

Образование стекольной фазы в твердом ^4He . Вклад в давление в области суперсолид

В.Н. Григорьев, В.А. Майданов, В.Ю. Рубанский, С.П. Рубец,
Э.Я. Рудавский, А.С. Рыбалко, В.А. Тихий

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

Статья поступила в редакцию 15 ноября 2007 г.

Методом прецизионной барометрии проведены измерения температурной зависимости давления кристаллов гелия, находящихся при постоянном объеме, в области температур 50–800 мК на кристаллах разного качества — от свежеприготовленных до тщательно отожженных. Обнаружено, что в неотожженных образцах появляется дополнительный вклад в давление, пропорциональный T^2 , который становится доминирующим при $T < 300$ мК, т.е. в области, где ранее наблюдалось аномальное поведение твердого гелия, приписываемое эффекту суперсолид. Такое поведение давления характерно для стекольной фазы, причем в тщательно отожженных образцах вклад этой фазы практически отсутствовал. Наблюдаемый эффект свидетельствует о том, что в твердом гелии, содержащем высокую концентрацию неравновесных дефектов, при охлаждении легко образуется стеклообразная фаза. В экспериментах также зарегистрирована аномально высокая релаксация давления в образцах низкого качества при температурах, близких к температуре плавления. Обсуждаются возможные причины этого эффекта.

Методом прецизійної барометрії проведено вимірювання температурної залежності тиску кристалів гелію, що перебувають при постійному об'ємі, в області температур 50–800 мК на кристалах різної якості — від тих, які щойно приготовлено, до ретельно відпалених. Виявлено, що в невідпалених зразках з'являється додатковий внесок у тиск, пропорційний T^2 , що стає домінуючим при $T < 300$ мК, тобто в області, де раніше спостерігалася аномальна поведінка твердого гелію, яка приписується ефекту суперсолид. Така поведінка тиску характерна для склоподібної фази, причому в ретельно відпалених зразках внесок цієї фази практично був відсутній. Спостережуваний ефект свідчить про те, що у твердому гелії, який містить високу концентрацію нерівноважних дефектів, при охолодженні легко утворюється склоподібна фаза. В експериментах також зареєстровано аномально високу релаксацію тиску в зразках низької якості при температурах, близьких до температури плавлення. Обговорюються можливі причини цього ефекту.

PACS: 67.80.–s Квантовые кристаллы.

Ключевые слова: твердый гелий, стекольная фаза, неравновесные дефекты.

1. Введение

Возможность сверхтекучести квантовых кристаллов, предсказанная теоретически более 30 лет назад [1–3], постоянно привлекает внимание экспериментаторов. Интерес к этой проблеме резко возрос после сенсационных результатов Кима и Чэна [4], обнаруживших неклассический момент инерции в торсионных экспериментах в твердом ^4He при $T < 0,2$ К. Однако в настоящее время по-прежнему нет консенсуса в

понимании природы этих эффектов, которые обычно приписываются явлению суперсолид (сверхтекучести квантовых кристаллов). В этом отношении важная информация может быть получена из термодинамических измерений в ^4He — измерений теплоемкости и давления. Здесь можно было бы ожидать два эффекта — аномалию при температуре перехода системы в состояние суперсолид и специфичный вклад от новой фазы, имеющий температурную зависимость, отличную от вклада фононной подсистемы.

Наиболее полно термодинамические свойства твердого ${}^4\text{He}$ были исследованы с помощью измерений теплоемкости [5–12]. Однако ни в одном из этих экспериментов не было обнаружено какой-либо аномалии, которую можно было бы связать с переходом в состояние суперсолид. Лишь недавно в работе [13] наблюдали размытый максимум теплоемкости, который авторы связывают с переходом кристалла из нормальной фазы в фазу суперсолид.

Что же касается температурной зависимости теплоемкости, то, согласно одному из возможных сценариев, предполагалось, что состояние суперсолид может быть связано с образованием неупорядоченной стекольной фазы (см., например, обзор [14]). В таком случае можно было бы ожидать наличие линейного члена в теплоемкости в дополнение к кубическому члену, связанному с фононами. Анализ имевшихся экспериментов [5–12] показал, что в половине из этих работ [5,8–10] отмечалось отсутствие линейного по температуре вклада в теплоемкость, в то время как в другой половине [6,7,11–12] сообщалось о наличии небольшого линейного вклада, который в большинстве случаев имел тот же порядок величины или даже был меньше теплоемкости пустой ячейки. Таким образом, вопрос об образовании стекольной фазы в области суперсолид оставался открытым.

Ответа на этот вопрос не удалось получить и в экспериментах, использовавших измерение давления твердого гелия при постоянном объеме [15–17]. Здесь также не было обнаружено каких-либо аномалий в области существования суперсолид.

В такой ситуации представлялось целесообразным провести специальный поиск условий возможного образования стекольной фазы в твердом гелии. В отличие от прежних экспериментов [5–12,15–17], важно было использовать кристаллы гелия различного качества — от свежеприготовленных образцов до хорошо отожженных. В качестве метода исследования был выбран метод прецизионной барометрии по двум причинам. Во-первых, он обеспечивает высокую точность измерений. Во-вторых, в отличие от измерений теплоемкости, в этом случае не возникает вклада, эквивалентного вкладу пустого калориметра.

