

## КОНФЕРЕНЦИИ И СИМПОЗИУМЫ

# Научная сессия Отделения общей физики и астрономии Российской академии наук

(27 апреля 1994 г.)

27 апреля 1994 г. в Институте физических проблем им. П.Л. Капицы РАН состоялась научная сессия Отделения общей физики и астрономии РАН. На сессии были заслушаны доклады:

1. В.Б. Ш и к и н. Заряды вблизи свободной границы жидкого гелия: коллективные эффекты.

2. В.М. П у д а л о в. От квантового эффекта Холла к вигнеровскому кристаллу.

Краткое содержание докладов публикуется далее.

PACS numbers: 67. 40. Pm

**В.Б. Шикин.** Заряды вблизи свободной границы жидкого гелия: коллективные эффекты. Как известно, вблизи свободной границы жидкого гелия возможна реализация двух типов двумерных заряженных систем (2D-систем): поверхностных электронов, либо поверхностных ионов [1]. Существование этих систем было предсказано практически одновременно (см. [2]). Однако в дальнейшем электронный вариант задачи исследовался гораздо более интенсивно как теоретически, так и экспериментально. Лишь в последнее время интерес к ионным 2D-системам значительно возрос, благодаря некоторым специфическим особенностям их коллективного поведения.

Целью данного небольшого обзора является краткое введение в современное состояние проблемы 2D-ионных систем вблизи свободной границы жидкого гелия. Кроме того, обсуждаются некоторые, качественно новые направления в исследовании свойств 2D-электронных систем над гелием.

## 2D-ионная система под поверхностью гелия

1. Заряженные частицы вблизи границы жидкого гелия со стороны жидкой фазы отталкиваются от границы силой  $F$  поляризационного происхождения (силой изображения)

$$F = \left(\frac{e}{2z}\right)^2 \frac{\varepsilon - 1}{\varepsilon(\varepsilon + 1)}; \quad (1)$$

здесь  $e$  — заряд частицы,  $\varepsilon$  — диэлектрическая постоянная гелия, для вакуума эта величина равна 1,  $z$  — текущее расстояние до свободной границы. Очевидно, отталкивание, т.е. неравенство  $F > 0$ , имеет место для

обоих знаков заряда, так как  $F$  из (1) содержит заряд во второй степени.

Вводя в задачу дополнительное электрическое поле  $E_{\perp}$ , прижимающее ионы данного знака к поверхности гелия, можно уравновесить действие силы  $F$  (1) на определенном, конечном расстоянии  $z_0$  от свободной границы [2]

$$z_0 = \frac{1}{2} \left[ \frac{e(\varepsilon - 1)}{E_{\perp} \varepsilon(\varepsilon + 1)} \right]^{1/2}. \quad (2)$$

Таким образом, конкуренция сил изображения (1) и внешнего поля  $E_{\perp}$  локализует ионы данного знака, введенные в жидкий гелий, в плоскости  $z = z_0$ , превращая ионную систему в двумерную.

Вблизи положения равновесия  $z_0$  возможны гармонические колебания ионов с частотой [2]

$$\omega_i^2 = \frac{1}{2M_i} \frac{e^2(\varepsilon - 1)}{z_0^3(\varepsilon + 1)}, \quad (3)$$

где  $M_i$  — эффективные массы ионов данного знака (катионы либо анионы). Измерение этой частоты даст прямую информацию об эффективных массах гелиевых ионов. Соответствующие эксперименты были реализованы во Франции [3] и дали следующие значения

$$M_+ = (45 \pm 2)m_4, \quad M_- = (243 \pm 5)m_4; \quad (4)$$

$m_4$  — масса атома  $\text{He}^4$ .

Особенно нагляден результат (4) для отрицательных ионов, которые, как известно, представляют из себя пустотные пузырьки радиуса  $R$ , с электроном, локализованным внутри пузырька. Теоретическое значение радиуса пузырька есть  $R \cong 18 \text{ \AA}$  (см. [1]). Соответствующая эффективная масса есть просто присоединенная гидродинамическая масса сферы радиуса  $R$  в идеальной жидкости. Используя это утверждение и экспериментальное значение  $M_-$ , можно оценить радиус сферы, который оказывается равным

$$R \cong 17,4 \text{ \AA}. \quad (5)$$

Согласие между расчетным и экспериментальным значениями  $R$  очень хорошее.

