

Нелинейные явления в фонон-риплонных колебаниях в двумерном электронном кристалле над жидким гелием

В. Е. Сивоконь, В. В. Доценко, Ю. З. Ковдря

*Физико-технический институт низких температур им. Б. И. Веркина НАН Украины
пр. Ленина, 47, г. Харьков, 61164, Украина
E-mail: kovdrya@ilt.kharkov.ua*

Статья поступила в редакцию 26 июля 2000 г., после переработки 1 сентября 2000 г.

Исследованы характеристики спектров фонон-риплонных колебаний двумерного электронного кристалла над жидким гелием в интервале температур 70–500 мК, поверхностных плотностей электронов $(3-12) \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$ и прижимающих электрических полей 500–2300 В/см. Эксперименты проведены в интервале частот 1–20 МГц. Показано, что при малом уровне возбуждающего сигнала характеристики спектров хорошо описываются самосогласованной теорией фонон-риплонных колебаний в кристалле. При увеличении возбуждающего сигнала происходит уменьшение частоты основных гармоник колебаний, что, по-видимому, связано с нелинейностью в смещениях электронов в лунках на поверхности жидкого гелия. При дальнейшем увеличении возбуждающего сигнала начинается возбуждение новых мод фонон-риплонных колебаний в кристалле. Указанные моды являются либо предсказанными теоретически резонансами деления, возникающими при больших смещениях электронов, либо несимметричными модами, которые обусловлены связыванием колебаний различных мод за счет нелинейных эффектов, а также процессами пластической деформации.

Досліджено характеристики спектрів фонон-риплонних коливань двовимірного електронного кристалу над рідким гелієм в інтервалі температур 70–500 мК, поверхневих густин електронів $(3-12) \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$, притискуючих електричних полів 500–2300 В/см. Експерименти проведено в інтервалі частот 1–20 МГц. Показано, що при малому рівні збуджуючого сигналу характеристики спектрів добре описуються самоузгодженою теорією фонон-риплонних коливань у кристалі. При збільшенні збуджуючого сигналу має місце зменшення частоти основних гармонік коливань, що, мабуть, пов'язано з нелінійністю у зміщеннях електронів у лунках на поверхні рідкого гелію. При подальшому збільшенні збуджуючого сигналу починається збудження нових мод фонон-риплонних коливань у кристалі. Вказані моди є або передбаченими теоретично резонансами ділення, які виникають при великих зміщеннях електронів, або несиметричними модами, які обумовлені зв'язуванням коливань різних мод за рахунок нелінійних ефектів та процесів пластичної деформації.

PACS: 73.20.Dx

Электроны, локализованные на поверхности жидкого гелия, представляют собой уникальную двумерную систему с сильным кулоновским взаимодействием. Поверхностные электроны при движении над жидким гелием взаимодействуют с атомами гелия в паре и тепловыми возбуждениями поверхности (риплонами) [1]. При температурах $T > 0,9 \text{ К}$ подвижность электронов определяется в основном их рассеянием на атомах гелия в паре. При температурах $T < 0,9 \text{ К}$ она ограничивается взаимодействием электронов с риплонами.

В двумерной системе электронов над жидким гелием сильное электрон-электронное взаимодействие при достаточно низких температурах и больших плотностях электронов приводит к формированию двумерного электронного кристалла. Переход в кристаллическое состояние в двумерном электронном слое был зарегистрирован по наблюдению фонон-риплонных колебаний [2] и появлению особенностей в подвижности электронов при температуре перехода T_m [3].

Как известно, поверхностные электроны, образовав кристалл, формируют лунки на поверхнос-

ти жидкого гелия. Это ведет к возникновению связанных фонон-риплонных мод в кристалле [4,5]. Изучение характеристик этих мод дает информацию о свойствах двумерного кристалла и поверхности квантовой жидкости.

Особенности распространения фонон-риплонных колебаний в электронном кристалле исследованы в [6,7]. Показано, что в малых ведущих электрических полях основные свойства фонон-риплонного спектра могут быть описаны в рамках самосогласованной теории [5], хотя при этом ряд явлений остался не до конца выясненным.