Если твердый гелий рассматривать как систему, состоящую из нескольких подсистем, то связь между измеренным значением полного давления кристалла $P(T)$ и теплоемкостью выражается уравнением Мая–Грюнейзена (см., например, [18]):

$$\left(\frac{dP}{dT}\right)_V = \sum_i \frac{\gamma_i C_i}{V}, \quad (1)$$

где V — молярный объем твердого гелия, γ_i и C_i — параметр Грюнейзена и теплоемкость i -й подсистемы.

Анализ температурной зависимости давления твердого гелия [19] в области температур 0,2–0,7 К показал, что в высококачественных кристаллах вклад в давление вносят вакансионная и фононная подсистемы $P_{\text{vac}}(T)$ и $P_{\text{ph}}(T)$. В общем случае температурная зависимость полного давления может быть записана в виде

$$P(T) = P_0 + P_{\text{vac}}(T) + P_{\text{ph}}(T) + P_{\text{other}}(T), \quad (2)$$

где $P_0(T)$ — давление при $T = 0$, а член $P_{\text{other}}(T)$ учитывает вклад других возможных подсистем, которые при определенных условиях могут образовываться в твердом гелии.

В рамках такого подхода в настоящей работе был проведен поиск стекольной фазы в твердом гелии в той области, где проявлялись эффекты, приписываемые образованию сверхтекучей фазы. Первые полученные результаты были опубликованы в работе [20].

2. Эксперимент

2.1. Приготовление образцов и методика измерений

Образцы твердого гелия выращивали из газообразного ${}^4\text{He}$ методом блокировки капилляра. Исследуемый кристалл, имеющий форму цилиндра диаметром 9 мм и высотой 1,5 мм, находился в медной ячейке, которая через разъемный конический тепловой контакт была связана с плитой камеры растворения. Такая ячейка обеспечивала надежное охлаждение образца с малым временем тепловой релаксации.

Верхняя крышка измерительной ячейки (рис. 1) представляла собой мембрану, сделанную из бериллиевой бронзы, толщиной 0,9 мм, которая и играла роль подвижного электрода емкостного датчика давления Страти–Адамса. Последний обеспечивал измерение

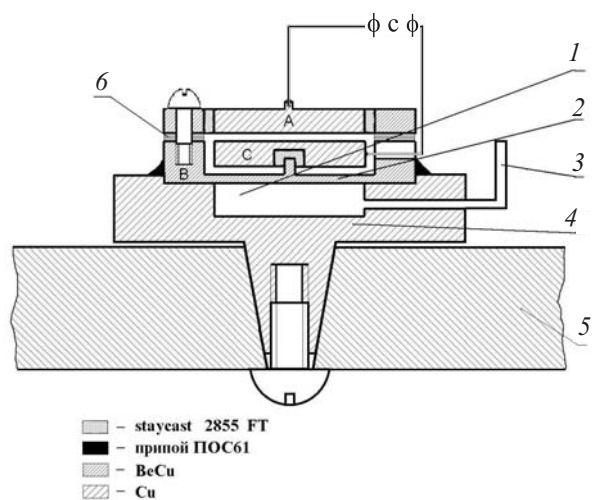


Рис. 1. Схема измерительной ячейки: образец (1), мембрана емкостного датчика давления (2), капилляр заполнения (3), корпус (4), плита камеры растворения (5), диэлектрическая прокладка (6). А, В, С — см. текст статьи.

Таблица 1. Основные характеристики исследованных образцов

№ образца	$V, \text{см}^3/\text{моль}$	$T, \text{мК}$	$a_G \cdot 10^3, \text{бар} \cdot \text{К}^{-2}$	Примечание	№ образца	$V, \text{см}^3/\text{моль}$	$T, \text{мК}$	$a_G \cdot 10^3, \text{бар} \cdot \text{К}^{-2}$	Примечание
1	20,4*	150–470	2,29		17	20,27			
2	20,3*	450–86	0,47		18	20,62	800–100	2,31	
3	20,5*	420–140	1,56				100–700	1,8	
4	20,3*	500–100	0,94				700–100	3,76	
5	20,4*	500–120	0,22				100–500	1,91	
6	20,4*	450–100	0,54				200–750	2,02	Отжиг 4 ч
7	20,0*	400–140	1,31				80–800	4,54	
8	20,36	90–400	0,12	Релаксация			550–80	0,39	Отжиг 3 ч
		200–600	0,74	Отжиг 10 ч			50–700	2,12	
9				Релаксация			350–150	–0,53	
10	20,36	600–100	1,94				80–750	1,56	
		100–700	5,44		650–135	–0,73	Отжиг 25 ч		
		100–400	2,38		100–700	0,63			
11	20,6 9	450–100	2,6	Отжиг 2,5 ч	700–150	0,18			
		100–450	3,02		100–700	0,81	Отжиг 2 ч		
		450–100	1,97	Отжиг 3 ч	500–110	0,07			
		150–450	1,98		150–600	0,57			
		450–130	1,97		600–100	2,24	Отжиг 1 ч		
12	20,37	190–400	0,27		100–650	0,39			
		650–100	0,2		650–100	0,07	Отжиг 2 ч		
		100–600	2,27		100–650	–0,63			
13	20,03	500–100	1,25		700–100	4,57			
		550–100	2,47		100–650	0,28			
		100–400	6,46		750–130	2,99			
		550–100	1,75		100–650	4,13			
14	19,83	150–600	1,76		760–130	1,29			
		400–100	3,23	Отжиг 1 ч	80–670	2,14			
		400–100	3,45		700–150	1,49	Отжиг 1 ч		
15	20,12	800–80	1,35	Отжиг 20 ч	100–600	1,97			
		120–300	–0,74		600–100	1,68			
		600–100	2,31		150–550	2,52			
16	20,38	100–800	1,05		550–100	2,64			
		800–100	1,66	Отжиг 24 ч	100–650	1,36			
		100–800	3,7		550–100	1,55			
		400–100	1,42		100–650	2,17			
		700–150	6,03		700–80	0,49	Отжиг 48 ч		
16	20,38	180–800	5,87		75–660	0,59			
		700–100	0,25		550–70	1,49			
		100–700	7,47		90–660	0,91			
		700–100	1,77		650–75	0,73			
		100–500	0,39	Отжиг 24 ч	100–700	0,97			

