, резонансная частота которых достаточно близка к 6 МГц . Однако нельзя исключить и проявления нелинейных эффектов [24–27], влияние которых на фазовый переход в электронном кристалле до настоящего времени фактически не изучено.

Из данных рис. 1 легко можно определить компоненты кондактанса ячейки G_1 и G_2 , и, решая для них систему уравнений, описанную выше, найти компоненты обратной проводимости электронного слоя χ_1 и χ_2 . Следует отметить, что определение этих компонент в области неупорядоченной электронной фазы (электронной жидкости) затруднено, так как большая разница в компонентах обратной проводимости (величина χ_1 на два порядка превышает величину χ_2) приводит либо к невозможности численного решения системы уравнений, либо к высокой погрешности по-

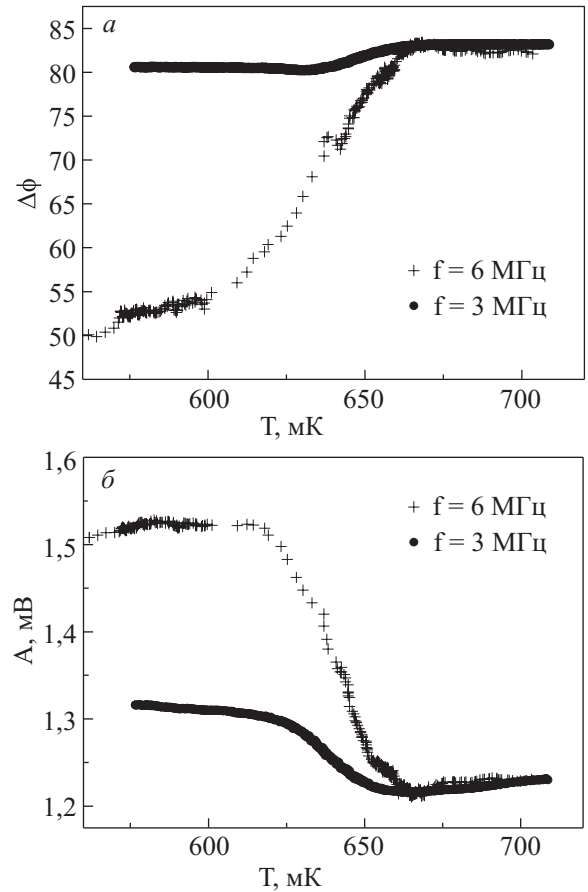


Рис. 1. Температурные зависимости сдвига фазы и амплитуды отклика электронного слоя с поверхностной плотностью $8 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$ на подаваемый на внешний электрод переменный сигнал с амплитудой $V_{||} = 10 \text{ мВ}$ и частотой $f = 3 \text{ МГц}$ и 6 МГц .

лучаемых величин. Поэтому при расчете проводилась «привязка» к значениям компонент в жидкой фазе χ_1 , полученных из данных по измерению подвижности электронов [28], и χ_2 , рассчитанному в предположении, что эффективная масса электрона в жидкой фазе совпадает с массой свободного электрона. В результате «привязки» определена аддитивная поправка к измеренному сдвигу фаз и поправочный множитель для амплитуды. Результаты расчета χ_1 и χ_2/ω в области фазового перехода приведены на рис. 2. Видно, что величины χ_2/ω , отражающие изменение эффективной массы электрона при переходе, практически совпадают для двух различных частот измерений, в то же время потери в системе, которые иллюстрируются величиной χ_1 , в области кристалла существенно выше при большей частоте. Причина такого различия неясна и может быть связана, по нашему мнению, с проявлением как вклада ангармонизмов электрон-риплонных колебаний [26,29], так и ролью дислокаций электронного кристалла в диссипативных процессах, интенсивность