Интересную проблему представляет собой поведение вигнеровского кристалла в нелинейных условиях. Нелинейные свойства электронного кристалла в магнитном поле экспериментально исследованы в [8]. Обнаружено, что поведение продольной магнитопроводимости резко изменяется начиная с некоторого критического значения ведущего электрического поля. Нелинейные свойства вигнеровского кристалла в нулевом магнитном поле в больших ведущих электрических полях были исследованы в работе [9], где было зафиксировано изменение спектра фонон-риплонных колебаний.

Целью настоящей работы является подробное изучение особенностей распространения фонон-риплонных колебаний в электронном кристалле на поверхности жидкого гелия, в частности в больших ведущих полях, где обнаружены нелинейные явления.

Эксперимент

В настоящей работе исследованы характеристики спектров фонон-риплонных колебаний двумерного электронного кристалла в широком диапазоне температур, поверхностных плотностей электронов и прижимающих электрических полей. Измерения проведены в ячейке с круговой геометрией, подробно описанной в [10]. Конструкция ячейки позволяла устанавливать измерительные электроды параллельно поверхности жидкого гелия с точностью 10^{-3} рад. Измерительная ячейка находилась в тепловом контакте с рефрижератором растворения с криогенным циклом циркуляции ^3He .

Эксперименты проводились в диапазоне частот 1–20 МГц при температурах 70–500 мК для кристаллов с поверхностной плотностью электронов $n_s = (3-12) \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$ в прижимающих электрических полях $E_{\perp} = 600-2300 \text{ В/см}$. Возбуждающий сигнал от генератора A_0 изменялся в пределах 0,3–10 мВ. Измерялась амплитуда сигнала A , прошедшего через ячейку.

Результаты и их обсуждение

На рис. 1 приведена относительная амплитуда A/A_0 сигнала, прошедшего через ячейку, как функция частоты для различных значений возбуждающего сигнала. Поверхностная плотность электронов n_s равна $5,9 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$. Точки соответствуют экспериментальным данным, сплошные линии — аппроксимация с помощью суммы функций Лоренца. Такая обработка позволяет найти как частоты, так и ширины резонансных пиков. Положения резонансов, найденные таким образом, показаны на рис. 1 стрелками.

При малых значениях возбуждающего сигнала хорошо различаются два пика, соответствующие осесимметричным первой (0,1) и второй (0,2) гармоникам фонон-риплонных резонансов в электронном кристалле (рис. 1, а, б).

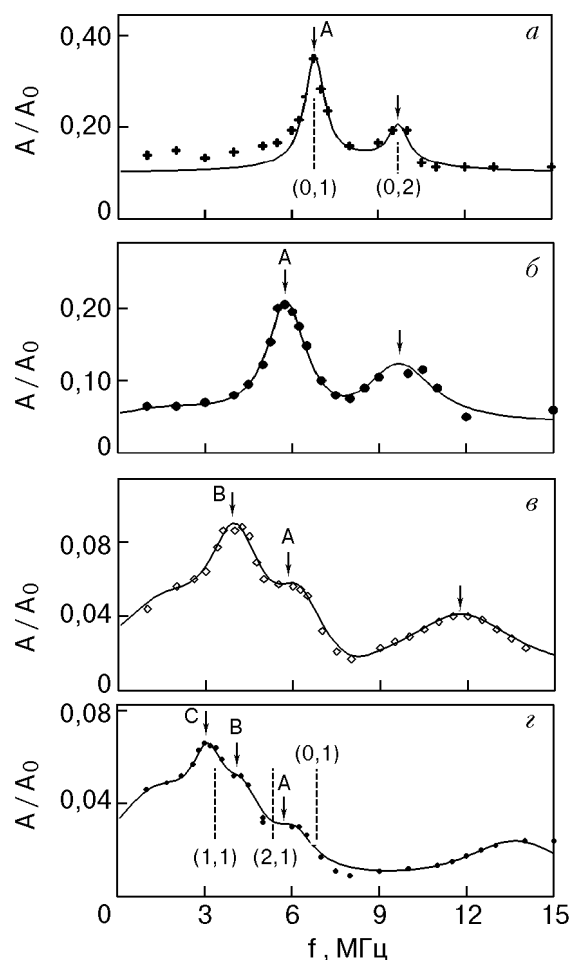


Рис. 1. Относительная амплитуда сигнала, прошедшего через ячейку, как функция частоты при различных значениях возбуждающего сигнала A_0 , мВ: 0,3 (а); 3 (б); 5 (в) и 10 (г). $n_s = 5,9 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$, $T = 70 \text{ мК}$. Стрелками указаны экспериментально определенные положения резонансов, пунктирные линии — расчетные значения согласно [5].