* — отмечены значения молярных объемов, для которых не измерялись величины P_0 . Эти молярные объемы известны с ошибкой $\pm 0,1 \text{ см}^3/\text{моль}$.

давления кристалла *in situ* с разрешением ± 3 Па. Для измерения температуры использовали термометр сопротивления из RuO_2 и кристаллизационный термометр, основанный на измерении кривой плавления ^3He . Термометры располагали рядом с измерительной ячейкой на плите камеры растворения. Более подробно конструкция и особенности измерительной ячейки описаны ранее [21].

Точное содержание возможных примесей ^3He в используемом ^4He , имевшем коммерческую чистоту, не измерялось. Чтобы уменьшить концентрацию ^3He в образце, при создании высокого давления с помощью адсорбционного газификатора удалялись путем откачки первые порции десорбированного газа, богатые ^3He . Об отсутствии заметной концентрации ^3He свидетельствовал тот факт, что при охлаждении образца до ~ 50 мК не было обнаружено фазового расслоения.

Основные эксперименты проводили следующим образом. После выращивания исследуемого кристалла образец охлаждался до ~ 1 К с максимально возможной скоростью (~ 30 мК/мин) для получения максимальной концентрации дефектов в кристалле. Затем происходило ступенчатое охлаждение образца с шагом 30–100 мК до температур ниже 100 мК. При этом на каждой ступени охлаждения измеряли соответствующее равновесное значение давления. После изотермической выдержки при минимальной температуре в течение нескольких часов образец отогревался такими же ступеньками с одновременным измерением давления. После этого образец подвергался отжигу вблизи температуры плавления, и затем вся вышеизложенная процедура измерений повторялась снова. В эксперименте использованы разные режимы отжига (см. раз. 4). Всего исследовано 20 образцов в области давлений 28–43 бар и температур 50 мК–0,8 К. Основные характеристики образцов приведены в табл. 1.

2.2. Связь изменения емкости с давлением в датчиках типа Страти–Адамса

В емкостных датчиках давления Страти–Адамса практически неизбежна емкостная связь между измерительными пластинами конденсатора. Калибровка емкостного датчика, которая, как правило, производится при одной фиксированной температуре, частично учитывает такую связь. Однако более точный учет, в частности при наличии температурной зависимости паразитной емкости, требует специального рассмотрения.

Давление, измеряемое датчиком Страти–Адамса, обычно рассчитывают с помощью соотношения (см., например, [22])

$$P = A_1 \left(\frac{1}{C_0(0)} - \frac{1}{C(P)} \right), \quad (3)$$

где A_1 — константа, $C_0(0)$ и $C(P)$ — емкости измерительного конденсатора при давлении равном 0 и P соответственно. При наличии паразитной емкостной связи между пластинами А и С конденсатора (см. рис. 1) формула (3) становится неудобной в применении, особенно в случае, когда паразитная емкость C_b оказывается зависящей от температуры (см. ниже). В данном случае $C_b = (C_{AB}^{-1} + C_{BC}^{-1})^{-1}$ (рис. 1), где C_{AB} и C_{BC} — емкости между изолированными деталями А–В и В–С на рис. 1. С учетом паразитной емкости

$$C_0(0) = C_{00} + C_b, \quad (4)$$

где $C_{00} = a/d_0$, d_0 — расстояние между пластинами конденсатора при $P=0$, а константа a для круговых пластин с радиусом R в пренебрежении краевыми эффектами равна $R^2/4$.

Если считать, что C_b не зависит от давления, то

$$C(P) = \frac{C_{00}}{1 - \Delta d(P)/d_0} + C_b, \quad (5)$$

где Δd — изменение расстояния между пластинами при приложении давления P . Тогда

$$\Delta C = C(P) - C(0) = \frac{C_{00}\Delta d}{d_0(1 - \Delta d/d_0)}. \quad (6)$$

Обычно считается, что Δd является линейной функцией давления, т.е. $\Delta d = kP$ (k — константа, определяемая упругими свойствами мембраны). С учетом этого можно записать

$$\frac{1}{\Delta C} = \frac{A}{P} + B, \quad (7)$$

где $A = \frac{d_0}{C_{00}k}$, $B = C_{00}^{-1}$.

