

Ползучесть твердого ^4He при температурах ниже 1 К

В.А. Жучков, А.А. Лисунов, В.А. Майданов, А.С. Неонета, В.Ю. Рубанский, С.П. Рубец, Э.Я. Рудаковский, С.Н. Смирнов

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

Статья поступила в редакцию 7 ноября 2014 г., опубликована онлайн 27 января 2015 г.

В области температур $\sim 100\text{--}1000$ мК проведено экспериментальное исследование ползучести твердого ^4He путем регистрации перетекания гелия через замороженную пористую мембрану под действием постоянной внешней силы. Измерены кривые ползучести при различных температурах и механических напряжениях. Используемая методика позволила зарегистрировать малые скорости ползучести гелия вплоть до самых низких температур данного эксперимента. Обнаружено, что во всей области температур процесс ползучести является термоактивированным, а энергия активации уменьшается с понижением температуры и ростом механического напряжения. Проведенный анализ свидетельствует о том, что при температурах выше ≈ 500 мК в твердом гелии реализуется диффузионная ползучесть типа Набарро–Херринга, когда массоперенос осуществляется путем самодиффузии атомов и потока вакансий в противоположном направлении. Полученные данные позволили найти коэффициент самодиффузии в зависимости от температуры при различных напряжениях. При температурах ниже ≈ 500 мК процесс ползучести осуществляется с очень малой скоростью переноса ($\sim 10^{-13}$ см/с) и очень низкой энергией активации ($\sim 0,5\text{--}0,7$ К), а сам механизм ползучести пока остается неясным.

В області температур $\sim 100\text{--}1000$ мК проведено експериментальне дослідження повзучості твердого ^4He шляхом реєстрації перетікання гелію через заморожену пористу мембрану під дією сталої зовнішньої сили. Виміряно криві повзучості при різних температурах і механічних напругах. Методика, що використовувалась, дозволила зареєструвати малі швидкості повзучості гелію аж до самих низьких температур даного експерименту. Встановлено, що у всій області температур процес повзучості є термоактивованим, а енергія активації зменшується зі зниженням температури та ростом механічної напруги. Проведений аналіз свідчить на користь того, що при температурах вище ≈ 500 мК у твердому гелії реалізується дифузійна повзучість типу Набарро–Херрінга, коли масопереніс здійснюється шляхом самодифузії атомів і потоку вакансій у протилежному напрямі. Отримані дані дозволили знайти коефіцієнт самодифузії в залежності від температури при різних напругах. При температурі нижче ≈ 500 мК процес повзучості здійснюється з дуже малою швидкістю переносу ($\sim 10^{-13}$ см/с) і дуже низькою енергією активації ($\sim 0,5\text{--}0,7$ К), а сам механізм повзучості досі залишається неясним.

PACS: 67.80.–s Квантовые кристаллы

Ключевые слова: твердый ^4He , диффузионная ползучесть, механические напряжения.

1. Введение

Обычно под ползучестью понимают зависящий от времени процесс пластической деформации твердого тела, происходящий при постоянной внешней нагрузке или постоянном внешнем напряжении (см., например, [1]). Вопрос о ползучести твердого гелия ранее практически не обсуждался, хотя интерес к его пластическим свойствам возник довольно давно, особенно после того, как Андреев и Лифшиц в 1969 г. показали,

что дефекты в гелии из-за большой амплитуды нулевых колебаний делокализуются и могут передвигаться свободно по кристаллу [2]. В таких условиях можно ожидать проявления аномально высокой пластичности твердого гелия.

Так как кристалл гелия повторяет форму ячейки и его нельзя деформировать отдельно от ячейки, то первые эксперименты по исследованию пластических свойств твердого гелия проводили с помощью шарика, замороженного в кристалл. Вначале это был магнитный

шарик, который мог двигаться под действием внешнего неоднородного магнитного поля [3], однако в эксперименте не удалось обнаружить заметного перемещения шарика. В другом эксперименте [4] движение замороженного шарика осуществлялось с помощью специальной машины растяжения, а из полученных зависимостей сила–смещение был сделан вывод о пластическом течении твердого гелия за счет движения дислокаций. Вывод о дислокационной природе пластической деформации гелия был сделан также в работе [5], где изучали движение конденсаторной пластины в твердом гелии. Оригинальная методика исследования пластической деформации твердого гелия была разработана [6] для кристалла гелия, отделенного от стенок ячейки тонким слоем жидкого гелия. В этом случае напряжение пластического течения гелия было почти на порядок меньше, чем для образца, связанного со стенками.