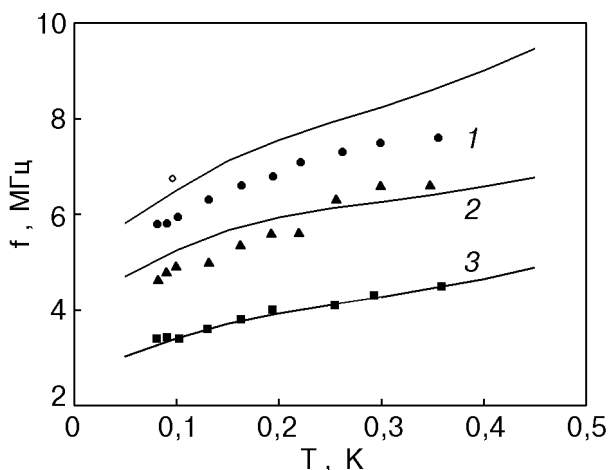


Рис. 2. Температурная зависимость частоты резонанса моды (0,1) электронного кристалла. $n_s = 5,9 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$, $A_0 = 0,3 \text{ мВ}$ (○), $A_0 = 1,0 \text{ мВ}$ (●), $V_{\perp} = 119 \text{ В}$ (зависимость 1); $n_s = 1,2 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$, $A_0 = 1,0 \text{ мВ}$, $V_{\perp} = 222 \text{ В}$ (▲, зависимость 2); $n_s = 5,9 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$, $A_0 = 1,0 \text{ мВ}$, $V_{\perp} = 222 \text{ В}$ (■, зависимость 3).

Для случая малых ведущих полей исследования спектров электрон-фононных колебаний проведены в широком температурном интервале как при насыщенных плотностях электронов, когда прижимающее электрическое поле над слоем электронов полностью скомпенсировано поверхностным зарядом, так и для ненасыщенного случая, при плотностях ниже равновесной. На рис. 2 представлены положения основной гармоники резонанса (0,1) в зависимости от температуры. Точки — экспериментальные результаты, сплошные линии — расчет согласно [5]. В расчетах использована температурная зависимость коэффициента поверхностного натяжения раствора $^3\text{He} - ^4\text{He}$ с концентрацией примеси $5,5 \cdot 10^{-7}$ [11] (промышленный гелий). Светлая точка на зависимости 1 относится к случаю предельно малой амплитуды возбуждающего сигнала (0,3 мВ). Она соответствует резонансу на рис. 1,а и находится в согласии с теоретическим расчетом. К сожалению, при повышении температуры ширина резонансного пика увеличивается, что существенно затрудняет выделение сигнала на фоне шумов. Поэтому эксперименты, как правило, проводились при более высоких значениях возбуждающего сигнала. Темные точки на зависимости 1 получены при сигнале $A_0 = 1 \text{ мВ}$. При этом значении A_0 , как видно на рисунке, частота резонанса меньше аналогичной величины, полученной при малом значении амплитуды сигнала; из теории [12] следует, что это свидетельствует о нелинейных процессах, происходящих в электронном кристалле. Кривые 2, 3, относящиеся к различным плотностям электронов, сняты при одном и том же прижимающем

напряжении V и, соответственно, прижимающем поле. Видно, что результаты, полученные для насыщенного случая (кривая 2), и данные, полученные в условиях неполной компенсации прижимающего электрического поля над слоем электронов (кривая 3), хорошо описываются теорией [5]. Отметим, что увеличение прижимающего поля подавляет нелинейные эффекты. Как было установлено экспериментально, нелинейное поведение для кривых 2, 3 начинает проявляться при значении возбуждающего сигнала $A_0 = 1,7 \text{ мВ}$.