Таким образом, построив градуировочный график зависимости ΔC^{-1} от P^{-1} , можно надежно определить величины A и B и в дальнейшем использовать (7) для нахождения давления по измеренным значениям ΔC . Подчеркнем, что выражение (7) пригодно и в случае зависящей от температуры паразитной емкости. При не зависящих от температуры параметрах A и B градуировка может быть осуществлена при любой температуре, а также при изменяющейся температуре, как это имеет место при градуировке кристаллизационных термометров. При $\Delta C < C_{00}$ справедлива эквивалентная запись (7):

$$P = A\Delta C \sum_{m=0}^n (-1)^m (B\Delta C)^m, \quad (8)$$

где n выбирается из условия достижения необходимой точности градуировки. Формулу (8) сравним с (3), которую можно записать в виде

$$P = \frac{A_1 \Delta C}{C_0(0) C(P)}. \quad (9)$$

Из (9) следует, что коэффициент перед ΔC в случае C_b (входящей в $C_0(0)$ и $C(P)$), зависящей от температуры, также зависит от температуры, а это означает, что использование для определения давления формулы (3) требует градуировки при всех температурах, в то время как для формулы (8) достаточно градуировки при одной температуре.

Оценки показали, что при прецизионном измерении давления учет паразитной емкости и ее температурной зависимости является существенным.

3. Анализ температурной зависимости давления

Основная цель настоящей работы — поиск вклада в давление стеклоподобной фазы, появление которой можно было ожидать при быстрой кристаллизации в условиях постоянного объема. Как известно, одним из характерных признаков наличия стекольной фазы в диэлектриках считается наличие линейного вклада в температурную зависимость теплоемкости. Такому вкладу соответствует квадратичный член в зависимости $P(T)$. Основные измерения $P(T)$ были проведены при $T < 0,8$ К, чтобы исключить вклад в давление вакансий, которые практически не изучались в несовершенных кристаллах. В таких условиях соотношение (2) может быть записано в виде

$$P = P_0 + a_p T^4 + a_g T^2, \quad (10)$$

a_p и a_g — постоянные (при $V = \text{const}$), характеризующие вклад в давление фоновой и стекольной подсистем.

Типичный вид экспериментальных зависимостей $P(T)$ представлен на рис. 2 для двух образцов. Наиболее наглядно наличие стеклоподобной фазы может быть проиллюстрировано путем построения графика зависимости $(P - P_0)/T^2$ как функции T^2 (см. рис. 3). На таком графике угол получающихся прямых характеризует фоновый вклад, а «отсечка» на оси ординат при $T = 0$ — стекольный. На рисунке представлены данные для трех образцов: тщательно отожженного, частично отожженного и неотожженного. Видно существенное различие стекольных вкладов. Тем не менее такие графики носят лишь иллюстративный характер и мало пригодны для количественной обработки из-за завышенного вклада точек, соответствующих малым значениям $P - P_0$, сравнимых с точностью измерения давления. Поэтому основная обработка данных была проведена с помощью соотношения (7), которое с использованием P в форме (10) и с учетом того, что $P_0 \gg P_{ph}$ и P_g , можно записать в виде

$$\Delta C^{-1} = \alpha - \beta T^2 - \gamma T^4, \quad (11)$$

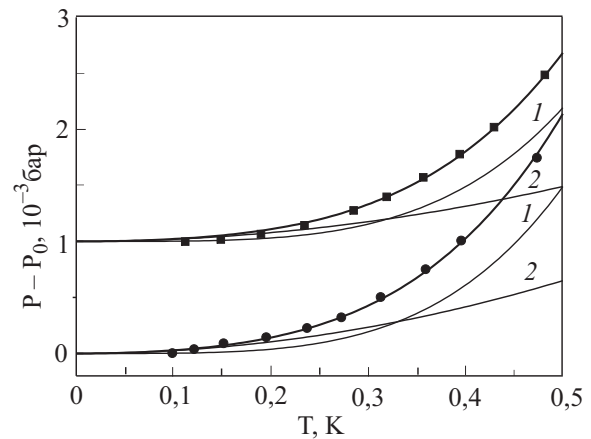


Рис. 2. Температурная зависимость измеренных значений $P(T) - P(0)$ для двух неотожженных образцов №13 (●) и №20 (■) с молярными объемами 20,03 и 20,49 $\text{см}^3/\text{моль}$. Кривые 1 и 2 описывают фоновый и стекольный вклады соответственно.

где $\alpha = \left(\frac{d_0}{kP_0} - 1 \right) \frac{1}{C_{00}}$, $\beta = \frac{d_0 a_g}{kP_0^2 C_{00}}$, $\gamma = \frac{d_0 a_p}{kP_0^2 C_{00}}$ — па-

раметры, в изучаемой области не зависящие от P и T .

Отметим, что использование для обработки результатов формулы (11) позволяет вообще обойтись без предварительной градуировки датчика давления, что может существенно повысить надежность определяемых параметров.

На предварительной стадии обработки было установлено, что найденные значения a_p оказались практически совпадающими с рассчитанными по универсальным соотношениям для фонового вклада в [19,23], поэтому окончательную обработку проводили с использованием расчетных значений $a_p = 1,322 \cdot 10^{-9} V^{5,534}$ бар·К $^{-4}$ (V — в $\text{см}^3 \cdot \text{моль}^{-1}$).

