

Затухание фонон-риплонных колебаний в электронном кристалле над сверхтекучими растворами ${}^3\text{He}$ – ${}^4\text{He}$

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

*Физико-технический институт низких температур им. Б. И. Веркина НАН Украины,
Украина, 310164, г. Харьков, пр. Ленина, 47
E-mail: dotsenko@ilt.kharkov.ua*

Статья поступила в редакцию 26 мая 1997 г., после переработки 26 июня 1997 г.

В области температур 70–600 мК исследован спектр фонон-риплонных колебаний вигнеровского кристалла с поверхностной плотностью электронов $1,3 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$ над сверхтекучими ${}^4\text{He}$ и растворами ${}^3\text{He}$ – ${}^4\text{He}$. Измерения проводились в интервале частот 1–20 МГц. Показано, что резонансные частоты хорошо согласуются с теоретическими оценками. Из анализа данных следует, что затухание капиллярных волн не является основным механизмом, определяющим энергетические потери электронного кристалла. Новым методом (по ширине связанных фонон-риплонных резонансов) определена подвижность вигнеровского кристалла.

В області температур 70–600 мК досліджено спектр зв'язаних фонон-риплонних коливань вігнерівського кристалла з поверхневою густиною електронів $1,3 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$ над надплинними ${}^4\text{He}$ та розчинами ${}^3\text{He}$ – ${}^4\text{He}$. Вимірювання проведено при частотах 1–20 МГц. Показано, що резонансні частоти добре узгоджуються з теоретичними оцінками. З аналізу виникає, що загасання капілярних хвиль не є основним механізмом, який зумовлює енергетичні втрати вігнерівського кристалла. Новим методом (по ширині зв'язаних фонон-риплонних резонансів) виміряно рухливість вігнерівського кристалла.

PACS: 67.60.Js, 72.10.Di

Двумерный вигнеровский кристалл (ВК) над жидким гелием, впервые обнаруженный в [1], наряду с очевидным вниманием к нему как к модели двумерного твердого тела с кулоновским взаимодействием интересен также в аспекте взаимодействия с поверхностью сверхтекучей жидкости. При определенных условиях в ВК возможно возбуждение связанных фонон-риплонных колебаний, характеристики которых зависят как от свойств ВК, так и от свойств поверхности жидкости; изучение таких колебаний позволяет получить информацию о поверхностных свойствах сверхтекучей жидкости. Так, по положению резонансных частот возбуждаемых колебаний такого типа определяли коэффициент поверхностного натяжения растворов ${}^3\text{He}$ – ${}^4\text{He}$ [2]. Ширина связанных фонон-риплонных колебаний, которая несет информацию о подвижности ВК и диссипативных процессах на поверхности жидкости, была

впервые измерена нами в широкой температурной области [3], но подробно не анализировалась.

В настоящей работе в области температур 70–600 мК проведено исследование спектра связанных фонон-риплонных мод электронного кристалла с поверхностной плотностью электронов $n_s = 1,3 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$ над растворами ${}^3\text{He}$ – ${}^4\text{He}$ с содержанием ${}^3\text{He}$ до 0,25%. Изучался отклик экспериментальной ячейки, в которой находилась заряженная электронами поверхность жидкого гелия, на радиочастотный сигнал с амплитудой 1 мВ в интервале частот 1–20 МГц. Экспериментальная методика и ячейка подробно описаны в [4].

