

## ИССЛЕДОВАНИЕ РАВНОВЕСНОЙ ФОРМЫ КРИСТАЛЛОВ ГЕЛИЯ В ОКРЕСТНОСТИ ФАЗОВЫХ ПЕРЕХОДОВ ОГРАНИЧЕНИЯ

*А.В.Бабкин, К.О.Кешишев, Д.Б.Копелиович, А.Я.Паршин*

Равновесная форма кристаллов  $\text{He}^4$  не обнаруживает критического поведения, предсказываемого существующей теорией двумерных фазовых переходов.

Понятие о фазовом переходе поверхности кристалла из атомношероховатого в атомно-гладкое состояние было введено Бартоном и Кабрерой <sup>1</sup>. Макроскопически такой переход проявляется в возникновении при  $T < T_c$  равновесного плоского участка поверхности определенной кристаллографической ориентации. Фазовым переходам ограничения посвящено большое количество теоретических работ, особенно в последние годы <sup>2-6</sup>; однако систематических экспериментальных исследований этого явления до сих пор выполнено не было.

Кристаллы гелия, для которых, из-за большой амплитуды квантовых нулевых колебаний, характерны весьма короткие времена установления равновесной формы, представляются наиболее удобным объектом для количественного исследования переходов ограничения. В настоящее время известны три таких перехода в ГПУ-фазе  $\text{He}^4$  <sup>7-9</sup>: 1 – на поверхности, ориентированной параллельно базисной плоскости (0001),  $T_{c1} = 1,2\text{K}$ ; 2 – на семействе граней, параллельных  $c$ -оси –  $\{10\bar{1}0\}$  (или  $\{11\bar{2}0\}$ ),  $T_{c2} = 0,9\text{K}$ ; 3 – на семействе  $\{10\bar{1}1\}$  (или, соответственно,  $\{11\bar{2}2\}$ ),  $T_{c3} = 0,36\text{K}$ . В данной работе исследовалась равновесная форма кристаллов гелия вблизи переходов 1 и 2.

Прибор для измерений и метод выращивания кристаллов, имеющих нужную ориентацию, были аналогичны использованному ранее <sup>8</sup>. Изменения коснулись лишь конструкции экспериментальной ячейки, которая в данном случае представляла собой цилиндрический контейнер внутренним диаметром 15 мм и длиной 25 мм. Ось цилиндра располагалась горизонтально, плоские стеклянные окна в основаниях цилиндра оставляли открытым для наблюдения весь его объем; плоское медное дно (длиной 25 мм и шириной 8 мм) обеспечивало тепловой контакт контейнера с ванной  $\text{He}^3$ . Электронный стабилизатор <sup>10</sup> позволял изменять температуру контейнера по заданному закону или поддерживать ее постоянной с точностью не хуже  $10^{-4}\text{K}$ .

Исследуемый кристалл в равновесии заполняет нижнюю часть контейнера, а его поверхность образует выпуклый мениск; размеры кристаллов составляли: в длину 25 мм (ось  $y$ ), в ширину 10 – 14 мм (ось  $x$ ), в высоту  $2,5 \div 5$  мм (ось  $z$ ). При такой геометрии кривизна мениска в продольном направлении гораздо меньше, чем в поперечном (капиллярная постоянная  $\sim 1$  мм), и профиль поверхности с достаточной точностью описывается одномерным уравнением равновесия, так что при малых  $z'_x$

$$\tilde{\alpha} z''_{xx} = \Delta \rho g z, \quad (1)$$

где  $\tilde{\alpha} = \alpha + (\partial^2 \alpha / \partial z_x'^2)$  – поверхностная жесткость,  $\Delta \rho$  – разность плотностей кристалла и жидкости,  $g$  – ускорение свободного падения. Углы наклона исследуемой особой грани (т. е., например, грани (0001) в случае перехода 1) к горизонтали  $\varphi_{0x}$  и  $\varphi_{0y}$  измерялись с точностью лучше  $1 \cdot 10^{-3}$  рад. Для 10 исследованных кристаллов угол  $\varphi_{0y}$  не превышал  $5 \cdot 10^{-3}$  рад, а угол  $\varphi_{0x}$  выбирался в пределах от 0 до  $1,3 \cdot 10^{-2}$  рад. Уравнение (1) может быть использовано для определения  $\tilde{\alpha}$  как функции температуры и угловой переменной  $\varphi = z' - \varphi_{0x}$ .