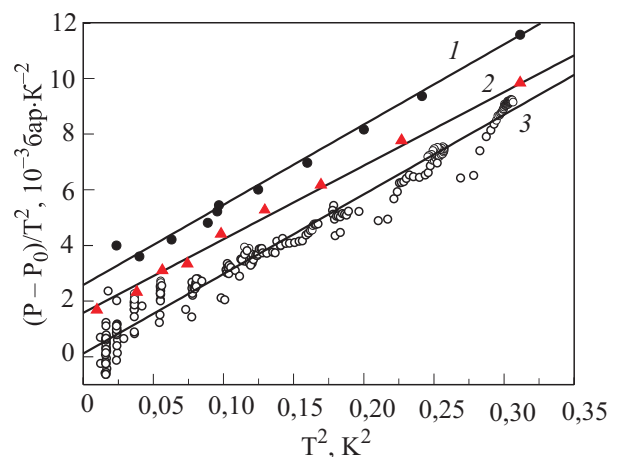


Рис. 3. Зависимость $(P - P_0)/T^2$ от T^2 , иллюстрирующая проявление фонового и стекольного вкладов в неотожженном (1), частично отожженном (2) и полностью отожженном (3) образцах. Зависимости (1) и (2) построены с использованием усредненных данных.

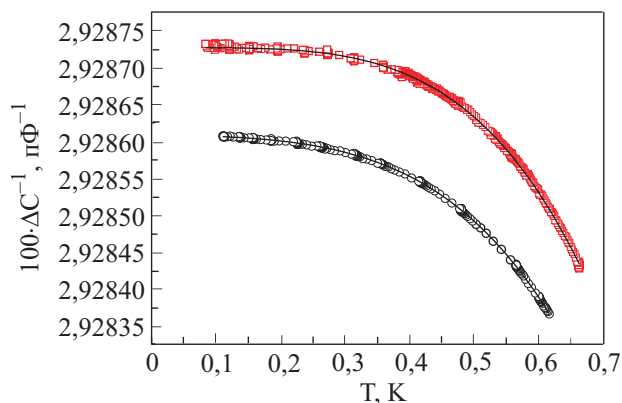


Рис. 4. Температурная зависимость величины $100/\Delta C$, иллюстрирующая качество описания экспериментальных данных с помощью (11). Данные для образцов №19 (○) и 20 (□) с молярными объемами 20,02 и 20,49 см³/моль.

Качество описания экспериментальных данных с помощью (11) иллюстрирует рис. 4.

Описанной процедуре обработки были подвергнуты данные образцов, для которых в ходе измерений не наблюдались процессы релаксации, т.е. изменение давления при постоянной температуре (см. разд. 4). Полученные при этом значения a_g имели значительный разброс особенно для неотожженных образцов. Такой разброс представляется вполне естественным, поскольку значения a_g в существенной мере определяются степенью дефектности образца, которая практически не контролируется. Данные для различных давлений лежат в пределах разброса. В табл. 2 приведены усредненные значения a_g и среднеквадратичные отклонения для трех категорий образцов: неотожженные, частично отожженные и тщательно отожженные. Ко второй категории образцов отнесены те, которые отжигались менее 10 ч. Видно, что для этих образцов значения a_g лежат в пределах разброса данных для неотожженных образцов. Частичный отжиг сказался в основном лишь в уменьшении разброса. Для отожженных образцов значения a_g лишь незначительно превосходят среднеквадратичное отклонение. Величины стекольного вклада для неотожженных образцов видны на рис. 2, а стекольный и фоннный вклады сравниваются при $T \approx 0,3$ К, т.е. в области эффекта суперсолид.

Таблица 2. Усредненное значение коэффициента a_g , описывающего вклад стекольной фазы, для трех типов образцов.

	$a_g \cdot 10^3, \text{бар} \cdot \text{К}^{-2}$	σ_{a_g}	Количество экспериментов
Неотожженный	2,33	0,35	33
Частично отожженный	1,68	0,25	27
Отожженный	0,58	0,17	14

Найденные значения a_g можно сопоставить с коэффициентами линейного вклада в теплоемкость. Однако количественное сравнение затруднено из-за неопределенности соответствующего параметра Грюнейзена. Если предположить, что он приблизительно такой же, как и в фоннной подсистеме, то наши данные оказываются довольно близкими к результатам, полученным при обработке данных [6], и приблизительно на порядок больше, чем найденные в [24] при обработке данных [12].

Таким образом, проведенные исследования показали, что в образцах ⁴He, кристаллизующихся в условиях постоянного объема, возникают метастабильные состояния, проявляющие квазистекольное поведение, и устраняемые только после тщательного отжига.