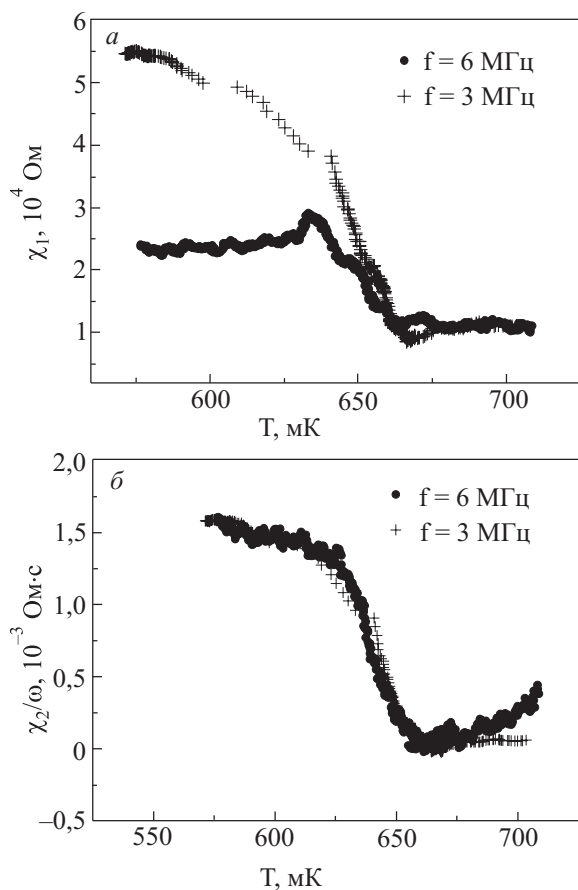


Рис. 2. Температурные зависимости действительной и мнимой компонент обратной проводимости 2D электронной системы концентрацией $8 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$ вблизи температуры плавления при различных частотах возбуждающего сигнала ($f = 3 \text{ МГц}$ и 6 МГц) и ведущем напряжении $V_{\parallel} = 10 \text{ мВ}$.

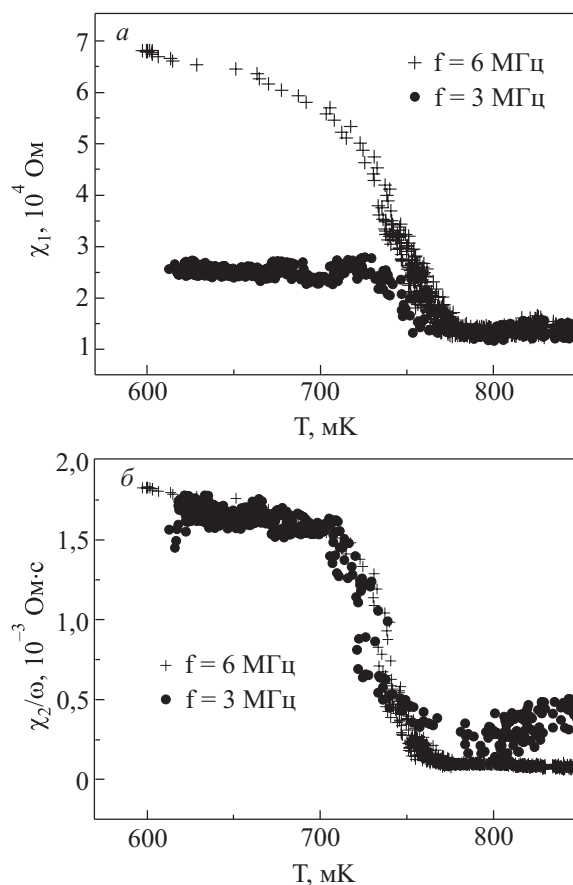


Рис. 3. Температурные зависимости действительной и мнимой компонент обратной проводимости 2D электронной системы концентрацией $12 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$ вблизи температуры плавления при различных частотах возбуждающего сигнала ($f = 3 \text{ МГц}$ и 6 МГц) и ведущем напряжении $V_{\parallel} = 10 \text{ мВ}$.

которых, согласно теории КТ, резко увеличивается вблизи температуры плавления вигнеровского кристалла.

Аналогичные результаты были получены для электронного слоя с поверхностной плотностью $12 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$ (рис. 3). Измерения проводились при аналогичных условиях ($V_{\parallel} = 10 \text{ мВ}$, частоты 3 МГц и 6 МГц).

Используя теоретическую работу Монарха [29], в которой исследовано движение электронного кристалла над поверхностью жидкого гелия, можно связать величину χ_2 в кристалле с эффективной массой электрона:

$$\chi_2 \approx -\frac{\omega}{ne^2} M_{\text{eff}}, \quad (2)$$

где e — заряд электрона, n — поверхностная плотность заряда. Распространяя это выражение на всю переходную область, из данных рис. 2 получим изменение эффективной массы электрона M_{eff} при переходе (закрашенные кружки и крестики на рис. 4). Температура нормирована на температуру фазового

перехода, что дает возможность сравнить нашу зависимость с зависимостью из работы [17], где исследовался электронный слой с поверхностной плотностью $n = 6,7 \cdot 10^8$ при частоте 330 кГц (открытые кружки). Как видно, между данными нашей работы и работы [17] есть хорошее качественное согласие. Работа Монарха [29] позволяет рассчитать теоретическое значение эффективной массы электрона в вигнеровском кристалле без подгоночных параметров. Результаты расчета с помощью этой теории приведены на рис. 4 в виде непрерывной линии (для условий эксперимента настоящей работы) и пунктира (для экспериментальных условий работы [17]). Теоретическое и экспериментальное значения эффективной массы для наших данных отличаются от теории примерно на 30%, а для работы [17] намного больше, что может быть связано со спецификой процедуры определения в [17] эффективной массы по измеренным данным.