Полное теоретическое описание характера распространения фонон-риплонных колебаний в электронном кристалле над жидким гелием в отсутствие нелинейных явлений проведено в [5]. Динамические свойства вигнеровского кристалла зависят от коэффициента электрон-риплонного связывания

$$C_n = \frac{3n_s V_g^2}{\alpha t m \omega_n} \exp\left(-\frac{q_n^2 \langle u_f^2 \rangle}{2}\right). \quad (1)$$

Здесь m — масса электрона; α — коэффициент поверхностного натяжения гелия; $\langle u_f^2 \rangle$ — среднеквадратичное смещение электронов в узлах кристаллической решетки для высокочастотной оптической моды. Частота ω_n и волновой вектор q связаны законом дисперсии:

$$\omega_n = \left(\frac{\alpha}{\rho}\right)^{1/2} g_n^{3/2}, \quad (2)$$

где ρ — плотность гелия, а n нумерует волновые векторы (и частоты), соответствующие обратным векторам решетки кристалла:

$$q_n = g_n = \frac{8\pi n_s}{\sqrt{3} n}, \quad n = 1, 2, 4, 7, 9 \dots \quad (3)$$

Величина V_g характеризует интенсивность электрон-риплонного взаимодействия. В пределе больших прижимающих полей $V_g \approx eE_{\perp}$, где e — заряд электрона. При учете связывания фононов кристалла только с самой низкочастотной модой колебаний поверхности жидкого гелия с волновым вектором k ($C_1 \gg C_2$) закон дисперсии фонон-риплонных колебаний может быть представлен в виде

$$\omega_{s,p}^2(k) = \frac{\omega_1^2 \omega_p^2(k)}{C_1 \omega_1^2 + \omega_p^2(k)}, \quad p = l, t, \quad (4)$$

где $\omega_p(k)$ — спектр колебаний электронного кристалла над абсолютно плоской поверхностью; p —

поляризация колебаний (l — продольная, t — поперечная). Для круговой геометрии, используемой в экспериментах, существенны колебания с продольной поляризацией, спектр которых при учете экранирующего действия электронов ячейки имеет вид

$$\omega_l^2(k) = \frac{4\pi n_s e^2 k \operatorname{sh}(kd) \operatorname{sh}[k(H-d)]}{m \operatorname{sh}(kH)}, \quad (5)$$

где H — расстояние между измерительным и прижимающим электродами; d — высота слоя жидкого гелия. Волновые векторы k_i , соответствующие стоячим колебаниям в ячейке, определяются из условия

$$J_1(k_i R) = 0, \quad (6)$$

где R — радиус электронного пятна; $J_1(x)$ — функция Бесселя первого порядка. Теория Монархи и Шикина [5] хорошо описывает экспериментальные результаты, полученные при малых значениях возбуждающего сигнала в области линейного поведения кристалла в широком интервале температур, поверхностных плотностей электронов и прижимающих электрических полей. Это видно на рис. 2, где сплошными линиями представлены температурные зависимости частоты основного максимума, и на рис. 3, где приведены зависимости той же величины от плотности электронов n_s . Отметим интересный результат: при заданном значении n_s частота резонансов уменьшается при увеличении прижимающего

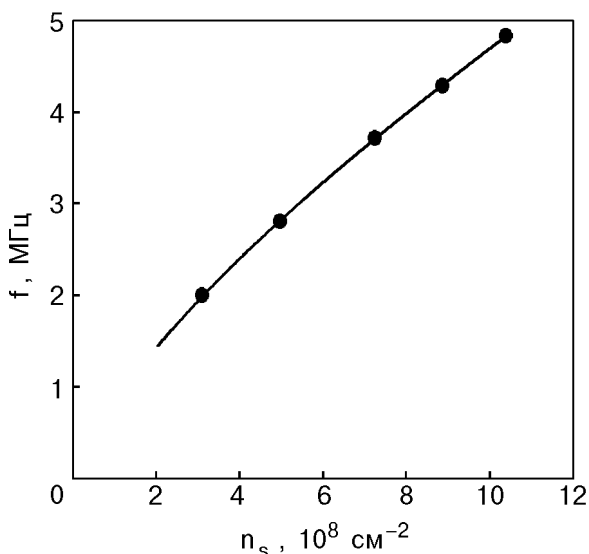


Рис. 3. Зависимость частоты резонанса моды (0,1) электронного кристалла от концентрации электронов. $T = 76$ мК, $V_{\perp} = 222$ В.

электрического поля. Это соответствует теории, развитой в [5].