4. Релаксационные процессы и отжиг

Как уже отмечалось, все исследованные образцы готовили методом блокировки капилляра. При этом кристаллизация осуществлялась в условиях постоянного объема при непрерывном изменении температуры и давления, что привело к получению поликристаллических образцов, содержащих большое число неравновесных дефектов. Тем не менее в большинстве образцов не было зарегистрировано заметной релаксации не только при охлаждении, но и при последующем отогреве, пока температура не приближалась к температуре плавления T_m на величину 100 мК. На рис. 5 представлено типичное поведение давления в таких образцах при изменении

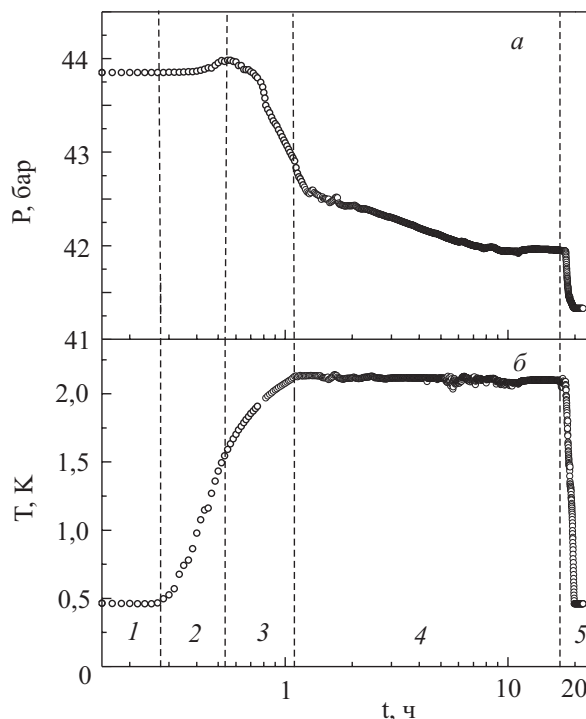


Рис. 5. Изменение давления в образце №14 со временем (а) под влиянием изменения температуры или отжига (б).

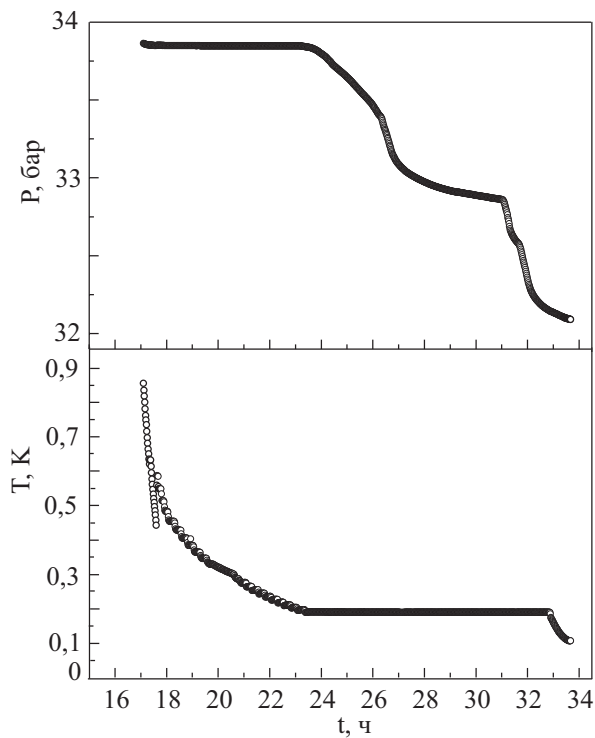


Рис. 6. Низкотемпературная релаксация давления в образце №3.

нии температуры, при этом выделено 5 характерных областей. Область 1 характеризует состояние образца после быстрого первичного охлаждения. Здесь при постоянной температуре (≈ 500 мК) сохраняется постоянное значение давления ($\approx 43,8$ бар). В области 2 повышение температуры приводит к небольшому росту давления, обусловленному возрастанием фононного и вакансионного вкладов. В области 3 дальнейшее повышение температуры сопровождается достаточно резким падением давления, которое в области 4 сменяется более плавным, происходящим при постоянной температуре отжига. Давление стабилизируется только через 15–20 ч. Охлаждение отожженного образца (область 5) до исходной температуры вызывает дальнейшее уменьшение давления, так что разность давлений в исходном и конечном состояниях оказывается $\approx 2,5$ бар.

Такое большое падение давления трудно объяснить. Если связывать его с исчезновением при отжиге неравновесных вакансий или дислокаций, то придется предположить неправдоподобно высокую концентрацию этих дефектов в исходном образце. В предположении, что сжимаемость исходных образцов приблизительно такая же, как в обычном твердом гелии, можно оценить изменение средней плотности, соответствующее обнаруженному значению ΔP . Оно оказывается $\approx 0,5\%$. Такую величину можно получить, если считать, что в исходном состоянии образец содержит $\approx 5\%$ неравновесных капель жидкости. Гипотеза о возможности образования таких капель в процессе кристаллизации на шероховатостях стенок

ампулы с образцом была высказана Косевичем и Сватко [25]. Однако в условиях нашей геометрии такое количество жидкости соответствует сплошному слою толщиной более 10^{-2} мм на стенках образца, что неправдоподобно. Образование подобных капель в объеме также весьма проблематично. Обнаруженные недавно в работе Риттнер и Реппи [26] еще более высокие значения ΔP при отжиге образца также свидетельствуют не в пользу такой интерпретации. Складывается впечатление, что рассматриваемый эффект нельзя объяснить без предположения об особых свойствах стеклоподобной фазы, образующейся в условиях быстрой кристаллизации.