Попытка обнаружить высокую текучесть твердого гелия была предпринята и в работе [7], где измеряли разность давлений между двумя камерами с твердым гелием, которые были соединены через систему капилляров. При температурах вплоть до 30 мК и при перепаде давления в несколько бар не было зарегистрировано никаких признаков текучести твердого гелия через капилляры. В последующих экспериментах [8,9] исследовали течение твердого гелия через пористую мембрану в области температур 1,3–1,7 К. Авторы обнаружили течение через такую мембрану, причем скорость течения сильно уменьшалась с понижением температуры. Полученные результаты были интерпретированы в рамках вакансионного механизма течения и их можно трактовать как проявление диффузионной ползучести твердого гелия.

Пластическое течение твердого гелия вблизи структурного фазового перехода ОЦК–ГПУ исследовали в работе [10] с помощью тонкой сверхпроводящей проволоки, которая могла перемещаться в твердом гелии в магнитном поле под действием силы Лоренца. Было обнаружено увеличение пластичности вблизи температуры перехода за счет вакансионного механизма самодиффузии атомов.

Новый всплеск интереса к пластичности твердого гелия появился после обнаружения в торсионных экспериментах [11] аномального поведения твердого ^4He при низких температурах, что связывалось с его возможной сверхтекучестью (supersolidity). Это обстоятельство стимулировало еще одну попытку обнаружить течение твердого гелия через систему капилляров [12], но результат также оказался отрицательным. В это же время эксперименты по измерению сдвигового модуля твердого гелия [13] выявили сильное изменение его вязкоупругих свойств как раз в области торсионной аномалии. Позднее в ультратонком монокристалле ^4He удалось достичь очень высокой пластичности твердого гелия [14] вследствие отсутствия примесей ^3He , которые обычно осуще-

ствляют пиннинг дислокаций. Дальнейшее исследование этой проблемы (см., например, обзоры [15,16]) позволило предположить, что аномальное поведение твердого ^4He при низких температурах связано, скорее всего, не со сверхтекучестью, а с изменением его пластичности. Поэтому актуальным является дальнейшее исследование пластических свойств твердого гелия.

В самое последнее время были проведены измерения пластической деформации твердого гелия при движении в нем очень тонкой проволоки [17]. Эксперименты, аналогичные [10], показали, что при высоких температурах наблюдается нестационарное движение проволоки с высокой скоростью — до 10^{-1} см/с в ГПУ фазе и до 10^{-6} см/с в ОЦК фазе. Однако при температурах ниже 1 К, вплоть до 10 мК, не было зарегистрировано никакого заметного перемещения проволоки. При низких температурах течение твердого гелия было исследовано в эксперименте с пористой мембраной [18], аналогичном [8,9]. Мембрана была заморожена в гелий, а ее движение происходило под действием постоянной электростатической силы. Было установлено, что при $T < 1$ К скорость течения гелия почти не зависела от температуры и составляла $\sim 10^{-11}$ см/с.

Отметим, что зарегистрированные в работе [18] значения скорости течения твердого гелия были на пределе чувствительности измерительной системы. Для получения более надежных экспериментальных данных и идентификации возможных механизмов пластического течения твердого гелия использованная ранее методика нуждалась в модернизации. В настоящей работе, продолжающей серию измерений [18], удалось существенно повысить чувствительность метода и впервые получить надежные сведения о скорости пластического течения твердого гелия при температурах ниже 1 К. При этом пластическое течение инициировалось действием постоянной внешней нагрузки, т.е. речь идет о комбинированном методе пластического деформирования твердого гелия при очень низких температурах, сочетающем ползучесть и экструзию через пористую мембрану.

2. Метод измерений

В эксперименте исследовалось течение твердого гелия через отверстия диаметром 6–8 мкм в мембране толщиной 10 мкм с пористостью 18%. Мембрана была изготовлена из предварительно всесторонне растянутой алюминизированной полимерной пленки и являлась подвижной обкладкой измерительного конденсатора, замороженного в твердый гелий. При отсутствии электрического напряжения мембрана имела плоскую форму и располагалась параллельно неподвижной обкладке конденсатора. Расстояние между мембраной и неподвижной обкладкой конденсатора в этом состоянии составляло ≈ 25 мкм, а емкость конденсатора при таком положении мембраны $C \approx 118$ пФ.

Исследуемые кристаллы ${}^4\text{He}$ выращивались при постоянном объеме, а концентрация примесей ${}^3\text{He}$ не превышала 10^{-6} . В эксперименте использовали ту же измерительную ячейку, что и в работе [18], но с другим зазором в измерительном конденсаторе, основные измерения проводили при двух постоянных молярных объемах $V_m = 21,05$ и $20,70$ см³/моль. В работе использовали два метода измерения пластических свойств твердого гелия: метод А и метод В.