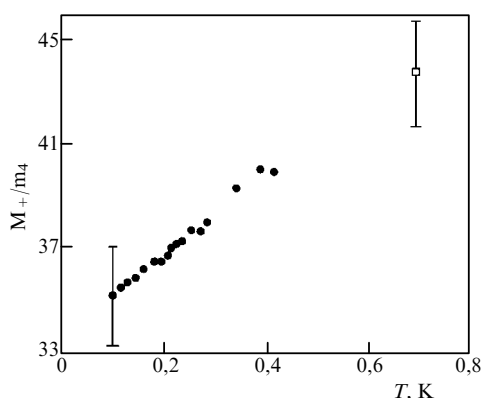


Рис. 1. Температурная зависимость эффективной массы катиона  $M_+$  вблизи границы жидкого гелия (из [4])

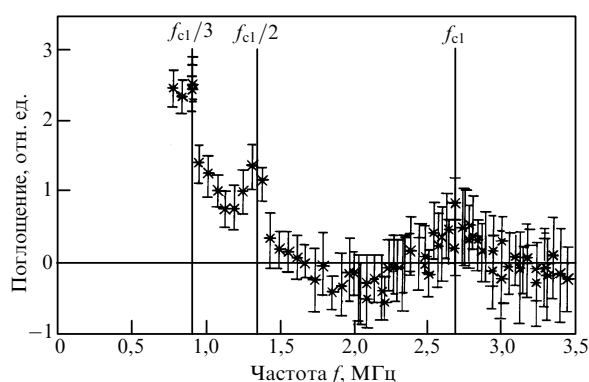


Рис. 2. Обнаружение кулоновской кристаллизации: появление поглощения радиочастотного поля на частоте  $f_{c1} = \omega_1/2\pi$ , где  $\omega_1$  из [6]. Эксперимент выполнен для системы 2D-гелиевых катионов в условиях  $T = 10$  мК,  $n_s = 9,4 \cdot 10^9$  см $^{-2}$ . Видны также демультимпликативные резонансы с частотами  $f_{c1}/2$ ,  $f_{c1}/3$  (из [5])

2. Проблема эффективной массы для гелиевых ионов вблизи границы жидкого гелия получила дальнейшее развитие в связи с экспериментами по возбуждению плазменных колебаний. Соответствующие данные, полученные авторами [4], свидетельствуют о том, что в 2D-ионной системе имеют место классические двумерные плазменные колебания (т.е. колебания с законом дисперсии  $\omega \sim q^{1/2}$ , где  $\omega$  — частота,  $q$  — соответствующее волновое число колебаний), но эффективная масса положительных ионов оказывается зависящей от температуры, причем достаточно заметно. Рис. 1, взятый из работы [4], демонстрирует масштаб этой зависимости. Таким образом, приходится говорить о двух разных массах: вертикальной и продольной — имеющих разные численные значения. До настоящего времени этот интересный факт не имеет разумного объяснения, хотя его наличие подтверждено более поздними независимыми измерениями [5].

3. Естественно, что в ходе исследования 2D-ионных систем возник вопрос о кулоновской кристаллизации ионов. Этот эффект, предсказанный Вигнером более 50 лет тому назад, обнаруженный и детально изученный в 2D-системе электронов над гелием, неоднократно обсуждался на страницах "УФН" (см. [6–8]). Тем не менее пример ионной 2D-системы специально интересен, ибо в этом случае теоретическое описание деталей ион-рип-

плонных резонансов, возникающих при наличии кулоновской кристаллизации возможно с использованием теории возмущений. Для электронов над гелием реализуется другой предельный случай — случай сильной связи (классификация из [9]), и простая теория возмущений не "работает".

Одной из характерных черт предельного случая слабой связи в теории ион-рипплонных резонансов, сопровождающих кулоновскую кристаллизацию, является относительная легкость возникновения нелинейных эффектов. Эксперименты [5] подтверждают это предсказание. На рис. 2 из [5] показано возбуждение первого из ион-рипплонных резонансов, возникающего, грубо говоря, на частоте, равной

$$\omega_1^2 = \frac{\alpha}{\rho} q_1^3, \quad q_1 = \frac{2\pi}{a}; \quad (6)$$

здесь  $\rho$  — плотность гелия,  $\alpha$  — его поверхностное натяжение,  $a^{-2}$  — средняя плотность ионов в 2D-системе.

Кроме того, видны демультимпликативные резонансы на частотах  $\omega_1/2$ ,  $\omega_1/3$  нелинейного происхождения.