Описанное выше поведение было характерным для большинства образцов. Однако в ряде случаев наблюдались другие виды релаксационных процессов. Наиболее неожиданное поведение было зарегистрировано для образца №3 (рис. 6), в котором значительная релаксация давления произошла уже при первом охлаждении. Как видно на рисунке, давление в образце сохранялось почти постоянным вплоть до $T = 0,2$ К (уменьшение P за счет фононного и вакансионного вкладов в масштабе рисунка не видны), а затем резко и не очень монотонно уменьшилось на величину более 1,5 бар, сравнимую с полученной при высокотемпературном отжиге (рис. 5). Обращает на себя внимание практическое совпадение температуры такого

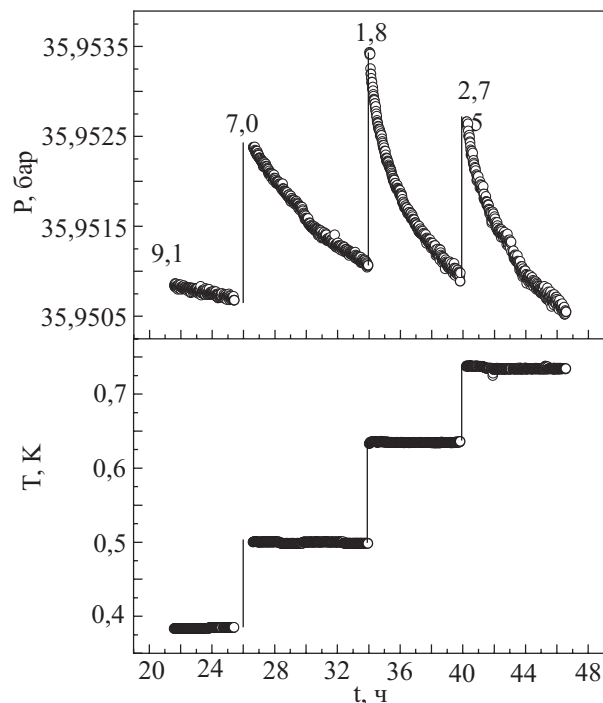


Рис. 7. Релаксация давления в образце №8 при ступенчатом повышении температуры. Цифры около кривых показывают характерные времена (в часах), найденные при обработке данных экспоненциальными временными зависимостями.

низкотемпературного отжига с областью проявления эффектов суперсолид.

Еще одна разновидность релаксационного поведения была обнаружена в образце №8, где релаксация давления началась в процессе отогрева. На рис. 7 представлены последовательные стадии этого процесса. Зависимости $P(t)$ на каждой стадии могут быть описаны экспонентами. Значение характерных времен (в часах), найденные при такой обработке, указаны около соответствующих кривых. Видно, что скорость релаксации заметно возрастает по мере повышения температуры, достигая максимума при $T \approx 650$ мК, и затем начинает снижаться. Учитывая, что релаксационные процессы, скорее всего, определяются свойствами квазистекольной фазы, о которых пока ничего не известно, обсуждение механизмов возникновения максимума явно преждевременно, тем более, что такое поведение обнаружено только для одного образца. Интересно отметить, что полученное при обработке значение конечного давления для всех кривых совпадает в пределах нескольких мбар, но оказывается больше истинного равновесного значения, найденного в дальнейшем при полном отжиге, на $\sim 1,5$ бар. Это дает основание полагать, что в данном случае релаксация ведет к какому-то промежуточному метастабильному состоянию.

Разнообразие наблюдаемых релаксационных эффектов свидетельствует о том, что в результате быстрой кристаллизации гелия в условиях постоянного объема получают образцы, находящиеся в различных состояниях, общим свойством которых является большое отличие давления от равновесного. Природа этого эффекта и его (возможная) связь с явлением суперсолид требует дополнительного исследования.

Заключение

Проведенная в настоящей работе серия экспериментов позволила впервые установить, что в поликристаллических образцах твердого гелия, выращенных при постоянном объеме и содержащих заметную концентрацию дефектов, проявляется поведение давления, характерное для стеклообразного состояния, которое устраняется только после тщательного отжига. Этот результат свидетельствует в пользу того, что необычное поведение твердого гелия в области суперсолид может быть связано с образованием неупорядоченной стекольной фазы. Такой сценарий согласуется с результатом моделирования, проведенного из первых принципов методом Монте-Карло, где рассматривалось поведение сжатого ^4He при его быстром охлаждении [27]. В настоящее время остается открытым вопрос о том, является ли такая стеклообразная фаза сверхтекучей, как было предсказано в [27], или нормальной, как это рассматривается в [28].

Отметим, что в недавней работе Андреева [29] обращается внимание на то, что необычные свойства твердого гелия, приписываемые состоянию суперсолид, существенно отличаются как от нормального, так и от сверхтекучего состояния квантового кристалла. При этом наблюдаемый в экспериментах неклассический момент инерции может являться следствием скоррелированного туннельного движения групп атомов, составляющих двухуровневую систему. В этом смысле предлагается использовать термин суперсолид не как синоним сверхтекучего квантового кристалла, а для обозначения специфических свойств квантовых стекол. Ясно, что эта проблема требует дальнейших экспериментальных и теоретических исследований.

Еще одним важным результатом настоящей работы является наблюдение гигантской релаксации давления у неотожженных образцов твердого гелия. Последующие эксперименты Риттнер и Реппи [26] показали, что эффект усиливается с ростом отношения поверхности образца к его объему. Причина такого поведения является следствием крайне необычных свойств образующейся стеклообразной фазы и также требует дополнительных исследований.