На рис. 5 и 6 приведены результаты исследования фазового перехода в зависимости от ведущего напряжения. Рисунок 5 относится к данным для электрон-

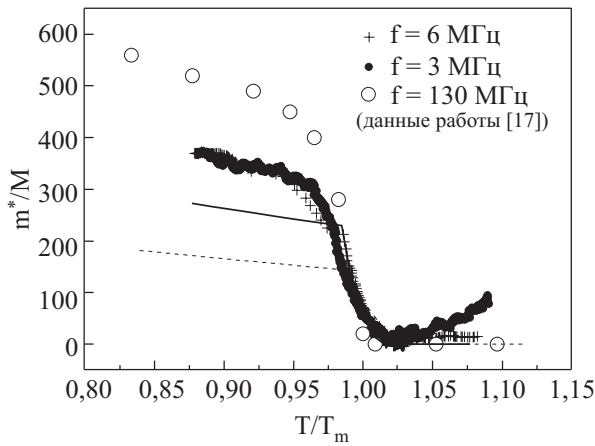


Рис. 4. Сравнение температурных зависимостей эффективной массы носителей заряда 2D электронной системы вблизи перехода в вигнеровский кристалл, полученной из данных приведенных на рис. 2, и данных, полученных в работе [17]. Прямая линия — теоретический расчет [29] для данных этой работы, и пунктирная линия — для данных работы [17].

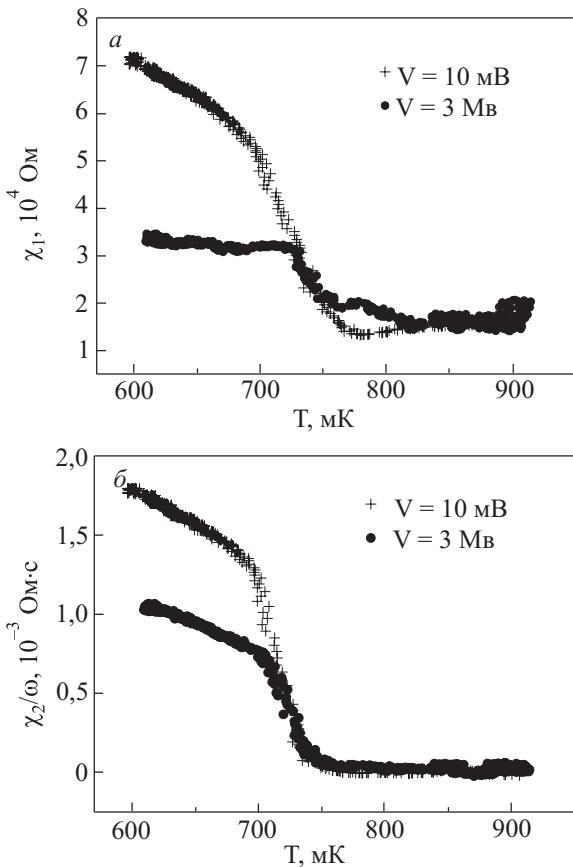


Рис. 5. Температурные зависимости действительной и мнимой компонент обратной проводимости 2D электронной системы концентрацией $12 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$ вблизи температуры плавления при значениях ведущего напряжения $V_{||} = 3 \text{ мВ}$ и 10 мВ и частоте $f = 6 \text{ МГц}$.