Результаты измерений для кристалла с $n_s = 1,3 \cdot 10^9 \text{ см}^{-2}$ при температуре 78 мК представлены на рис. 1 на вставке в виде частотной зависимости амплитуды отклика. Точки соответствуют измеренным величинам, линии — результат аппроксимации экспериментальных данных суммой

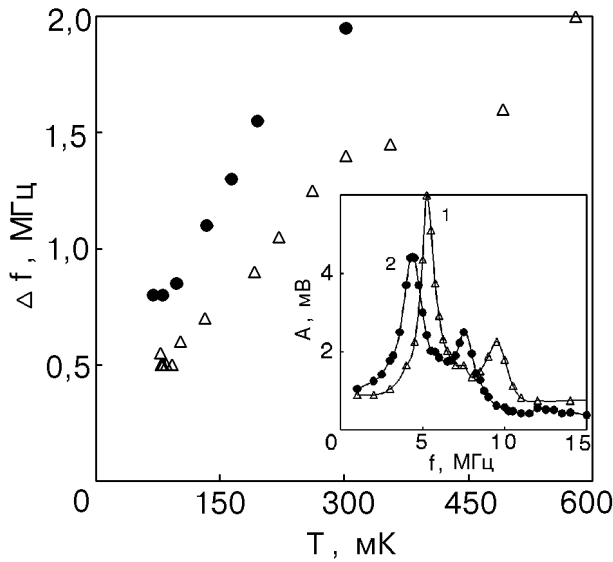


Рис. 1. Температурная зависимость ширины связанных фонон-риплонных резонансов для ${}^4\text{He}$ (Δ) и раствора ${}^3\text{He}$ - ${}^4\text{He}$ (\bullet). Вставка — пример экспериментальной зависимости амплитуды сигнала от частоты.

двух лоренцовских кривых. Серия 1 соответствует чистому ${}^4\text{He}$, серия 2 — раствору ${}^3\text{He}$ - ${}^4\text{He}$ (0,25% ${}^3\text{He}$). Данные для раствора ${}^3\text{He}$ - ${}^4\text{He}$ с меньшим содержанием ${}^3\text{He}$ (0,025%) в пределах экспериментальной погрешности совпадают с данными для чистого ${}^4\text{He}$. На обеих кривых хорошо видны максимумы, отвечающие возбуждению в ячейке резонансов связанных фонон-риплонных мод с различными волновыми векторами, определяющимися размерами ячейки. Видно, что частоты резонансов для раствора ниже аналогичных частот для чистого ${}^4\text{He}$. При повышении температуры частоты резонансов как для чистого ${}^4\text{He}$, так и для раствора смещаются в область более высоких значений. Обращает на себя внимание также то, что амплитуда резонансного сигнала для раствора меньше, чем для ${}^4\text{He}$, а ширина резонансов больше. На рис. 1 приведены температурные зависимости ширины наблюдаемых резонансов Δf . Из рисунка видно, что ширина линии сильно возрастает с увеличением температуры. Зависимость Δf от T приблизительно линейна как для чистого ${}^4\text{He}$, так и для раствора. В эксперименте не была обнаружена зависимость величины Δf от частоты, для первой и второй гармоник Δf одинаковы.

При анализе полученных результатов мы воспользуемся выражениями для кондактанса экспериментальной ячейки G [4]. Действительная и мнимая части кондактанса ячейки определяются следующими выражениями:

$$\text{Re } G = n_s e^2 \sum_{n=1}^{\infty} A_n \frac{n_s e^2 \omega^2 \chi_1}{(m\omega_p^2 - n_s e^2 \omega \chi_2)^2 + (n_s e^2 \omega \chi_1)^2}, \quad (1)$$

$$\text{Im } G = \omega \times \left(n_s e^2 \sum_{n=1}^{\infty} A_n \frac{m\omega_p^2 - n_s e^2 \omega \chi_2}{(m\omega_p^2 - n_s e^2 \omega \chi_2)^2 + (n_s e^2 \omega \chi_1)^2} + g_0 \right).$$

Величина χ_2 отражает динамические характеристики электронного кристалла, а χ_1 диссипативные; ω_p — собственные частоты плазменных колебаний; A_n — коэффициенты, зависящие от геометрических размеров ячейки; g_0 определяет ток через ячейку в отсутствие электронов.