Как видно на рис. 1, при увеличении возбуждающего сигнала A_0 и, соответственно, ведущего поля характер амплитудно-частотных зависимостей для фонон-риплонных колебаний существенно образом изменяется. Прежде всего, как уже было сказано, проявление нелинейного поведения в характеристиках фонон-риплонных резонансов электронного кристалла сводится к тому, что понижаются частоты основных резонансов колебаний (см. рис. 1,а,б). Экспериментально установлено, что при $A_0 = 1$ мВ зависимость аналогична приведенной на рис. 1,б. Обнаруженное уменьшение частоты предсказано в [12], где проведено теоретическое рассмотрение нелинейных явлений в проводимости вигнеровского кристалла. В работе рассматривались ангармонизмы в смещении электронов в лунках, возникающие при больших ведущих полях. Численные расчеты в соответствии с [12] с использованием результатов [10], которые позволили определить проводимость электронного слоя для конкретной геометрии экспериментальной ячейки, показывают, что, действительно, начиная с некоторых значений возбуждающего сигнала происходит понижение частоты резонансов.

Дальнейшее развитие нелинейных процессов приводит к тому, что в спектре колебаний дополнительно к основному резонансу (0,1), обозначенному как А, возникают новые резонансы. Так, при возбуждающем сигнале 5 мВ (рис. 1,в) на частоте 4,0 МГц появляется резонанс В, при этом положение и ширина основного пика остаются практически такими же, как при $A_0 = 1-3$ мВ. При дальнейшем увеличении A_0 до 10 мВ в спектре наблюдается еще один резонанс на частоте 3,1 МГц (резонанс С), а резонансы, существующие при $A_0 = 5$ мВ, практически сохраняют свое положение и ширину (см. рис 1,г).

На рис. 1 видно, что при больших значениях амплитуды возбуждающего сигнала зависимость $A(f)/A_0$ становится достаточно сложной (рис. 1,в,г), возникают новые низкочастотные резонансы, а максимум, наблюдавшийся при $f = 10$ МГц, уширяется и смещается в сторону высоких частот. Кроме того, при высоких значениях возбуждающего сигнала понижается относительная амплитуда сигнала отклика. При увеличении A_0 от 0,3 до 1 мВ ширина резонансного пика увеличивается примерно вдвое и при дальнейшем увеличении A_0 практически не изменяется.

Появление новых резонансов может быть обусловлено двумя альтернативными возможностями

ми. Первая из них связана с тем, что, как было показано в [12], при больших смещениях электронов возникают так называемые резонансы деления, равные по частоте величине f_{0n}/i (здесь f_{0n} — частота гармоники $(0, n)$, $i = 1, 2, 3, \dots$). Наиболее отчетливый дополнительный резонанс должен соответствовать $i = 3$. Отметим в этой связи, что резонанс *B* на частоте 4 МГц может соответствовать резонансу деления $f_{03}/3$, где $f_{03} = 12$ МГц — частота моды $(0, 3)$, а резонанс *C* на частоте 3,1 МГц — резонансу деления $f_{02}/3$, где частота $f_{02} = 10$ МГц есть частота гармоники $(0, 2)$.

Вторая альтернативная возможность появления новых резонансов, вероятно, связана с тем, что данные резонансы являются дополнительными, более высокими гармониками фонон-риплонных колебаний, возникающими при больших значениях возбуждающего сигнала. Таким образом, новые резонансы, наблюдающиеся в электронном слое над жидким гелием, могут быть объяснены возбуждением в нем несимметричных фонон-риплонных колебаний с угловой зависимостью.

Задача о возбуждении плазменных колебаний в двумерной заряженной системе в общем виде решена в работе [13]. Волновые векторы, соответствующие резонансам в ячейке с круговой геометрией, определяются уравнением

$$jJ_j(k_i R) - k_i R J_{j+1}(k_i R) = 0, \quad (7)$$

при $j = 0$ уравнение (7) переходит в (6), которое соответствует осесимметричным колебаниям.

Расчет частот различных гармоник колебаний, возбуждаемых в кристалле, с использованием уравнения (7) показывает, что только две гармоники $(1, 1)$ и $(2, 1)$ имеют частоту ниже частоты основного резонанса. На рис. 1, 2 соответствующие частоты отмечены пунктирными линиями.

Температурные зависимости частоты и ширины двух новых низкочастотных резонансов, наблюдавшихся при $A_0 = 10$ мВ, представлены на рис. 4. По мере повышения температуры ширина резонансных пиков увеличивается, из-за чего точность обработки снижается. Видно, однако, что в пределах погрешности определения этих величин частота f и ширина резонансов Δf увеличиваются с повышением температуры. Такое поведение характерно и для основных мод связанных фонон-риплонных колебаний в области линейного поведения кристалла, обнаруженного как ранее [9], так и в настоящей работе, в том числе и в условиях слабой нелинейности колебаний.