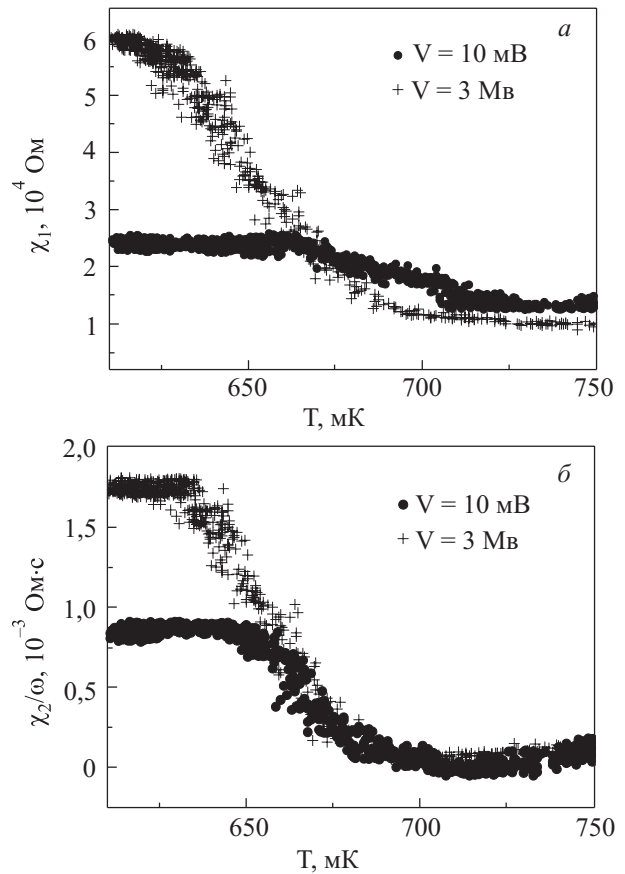


Рис. 6. Температурные зависимости действительной и мнимой компонент обратной проводимости 2D электронной системы концентрацией $8 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$ вблизи температуры плавления при значениях ведущего напряжения $V_{||} = 10 \text{ мВ}$ и 30 мВ и частоте $f = 3 \text{ МГц}$.

ного кристалла с поверхностной плотностью $12 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$, полученным на частоте 6 МГц при ведущих напряжениях 3 и 10 мВ , а рис. 6 — к кристаллу с плотностью $8 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$ на частоте 3 МГц при ведущих напряжениях 10 и 30 мВ . В обоих случаях наблюдается возрастание обеих компонент обратной проводимости вигнеровского кристалла при увеличении ведущего поля. Эти результаты согласуются с ранее обнаруженным возрастанием [27,30] эффективной массы и подвижности носителей заряда в 2D электронном кристалле при температурах много меньше температуры перехода. Предполагалось, что причина такого нелинейного поведения обусловлена ангармонизмами в электрон-риплонном взаимодействии [29].

Выводы

В настоящей работе исследован фазовый переход жидкость–кристалл в 2D электронной системе над жидким гелием при различных частотах и значениях напряжения $V_{||}$, формирующего ведущее электрическое поле в слое. Получены температурные зависимости

компонент комплексной обратной проводимости электронного слоя вблизи температуры перехода. Обнаружено, что обе компоненты обратной проводимости возрастают при кристаллизации слоя, причем возрастание тем больше, чем больше V_0 . Такое поведение коррелирует с обнаруженным ранее возрастанием эффективной массы и подвижности электронов с увеличением $V_{||}$ в электронном кристалле вдали от температуры плавления [27,30] и обусловлено, по-видимому, ангармонизмами в электрон-риплонном взаимодействии [29]. Увеличение частоты при одном и том же $V_{||}$ практически не сказывается на мнимой части обратной проводимости, но приводит к значительному возрастанию реальной части проводимости в области электронного кристалла. Причина такого возрастания потерь не ясна. Для ее выяснения, кроме более подробных экспериментальных данных, были бы желательны дополнительные теоретические исследования особенностей энергетических потерь в электронном кристалле над жидким гелием, в частности выяснение роли дислокаций в диссипативных процессах.

Авторы весьма признательны Ю.П. Монарха, А.С. Неонете и С.С. Соколову за обсуждение результатов работы и сделанные полезные замечания.

Работа частично поддержана проектом УНТЦ 3718.