В работе [5] было показано, что отклик электронного кристалла на быстропеременное электрическое поле может быть описан безразмерной функцией Z_1 , зависящей как от характеристик кристалла, так и от степени связи электронов с риплонами на поверхности сверхтекучего гелия:

$$\text{Re } Z_1 = \sum_{l=1}^{\infty} C_l \frac{\omega_l^2 (\omega^2 - \omega_l^2 + 4\gamma_l^2)}{(\omega^2 - \omega_l^2)^2 + 4\omega^2 \gamma_l^2} - 1, \quad (2)$$

$$\text{Im } Z_1 = \sum_{l=1}^{\infty} C_l \frac{2\gamma_l}{\omega} \frac{\omega_l^4}{(\omega^2 - \omega_l^2)^2 + 4\omega^2 \gamma_l^2}.$$

Коэффициент C_l характеризует степень связи электронов с риплонами; ω_l — резонансные частоты капиллярных волн, возбуждаемых электронной решеткой, которые соответствуют обратным векторам решетки; γ_l — коэффициент затухания капиллярных волн с частотой ω_l . Выражения (2) получены в области применимости объемной гидродинамики. Как было установлено в работе [5], действительная часть Z_1 описывает динамические свойства электронного кристалла и определяет резонансные частоты возбуждаемых капиллярных волн, а мнимая часть Z_1 определяет поглощение. В соответствии с этим, величины χ_1 и χ_2 можно представить в виде

$$\chi_1 = \frac{m\omega}{ne^2} \text{Im } Z_1, \quad \chi_2 = -\frac{m\omega}{ne^2} \text{Re } Z_1. \quad (3)$$

Формулы (1)–(3) позволяют рассчитать амплитуду сигнала на выходе измерительной ячейки, пропорциональную $|D| = \sqrt{(\text{Re } G)^2 + (\text{Im } G)^2}$, а сравнение частотной зависимости амплитуды в

области резонанса с экспериментально измеренной дает возможность проверить теоретические оценки. В результате было установлено, что положения резонансов, которые определяются величиной χ_2 из (3) с достаточной точностью соответствуют экспериментальным во всей области температур. Величина коэффициента получена интерполяцией данных из [6]. Ширина пиков в основном зависит от величины χ_1 из (3), которая, согласно [5], задается затуханием капиллярных волн γ_l (2). Коэффициент затухания капиллярных волн был измерен в [7]. Данные [7] экстраполировались в область волновых векторов, отвечающих условиям нашего эксперимента ($g \sim 10^5$). Подстановка полученного таким образом значения γ в $|G|$ дала ширину резонанса $\Delta f \approx 8,5$ кГц, что на два порядка меньше наблюдаемой в эксперименте. Если предположить, что коэффициент затухания капиллярных волн определяется поверхностной гидродинамикой, то выражения для Z_1 изменятся [5]. Оценки для этого случая с аналогичной подстановкой γ из [7] также приводят к величине Δf , существенно меньшей экспериментального значения.

Поскольку ни объемная, ни поверхностная гидродинамика не дают удовлетворительной интерпретации экспериментальных данных, можно сделать вывод о том, что затухание капиллярных волн не является основным механизмом, ответственным за энергетические потери, возникающие при движении ВК. Тем не менее достаточно уверенно можно утверждать, что определяемая в настоящих экспериментах ширина линии обусловлена в основном диссипативными процессами, о чем свидетельствует хорошая корреляция с данными о подвижности.

Ширину фонов-риплонного резонанса можно связать с подвижностью μ электронного кристалла, используя выражение

$$\chi_1 = (n_s e \mu)^{-1} \quad (4)$$

и находя χ_1 как параметр в (1)–(3), при котором ширина резонансной кривой совпадает с экспериментально измеренным значением. Полученные таким образом подвижности кристалла над ^4He и над раствором ^3He – ^4He представлены в зависимости от температуры на рис. 2. Видно, что при понижении температуры подвижность несколько возрастает как для чистого ^4He , так и для раствора. Добавление ^3He заметно ее снижает. На этом же рисунке приведена подвижность вигнеровского кристалла, измеренная в [8] над чистым ^4He при плотности электронов $9,5 \cdot 10^8 \text{ см}^{-2}$ (температура плавления кристалла 0,69 К).