Провести анализ спектра в области частот выше 8 МГц не представлялось возможным, так как в нее попадают все возможные комбинационные

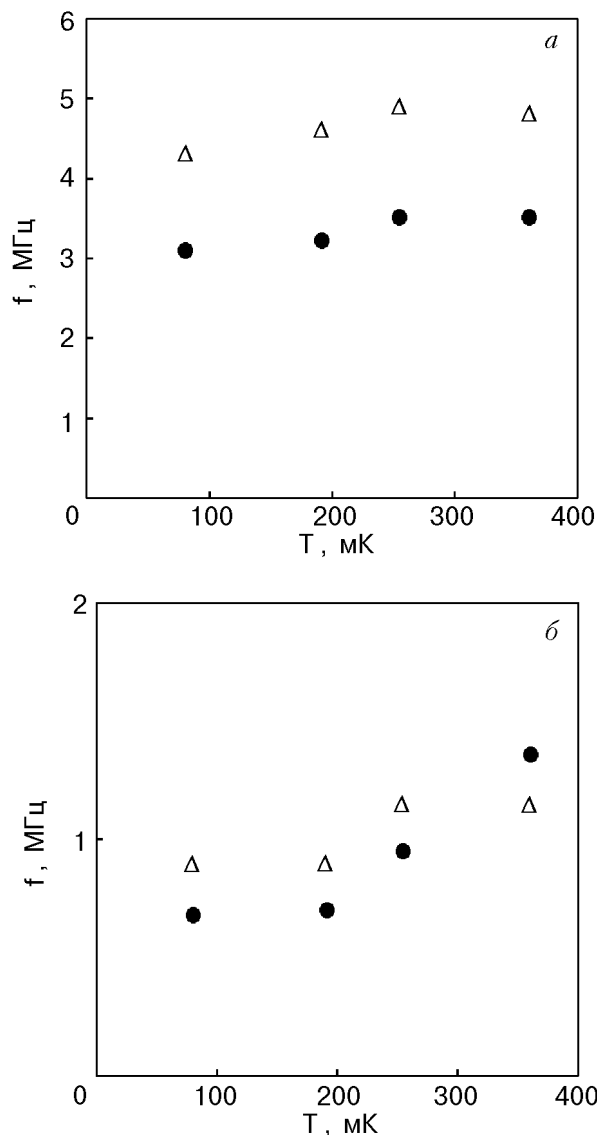


Рис. 4. Температурная зависимость частоты (а) и полуширины (б) неосесимметричных угловых резонансов. $n_s = 5,9 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$, $A_0 = 10$ мВ, (●) — мода $(1, 1)$, (Δ) — мода $(2, 1)$.

гармоники, возникающие в результате нелинейности в системе.

Механизм возбуждения угловых мод в электронном кристалле круговой геометрии при больших возбуждающих сигналах в настоящее время, к сожалению, до конца не ясен. Наиболее правдоподобным объяснением возбуждения угловых мод осесимметричным возбуждающим сигналом является связывание различных мод вследствие ангармонизмов фонон-риплонных колебаний, которые проявляются при больших амплитудах сигнала. При этом возникает перекачка энергии колебаний из одних мод в другие. Нельзя также исключить влияние пластической деформации кристалла, которая может проходить по разному в разных направлениях, обеспечивая появление анизотропии

колебаний. Причиной возбуждения несимметричных мод может быть также небольшой наклон электродов относительно поверхности жидкого гелия и, соответственно, несимметричность электронной плотности в экспериментальной ячейке.

Эффекты пластической деформации в ионном кристалле изучены в [14]. Анализ данных, полученных в настоящей работе, показывает, что при достаточно больших амплитудах возбуждающего сигнала мода $(0,1)$ исчезает, а угловые моды еще наблюдаются. Это может свидетельствовать о том, что при частотах, соответствующих моде $(0,1)$, кристалл уже разрушается, в то время как при частотах, соответствующих угловым модам, он еще существует.