Конечно, качество резонансов заметно уступает электронному варианту. Но фазовая диаграмма плавления ионного кристалла, возникающего из анализа температурной зависимости пика  $\omega = \omega_1$ , обладает нужными свойствами: решетка треугольная, выполняется закон  $T_c \sim a^{-1}$  и коэффициент пропорциональности в этой зависимости

$$\Gamma = \frac{e^2(\pi n_s)^{1/2}}{T_c} = 130, \quad n_s = a^{-2} \quad (7)$$

(где  $T_c$  — температура плавления) имеет тот же масштаб, что и для электронного кристалла [1].

В заключении отметим, что наиболее интересная часть экспериментов с ионным кристаллом, позволяющая сравнить различие в поведении сильно связанного электронного кристалла и слабо связанного ионного, пока еще не реализована.

### 2D-электронная система над гелием

В случае электронов над гелием качественные новости могут возникнуть в связи с предложением использовать эти электроны для диагностики электрических полей, сопровождающих протекание холловского тока в ситуации, отвечающей режиму квантового эффекта Холла. Как известно, в проблеме квантового эффекта Холла (КЭХ), остаются разночтения относительно природы этого эффекта. Существуют аргументы теоретические и экспериментальные, свидетельствующие о наличии в глубине 2D-электронной системы, помещенной в сильное магнитное поле "объемных" протяженных состояний электронов. В то же время, имеется альтернатива, объясняющая основные детали КЭХ, апеллируя лишь к краевым электронным состояниям в подобных системах. Дискуссия на эту тему содержится, например, в последнем обзоре фон Клитцинга [10].

Практика показывает, что транспортные измерения не очень эффективны для выяснения деталей в распределении плотности холловского тока. В связи с этим в последнее время появились новые методики, дающие локальную информацию о распределении полей и плот-

ности тока в холловских экспериментах. Наиболее известен из них, так называемый, линейный электрооптический эффект [11, 12]. Эффект заключается в том, что при прохождении через гетероструктуру с оптически прозрачным управляющим электродом плоскость поляризации света вращается на некий угол, пропорциональный разности потенциалов между управляющим электродом и локальным потенциалом 2D-электронной системы. И если диаметр лазерного пучка достаточно мал по сравнению с размерами 2D-системы, можно получать информацию о распределении локальных электрических полей, сопровождающих протекание тока через 2D-систему в условиях КЭХ, что и продемонстрировано в [11, 12]. Однако, как отмечено в обзоре [10], методика [11, 12] все же недостаточно чувствительная.

В связи с вышеизложенным интересна независимая возможность получения локальной информации об электростатических полях в холловских экспериментах с использованием электронов на пленке гелия [13]. Рассмотрим отдельную гетероструктуру, содержащую 2D-электронную систему. На поверхности этой структуры расположим пленку гелия, а на ней обычным способом — поверхностные электроны. Пусть геометрия системы электронов повторяет геометрию гетероструктуры. При наличии холловских токов, а значит, и потенциалов в гетероструктуре электроны на пленке гелия, играя роль экранирующего электрода, должны перераспределяться вдоль пленки гелия. Это перераспределение можно фиксировать оптическими средствами, так как электронное давление на пленку гелия неоднородно меняет ее толщину. Аналогичные оптические эффекты, возникающие на пленке гелия при образовании на ней многоэлектронных лунок, демонстрируют высокую чувствительность данной методики по обнаружению деформации пленки под действием давления со стороны многоэлектронной лунки [1, 14]. Оценки показывают, что данный путь может быть эффективным и при изучении распределения потенциалов в системах с холловскими токами.

## Список литературы

1. Шикин В Б, Монарха Ю П *Двумерные заряженные системы в гелии* (М.: Наука, 1989)
2. Шикин В Б *ЖЭТФ* **58** (1748) 1970
3. Poitrenaud J, Williams F I B *Phys. Rev. Lett.* **29** 1230 (1972); **32** 1213 (1974)
4. Ott-Rowland Mary L, Kotsubo V, Theobald Y, Williams G *Phys. Rev. Lett.* **49** 1708 (1982)
5. Vinen W, Appleyard N, Skrbek L, Sommerfeld P *Physica B* **197** 360 (1994)
6. Эдельман В С *УФН* **130** 675 (1980)
7. Шикин В Б *УФН* **158** 127 (1989)
8. Кукушкин И В, Тимофеев В Б *УФН* **163** (7) 1 (1993)
9. Монарха Ю П *ФНТ* **6** 685 (1980)
10. von Klitzing K *Physica B* **184** 1 (1993)
11. Fontein P F, Hendriks P, Blom F A P et al. *Surf. Sci.* **263** 91 (1992)
12. Knott R, Klass U, Dietsche W, von Klitzing K, Erbel K, Ploog K In *Proc. of MSS6* (Garmish, Germany, 1993) p. 228
13. Shikin V In *Helium-symposium* (Heidelberg, Germany, 1994)
14. Leiderer P, Ebner W, Shikin V *Surf. Sci.* **113** 405 (1982)