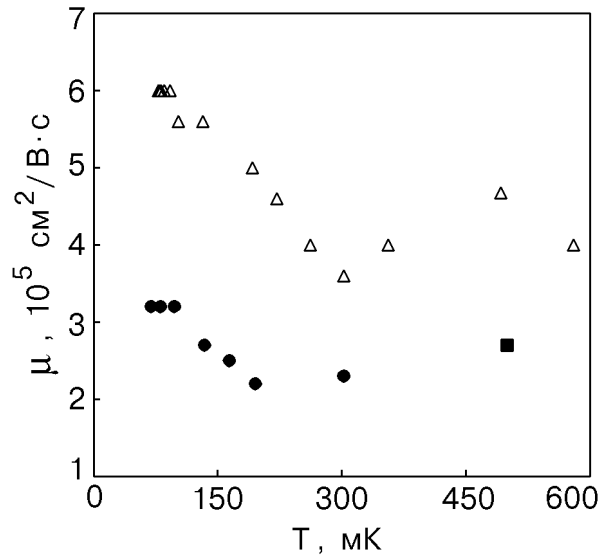


Рис. 2. Температурная зависимость подвижности вигнеровского кристалла над ^4He (Δ), раствором ^3He – ^4He (\bullet) и данные [8] (\blacksquare).

Как видно, наши результаты хорошо коррелируют с данными [8], что служит свидетельством в пользу обоснованности использованной процедуры определения подвижности по ширине связанных фонов-риплонных резонансов. Таким образом, в настоящей работе показано, что в фонов-риплонных колебаниях электронного кристалла затухание капиллярных волн не является основным механизмом, определяющим энергетические потери. Новым методом (по ширине связанных фонов-риплонных резонансов) определена подвижность вигнеровского кристалла над жидким гелием и растворами ^3He – ^4He .

1. C. C. Grimes and G. Adams, *Phys. Rev. Lett.* **42**, 795 (1979).
2. G. Deville, *J. Low Temp. Phys.* **72**, 135 (1988).
3. В. Е. Сивоконь, В. В. Доценко, Ю. З. Ковдря, В. Н. Григорьев, *ФНТ* **22**, 1107 (1996).
4. В. Е. Сивоконь, В. В. Доценко, С. С. Соколов, Ю. З. Ковдря, В. Н. Григорьев, *ФНТ* **22**, 716 (1996).
5. Ю. П. Монарха, *ФНТ* **6**, 685 (1980).
6. D. O. Edwards and W. F. Saam, *Progr. Low Temp. Phys.* **VIIa**, 283 (1978).
7. P. Roche, G. Deville, K. O. Keshishev, N. J. Appleyard, and F. I. B. Williams, *Phys. Rev. Lett.* **75**, 3316 (1995).
8. R. Mehrotra, C. J. Guo, Y. Z. Ruan, D. B. Mast, and A. J. Dahm, *Phys. Rev. Lett.* **29**, 5239 (1984).

Attenuation of phonon-ripplon oscillations in an
electron crystal over superfluid ^3He - ^4He
solutions

V. V. Dotsenko, V. E. Sivokon', Yu. Z. Kovdrya,
and V. N. Grigor'ev

In the temperature range 70–600 mK spectrum
of coupled phonon-ripplon oscillations of the Wigner
crystal with the surface electron density

$1.3 \cdot 10^9 \text{ cm}^{-2}$ over superfluid ^4He and ^3He - ^4He so-
lutions is studied. The measurements are carried out
at the frequencies 1–20 MHz. The resonant frequen-
cies are shown to be in good agreement with
theoretical estimations. From the analysis of experi-
mental data it follows that capillary wave attenu-
ation is not the main reason for the energy losses of
the Wigner ceystal. The mobility of the Wigner
crystal is determined by a new method, using the
width of the coupled phonon-ripplon oscillations.