Профиль поверхности  $z(x)$  измерялся с помощью узкого луча He – Ne-лазера, падавшего на исследуемую поверхность под небольшим углом ( $3 \div 5^\circ$ ). Фиксировалось угловое (в плоскости  $(x, y)$ ) отклонение  $\theta$  отраженного луча в зависимости от  $x$  (рис. 1); таким образом, непосредственно измерялась производная  $z'(x)$ , взятая вдоль экстремального сечения поверхности, т. е. при  $z'_y = 0$ . Ширина пучка ( $\sim 0,3$  мм) выбиралась с таким расчетом, чтобы минимизировать суммарное угловое уширение отраженного луча (за счет кривизны поверхности и за счет дифракции). При наличии на поверхности плоского участка его размер в направлении оси  $y$  мог быть измерен, как и ранее <sup>8</sup>, дифракционным методом.

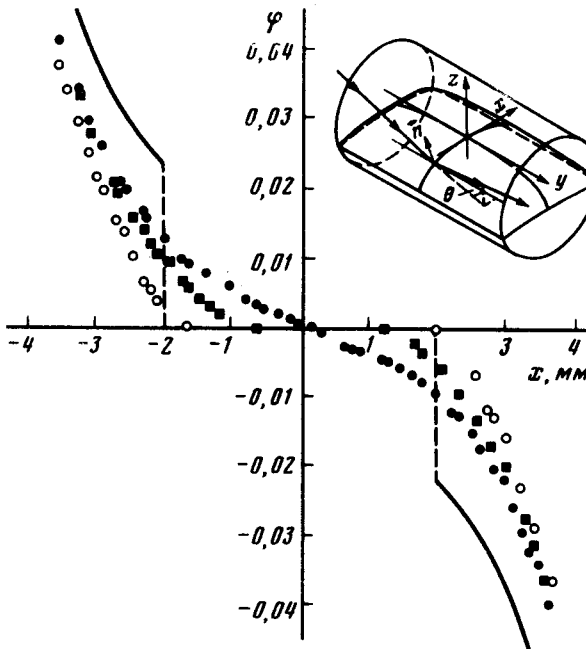


Рис. 1

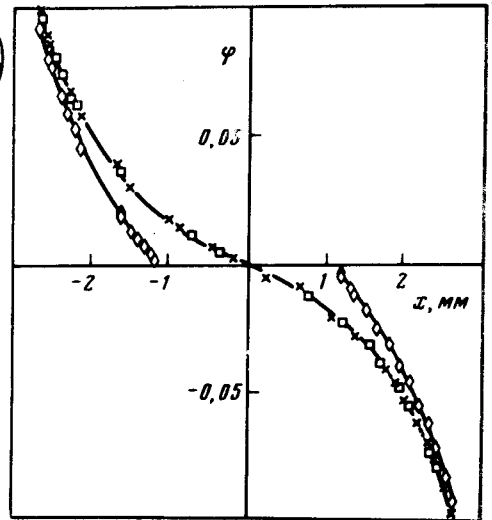


Рис. 2

Рис. 1. Типичные экспериментальные зависимости  $\varphi(x)$ : 1 –  $\bullet$  –  $T = 1,199$  К; 2 –  $\blacksquare$  –  $T = 1,194$  К; 3 –  $\circ$  –  $T = 1,88$  К. На вставке показан ход лучей при отражении от поверхности кристалла

Рис. 2. Пример обработки результатов измерений:  $\square$  –  $T = 1,212$  К,  $\times$  –  $T = 1,223$  К,  $\diamond$  –  $T = 1,193$  К. Сплошные кривые соответствуют зависимостям вида  $\varphi = (z_0/a) \text{sh}(x - x_0/a)$  с  $a = 1,06$  мм

Типичные экспериментальные кривые представлены на рис. 1. Кривая 1 соответствует  $T > T_c$ , когда поверхность полностью скруглена; кривые 2, 3 —  $T < T_c$ , в этом случае поверхность содержит плоский участок (область, где  $\varphi = 0$ ), размер которого непрерывно уменьшается до нуля, если  $T \rightarrow T_c$ . При фиксированной температуре угол  $\varphi$  на границе плоского и скругленного участков меняется непрерывным образом, т. е. ребра на поверхности отсутствуют. Это означает, что наблюдаемый переход не является переходом первого рода<sup>3, 11, 12</sup>; для сравнения на рис. 1 приведена сплошная кривая, рассчитанная для перехода первого рода согласно<sup>12</sup> (при размере плоского участка 4 мм).