PACS numbers: 72.20.M

**В.М. Пудалов.** От квантового эффекта Холла к вигнеровскому кристаллу. Общие закономерности развития квантового эффекта Холла (КЭХ) — переходы между различными фазами и пере-

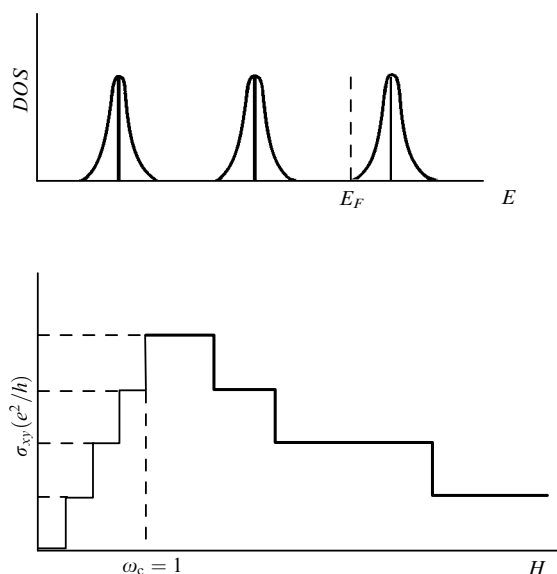


Рис. 1. *а* — Схематическое изображение плотности 2D-состояний в квантующем поле. Жирной линией изображены расширенные состояния. *б* — Зависимость холловской проводимости от поля, предсказываемая скейлинговой теорией в одноэлектронном приближении

ходы из квантованного (металлического) в диэлектрическое состояние — оказались в последнее время в фокусе экспериментального интереса, а также жарких теоретических дебатов. Дело в том, что эта проблема тесно связана с глобальным поведением двумерной (2D) электронной системы в присутствии квантующего магнитного поля и беспорядка. Уменьшение плотности электронов  $n_s$  способствует упорядочению 2D-системы в кристаллическую решетку вследствие увеличения роли энергии электрон-электронного взаимодействия  $E_{ee} = \sqrt{\pi n_s} e^2 / \kappa$  по сравнению с энергией Ферми  $E_F = \pi n_s \hbar^2 / m^*$ . С другой стороны, уменьшение плотности сопровождается ростом относительной величины беспорядка в системе, который направляет 2D-систему к полной локализации. В связи с этим весьма интересна проблема "окончания" КЭХ, т.е. перехода системы в диэлектрическую фазу из режима КЭХ. В отличие от переходов металл-диэлектрик (М/И) в трехмерной системе в 2D возникает уникальная возможность проследить за поведением протяженных делокализованных состояний и установить таким путем точный сценарий перехода в диэлектрик.

## Одноэлектронный подход

В КЭХ перенос заряда в квантованной 2D-системе происходит благодаря наличию на каждом уровне Ландау протяженных состояний. На фоне общей плотности состояний, изображенной на рис. 1, *а*, протяженные состояния, как принято считать, занимают узкую полосу в центре зоны Ландау. Каждое из этих состояний вносит вклад в холловскую проводимость точно равный  $e^2/h$ . Т.е., когда ниже уровня Ферми находятся  $i$  протяженных состояний, то проводимость составляет  $i e^2/h$ , что соответствует  $i$ -му плато или состоянию с квантовым индексом  $s_{xy} = i$ . Такая картина справедлива лишь в пределе сильных магнитных полей,  $\omega_c \tau \gg 1$ . Халперин [1], Хмельницкий [2] и Лафлин [3] предсказали, что по мере уменьшения поля, когда  $\omega_c \tau$  становится  $\sim 1$ , энергия  $n$ -го протяженного состояния  $E_n$