Заключение

Таким образом, в работе экспериментально исследованы особенности распространения связанных фонон-риплонных колебаний вигнеровского кристалла в широком интервале температур, прижимающих электрических полей и возбуждающего сигнала. Показано, что при малом уровне сигнала возбуждаются осесимметричные моды фонон-риплонных колебаний, соответствующие основным частотам $(0,1)$, $(0,2)$. Характеристики этих мод в широком интервале температур, поверхностных плотностей электронов и прижимающих электрических полей, в том числе и для ненасыщенного случая, хорошо описываются самосогласованной теорией, развитой в [5]. При увеличении ведущего поля происходит уменьшение частоты основной гармоник колебаний, что может быть связано с нелинейностью электронных смещений. Дальнейшее увеличение ведущего поля приводит к нелинейному возбуждению в кристалле новых мод фонон-риплонных колебаний. Эти моды могут быть связаны либо с возбуждением в кристалле при больших смещениях электронов резонансов деления, предсказанных в [12], либо с нелинейным возбуждением угловых мод. При появлении новых резонансных мод происходит подавление основных осесимметричных мод. Что касается возбуждения угловых мод, то этот эффект может быть обусловлен связыванием колебаний различных мод за счет нелинейных эффектов, а также процессами пластической деформации и нарушением пространственной симметрии в электронном кристалле.

Авторы выражают благодарность В. Н. Григорьеву и Ю. П. Монархе за интерес к работе и обсуждение полученных результатов.

Работа частично поддержана проектом INTAS-97-1643.

1. Ю. П. Монарха, В. Б. Шикин, *ФНТ* **8**, 563 (1982).
2. C. C. Grimes and G. Adams, *Phys. Rev. Lett.* **42**, 795 (1979).
3. А. С. Рыбалко, Б. Н. Есельсон, Ю. З. Ковдря, *ФНТ* **5**, 947 (1979).
4. D. S. Fisher, B. I. Halperin, and P. M. Platzman, *Phys. Rev. Lett.* **42**, 798 (1979).
5. Ю. П. Монарха, В. Б. Шикин, *ФНТ* **9**, 913 (1983).
6. В. Е. Сивоконь, В. В. Доценко, Ю. З. Ковдря, В. Н. Григорьев, *ФНТ* **22**, 1107 (1996).
7. В. В. Доценко, В. Е. Сивоконь, Ю. З. Ковдря, В. Н. Григорьев, *ФНТ* **23**, 1028 (1997).
8. K. Shirihama and K. Kono, *J. Low Temp. Phys.* **104**, 237 (1998).
9. В. Е. Сивоконь, В. В. Доценко, Ю. З. Ковдря, В. Н. Григорьев, *ФНТ* **23**, 789 (1997).
10. В. Е. Сивоконь, В. В. Доценко, С. С. Соколов, Ю. З. Ковдря, В. Н. Григорьев, *ФНТ* **22**, 715 (1996).
11. G. Deville, *J. Low Temp. Phys.* **72**, 135 (1988).
12. Ю. П. Монарха, *ФНТ* **6**, 685 (1980).
13. C. F. Barenghi, C. J. Mellor, J. Meredith, C. M. Muirherd, P. K. H. Sommerfeld, and W. F. Vinen, *Philos. Trans. R. Soc. Lond.* **A334**, 139 (1991).
14. P. L. Elliot, C. I. Pakes, L. Skrbek, and W. F. Vinen, *Czech. J. Phys.* 46-Suppl. 1, 333 (1996).

Non-linear phenomena in phonon-ripplon oscillations in a two-dimensional electron crystal over liquid helium

V. E. Sivokon', V. V. Dotsenko, and Yu. Z. Kovdrya

The characteristics of the phonon-ripplon oscillation spectra of a two-dimensional electron crystal over liquid helium have been investigated in the temperature range 70–500 mK, electron density $(3-12) \cdot 10^8 \text{ cm}^{-2}$ and holding electric fields 500–2300 V/cm. The experiments were carried out in the frequency region 1–20 MHz. It is shown that for a low level of the driving signal the characteristics of the oscillation spectra are described by a self-consistent theory of coupled phonon-ripplon oscillations in a crystal. Increase in the driving signal leads to decrease of the fundamental harmonic oscillation frequencies. This seems to be connected with the non-linearity in the displacements of electrons in dimples on the liquid helium surface. Further increase in the driving electric field gives rise to new modes of phonon-ripplon oscillations. These modes are either theoretically predicted non-linear separation resonances which take place at large electron displacements, or non-symmetrical modes which can be explained by the coupling of oscillations of different modes due to the non-linear effects and the processes of plastic deformation.