Результаты измерения поверхностной жесткости  $\tilde{\alpha}$  для перехода 1 сводятся к следующему. При  $T > T_{c1}$  экспериментальные кривые для всех исследованных образцов могут быть описаны соотношением  $z'_x = \frac{z_0 \operatorname{sh} \frac{x-x_0}{a}}{a}$ , которое следует из уравнения (1), если  $\tilde{\alpha} = \text{const}$ , с одним и тем же значением капиллярной постоянной  $a = 1,10 \pm 0,04$  мм, независимо от температуры (в интервале от  $T_{c1}$  до 1,30К) и от угла  $\varphi_{0x}$ . При этом значения  $z_0$  от образца к образцу изменяются примерно на порядок. При температурах ниже  $T_{c1}$  на 0,01 — 0,02К, когда размер плоского участка еще не слишком велик, ветви экспериментальных кривых, соответствующие скругленным участкам, описываются такими же соотношениями, с тем же значением  $a$  (см. рис. 2). Таким образом, всюду в окрестности перехода 1 (при  $0 < \varphi \lesssim 0,1$  рад)  $\tilde{\alpha}$  — постоянная, равная  $\tilde{\alpha} = \Delta \rho g a^2 = 0,21 \pm 0,015$  эрг/см<sup>2</sup>. Этот результат не согласуется ни с предсказаниями теории среднего поля<sup>2</sup>, согласно которой  $\tilde{\alpha}$  неограниченно возрастает вблизи перехода, ни с предсказаниями микроскопических точно решаемых моделей поверхности<sup>5, 6</sup>, согласно которым  $\tilde{\alpha} \rightarrow 0$  при  $T < T_c$  и  $\varphi \rightarrow 0$ . Само значение  $\tilde{\alpha}$  также не соответствует предложенному рядом авторов<sup>4, 5</sup> универсальному соотношению  $\tilde{\alpha}(T \rightarrow T_c, \varphi = 0) = \frac{\pi kT}{2 d^2}$ , где  $d$  — межплоскостное расстояние для данной грани.

Для перехода 2 получены аналогичные, хотя и менее полные данные. Дело в том, что в этом случае симметрия особой грани более низкая, чем при переходе 1, и величина  $\tilde{\alpha}$  может существенно зависеть от угла между осью  $x$  и  $c$ -осью кристалла. Для исследованных нами образцов этот угол изменялся в пределах  $70 \div 85^\circ$ , при этом измеренные значения капиллярной постоянной оказались около 1,2 мм. Существенно, что, как и при переходе 1, плоский участок возникает непосредственно из выпуклой поверхности, без промежуточной "цилиндрической" стадии, существование которой предсказывает теория среднего поля<sup>2</sup>.

Наша попытка наблюдать переходы огранения в кристаллах He<sup>3</sup> дала отрицательный результат. А именно, было установлено, что вплоть до температуры 0,32К, соответствующей минимуму на кривой плавления, где реализуется наиболее благоприятная ситуация для наблюдения равновесной формы кристаллов He<sup>3</sup>, фазовых переходов огранения не происходит.

Мы благодарны А.Ф. Андрееву, В.И. Марченко и А.И. Шальникову за многочисленные полезные дискуссии.

#### Литература

1. Burton W.K., Cabrera N. Disc. Faraday Soc., 1949, 5, 33.
2. Андреев А.Ф. ЖЭТФ, 1981, 80, 2042.
3. Марченко В.И. Письма в ЖЭТФ, 1981, 33, 397; 1982, 35, 459.
4. Fisher D.S., Weeks J.D. Phys. Rev. Lett., 1983, 50, 1077.
5. Jayaprakash C., Saam W.F., Teitel S. Phys. Rev. Lett., 1983, 50, 2017.
6. Rottman C., Wortis M. Phys. Rev. B., 1984, 29, 328.
7. Avron J.E., Balfour L.S., Kuper C.G., Landau J., Lipson S.G., Schulman L.S. Phys. Rev. Lett., 1980, 45, 814.
8. Кешишев К.О., Паршин А.Я., Бабкин А.В. ЖЭТФ, 1981, 80, 716.
9. Wolf P.E., Balibar S., Gallet F. Phys. Rev. Lett., 1983, 51, 1366.
10. Воронин В.И. ПТЭ, 1980, 6, 193.

11. *Марченко В.И.* ЖЭТФ, 1981, 81, 1141,

12. *Keshishev K.O., Parshin A.Ya., Shal'nikov A.I.* Soviet Scientific Reviews, Section A: Physics Reviews, edited by I.M.Khalatnikov, 1982, 4, 155.

Институт физических проблем  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
25 апреля 1984 г.

---