Авторы выражают благодарность Н. Прокофьеву, Б. Свистуну, Д. Филю, Р. Хеллаку, С. Шевченко за полезные дискуссии.

Работа выполнена при поддержке грантов CRDF (проект 2853), УНТЦ (проект 3718) и МОН Украины (проект M226).

1. А.Ф. Андреев, И.М. Лифшиц, *ЖЭТФ* **56**, 2057 (1969).
2. G.V. Chester, *Phys. Rev.* **A2**, 256 (1970).
3. A. Leggett, *Phys. Rev. Lett.* **25**, 1543 (1970).
4. E. Kim and M. Chan, *Nature* **427**, 225 (2004); *Science* **305**, 1941 (2004).
5. F.J. Webb, K.R. Wilkenson, and J. Walks, *Proc. Roy. Soc.* **A214**, 546 (1952).
6. E.C. Heltemts and C.A. Swenson, *Phys. Rev.* **128**, 1512 (1962).
7. J.P. Frank, *Phys. Lett.* **11**, 208 (1964).
8. D.O. Edwards and R.C. Pandorf, *Phys. Rev.* **140**, 816 (1965).
9. G. Ahlers, *Phys. Lett.* **22**, 404 (1966).
10. W.R. Gardner, J.K. Hoffer, and N.E. Philips, *Phys. Rev.* **A7**, 1505 (1970).
11. S. Castles and E.D. Adams, *J. Low Temp. Phys.* **19**, 397 (1975).
12. A.C. Clark and M. Chan, *J. Low Temp. Phys.* **138**, 853 (2005).
13. X. Lin, A.C. Clark, and M.H.W. Chan, *Nature* **449**, 1025 (2007).
14. N. Prokof'ev, *Adv. Phys.* **56**, 381 (2007).
15. E. Adams, M. Meisel, E. Smandean, and J. Xia, *Bull. Am. Phys. Soc.* **35**, 1050 (1990).
16. P.G. Van der Haar, *Ph. D. Thesis*, Leiden University (1991).

17. I. Tudoschenko, H. Alles, J. Bueno, H.J. Junes, A. Parshin, and V. Tsepelin, *Phys. Rev. Lett.* **97**, 165302 (2006); *cond. mat.* 0703743 (2007).
18. I. Iwasa and H. Suzuki, *J. Phys. Soc. Jpn.* **51**, 2116 (1982).
19. Е.О. Вехов, В.Н. Григорьев, В.А. Майданов, Н.П. Михин, В.Ю. Рубанский, С.П. Рубец, Э.Я. Рудавский, А.С. Рыбалко, Е.В. Сырников, В.А. Тихий, *ФНТ* **33**, 835 (2007).
20. V.N. Grigor'ev, V.A. Maidanov, V.Yu. Rubanskii, S.P. Rubets, E.Ya. Rudavskii, A.S. Rybalko, Ye.V. Syrnikov, and V.A. Tikhii, *cond. mat.* 0702133 (2007).
21. А.Н. Ганьшин, В.Н. Григорьев, В.А. Майданов, Н.Ф. Омелаенко, А.А. Пензев, Э.Я. Рудавский, А.С. Рыбалко, Ю.А. Токарь, *ФНТ* **25**, 796 (1999).
22. F. Pobell, *Matter Meth. Low Temp.*, Springer-Verlag (1992).
23. V.N. Grigor'ev and E.O. Vekhov, *J. Low Temp. Phys.* **149**, 41 (2007).
24. A.V. Balatsky, M.J. Graf, Z. Nussinov, and S.A. Trugman, *Phys. Rev.* **75**, 094201 (2007).
25. Ю.А. Косевич, С.В. Сватко, *ФНТ* **32**, 173 (1983).
26. A.S. Rittner and J.D. Reppy, *Phys. Rev. Lett.* **98**, 175302 (2007).
27. M. Boninsegni, N.V. Prokof'ev, and B.V. Svistunov, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 105301 (2006).
28. A.V. Balatsky, M.J. Graf, Z. Nussinov, and S.A. Trugman, *cond. mat.* 0606203 (2006).
29. A.F. Andreev, *Письма ЖЭТФ* **85**, 714 (2007).

Formation of a glassy phase in solid ^4He .
Contribution to the pressure in the
supersolidity region

V.N. Grigor'ev, V.A. Maidanov, V.Yu. Rubanskii,
S.P. Rubets, E.Ya. Rudavskii, A.S. Rybalko,
and V.A. Tikhii

High-precision pressure measurements in solid ^4He , grown by the capillary blocking technique, have been made in a temperature range from 50 to 800 mK on crystals of different quality, both fresh-grown and well-annealed. In unannealed crystals, the temperature dependence of pressure demonstrates a contribution proportional to T^2 , which dominates at temperatures $T < 300$ mK, where an abnormal behavior attributed to «supersolidity» has been previously observed. Such a pressure behavior is specific to glassy phase. The contribution of a glassy phase was not observed practically in well-annealed samples. The effect observed testifies that the glassy phase is formed rather easily in solid helium with a high concentration of nonequilibrium defects. An abnormally drastic pressure relaxation in poor-quality samples was registered at temperatures close to the melting point. Possible reasons for this effect are discussed.

PACS: **67.80.-s** Quantum solids.

Keywords: solid ^4He , glassy phase, nonequilibrium defects.