1. K.J. Strandburg, *Rev. Mod. Phys.* **60**, 161 (1988).
2. J. Dietel and H. Kleinert, *Phys. Rev.* **B73**, 024113 (2006).
3. P.A. Heiney, R.J. Birgeneau, G.S. Brown, P.M.Horn, D.E. Moncton, and P.W. Stephens, *Phys. Rev. Lett.* **48**, 104 (1982).
4. Chih-Yu Chao, Tung-Cheng Pan, Chia-Fu Chou, and John T. Ho, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 125504 (2003).
5. R. Bubeck, C. Bechinger, S. Nesper, and P. Leiderer, *Phys. Rev. Lett.* **82**, 3364 (1999).
6. C.C. Grimes and G. Adams, *Phys. Rev. Lett.* **42**, 795 (1979).
7. А.С. Рыбалко, Б.Н. Есельсон, Ю.З. Ковдря, *ФНТ* **5**, 947 (1979) [*Sov. J. Low Temp. Phys.* **5**, 450 (1979)].
8. G. Deville, A. Valdes, E.Y. Andrei, and F.I.B. Williams, *Phys. Rev. Lett.* **53**, 588 (1984).
9. C.D. Glattli, E.Y. Andrei, and F.I.B. Williams, *Phys. Rev. Lett.* **60**, 420 (1988).
10. В.Л. Березинский, *ЖЭТФ* **61**, 1144 (1971).
11. J.M. Kosterlitz and D.J. Thouless, *J. Phys.* **C6**, 1181 (1973).
12. B.I. Halperin and D.R. Nelson, *Phys. Rev. Lett.* **41**, 121 (1978).
13. A.P. Young, *Phys. Rev.* **B19**, 1855 (1979).
14. V. Ambegoakar, B.I. Halperin, D.R. Nelson, and E.D. Siggia, *Phys. Rev. Lett.* **40**, 783 (1978); *Phys. Rev.* **B21**, 1806 (1980).
15. R. Mehrotra, B.M. Guenin, and A.J. Dahm, *Phys. Rev. Lett.* **48**, 641 (1982).
16. C.J. Guo, D.B. Mast, R. Mehrotra, Y.-Z. Ruan, M.A. Stan and A.J. Dahm, *Phys. Rev. Lett.* **51**, 1461 (1983).
17. M.A. Stan and A.J. Dahm, *Phys. Rev.* **B40**, 8995 (1989).
18. I. Wilen and R. Gianetta, *Jpn. J. Appl. Phys.* **26**, Suppl. 26-3, 2105 (1987).
19. K. Shirahama and K. Kono, *Phys. Rev. Lett.* **74**, 781 (1995).
20. K. Shirahama and K. Kono, *Surf. Sci.* **362**, 826 (1996).
21. K. Kono and K. Shirahama, *J. Low Temp. Phys.* **104**, 237 (1996).
22. В.Е. Сивоконь, К.А. Наседкин, А.С. Неонета, *ФНТ* **34**, 761 (2008) [*Low Temp. Phys.* **34**, 600 (2008)].
23. В.Е. Сивоконь, В.В. Доценко, С.С. Соколов, Ю.З. Ковдря, В.Н. Григорьев, *ФНТ* **22**, 1107 (1996) [*Low Temp. Phys.* **22**, 549 (1996)].
24. В.Е. Сивоконь, В.В. Доценко, Ю.З. Ковдря, В.Н. Григорьев, *ФНТ* **23**, 789 (1997) [*Low Temp. Phys.* **23**, 597 (1997)].
25. В.Е. Сивоконь, *ФНТ* **30**, 509 (2004) [*Low Temp. Phys.* **30**, 377 (2004)].
26. V.E. Syvokon and Yu.V. Kireev, *J. Low Temp. Phys.* **138**, 421 (2005).
27. V.E. Syvokon, Yu.Z. Kovdrya, and K.A. Nasyedkin *J. Low Temp. Phys.* **144**, 35 (2006).
28. R. Mehrotra, C.J. Guo, Y.-Z. Ruan, D.B. Mast, and A.J. Dahm, *Phys. Rev.* **B29**, 5239 (1984).
29. Ю.П. Монарха, *ФНТ* **6**, 685 (1980) [*Sov. J. Low Temp. Phys.* **6**, 381 (1980)].
30. V.E. Syvokon, Yu.Z. Kovdrya, and K.A. Nasyedkin *J. Low Temp. Phys.* **148**, 163 (2007).

Influence of driving electric field on melting of 2D electron crystal over liquid helium

K.A. Nasyedkin and V.E. Syvokon

The conductivity of the 2D electron system (surface density $8 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-2}$ and $12 \cdot 10^8 \text{ cm}^{-2}$), over liquid helium is studied near the phase transition into a crystalline state (Wigner solid). The measurements are carried out in the frequency range 3–6 MHz at different values of driving voltage. The phase transition is observed as an abrupt change of amplitude and phase shift in response to ac signal. The temperature dependences of the real and imaginary components of the inverse conductivity of the 2D electron system in the vicinity of melting point are estimated. It is found that the temperature dependences of the imaginary part of the inverse conductivity, which reflects the inertia of the electron system, are the same for different frequencies of the exciting signal. At the same time, in the ordered state the real component, describing the system dissipation, increases with frequency. Under the transition in the crystalline state is observed the both components of inverse conductivity is found to increase with driving electric field.

PACS: **73.20.-r** Electron states at surfaces and interfaces;
67.90.+z Other topics in quantum fluids and solids.

Keywords: superfluid liquid helium, two-dimensional electron crystal, phase transition, nonlinear properties.