Метод измерения А. Этот метод аналогичен методике, использованной авторами ранее [18]. Мембрана 1 (рис. 1(а)) в жидком гелии имела плоскую форму и при таком положении была заморожена в твердый HeII в измерительной ячейке. Затем на обкладки конденсатора, образованного мембраной 1 и неподвижным электродом 4, подавалось постоянное электрическое напряжение U , в результате чего на мембрану действовала электрическая сила. Отметим, что конфигурацию измерительного конденсатора в экспериментах методом А можно описывать формулами для тонкого плоского конденсатора, пренебрегая малыми краевыми эффектами. Полная электрическая сила, действующая на мембрану, определяется выражением

$$F = \frac{2\pi C^2 U^2}{\epsilon S}, \quad (1)$$

где S — площадь мембраны, $\epsilon \approx 1$ — диэлектрическая проницаемость твердого гелия. Мембрана, действуя на твердый гелий, заключенный внутри конденсатора, вызывала в нем появление сжимающих механических напряжений σ . Средняя величина этих напряжений оценивалась как $\sigma = F/S$, а для численных расчетов величины σ использовалась формула

$$\sigma = \frac{5,647 \cdot 10^{-5} C^2 U^2}{\epsilon S^2}, \text{ дин/см}^2, \quad (2)$$

где C — емкость конденсатора в пФ, S — площадь мембраны в см², U — электрическое напряжение в В. Вследствие перетекания твердого гелия через отверстия в мембране происходило ее смещение, которое регистрировали по изменению емкости конденсатора C . Изменение со временем среднего расстояния между мембраной и неподвижным электродом конденсатора можно оценить с помощью формулы для тонкого плоского конденсатора:

$$l(t) = \frac{\epsilon S}{4\pi C(t)}. \quad (3)$$

Представим зависимости от времени емкости конденсатора $C(t)$ и среднего расстояния между его обкладками $l(t)$ в виде

$$C(t) = C(0) + \Delta C(t), \quad l(t) = l(0) + \Delta l(t), \quad (4)$$

где $C(0)$ и $l(0)$ — значения емкости и расстояния в начальный момент времени $t = 0$, а $\Delta C(t)$ и $\Delta l(t)$ изменения этих величин в процессе эксперимента. В экспериментах регистрировались зависимости $C(t)$, и всегда выполнялись условия

$$\Delta C(t)/C(0) \ll 1, \quad \Delta l(t)/l(0) \ll 1. \quad (5)$$

Подставив выражения (4) в (3), находим связь между изменением среднего расстояния между обкладками конденсатора и его емкостью при выполнении условий (5)

$$\Delta l(t) = -\frac{\epsilon S}{4\pi C^2(0)} \Delta C(t), \quad (6)$$

отсюда получаем выражение для средней скорости мембраны, характеризующей среднюю скорость вытекания гелия из измерительного конденсатора

$$v(t) = \frac{dl(t)}{dt} = -\frac{\epsilon S}{4\pi C^2(0)} \frac{dC(t)}{dt}. \quad (7)$$

В работе [18] максимальное значение σ составляло $2 \cdot 10^3$ дин/см² при электрическом напряжении $U = 400$ В. Такое напряжение для использованного в [18] измерительного конденсатора было недостаточно, чтобы на-

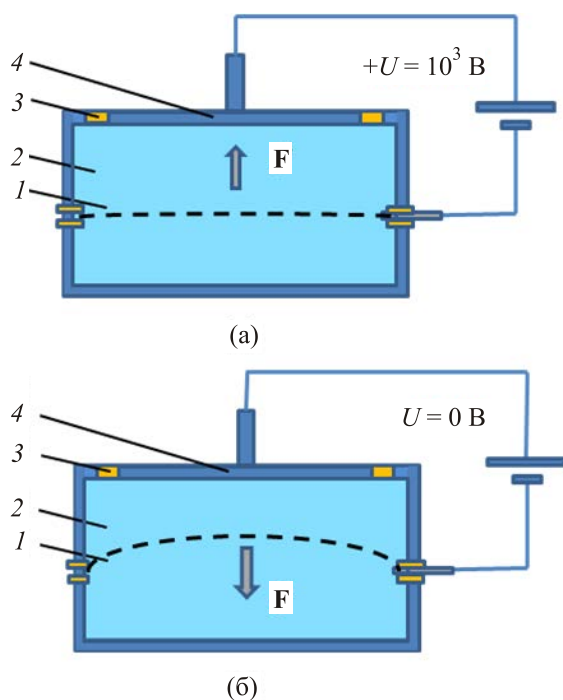


Рис. 1. Расположение пористой мембраны в измерительной ячейке. 1 — пористая мембрана; 2 — твердый гелий; 3 — изолятор; 4 — неподвижный электрод измерительного конденсатора. Метод измерений А: замороженная в твердый гелий мембрана движется в сторону неподвижного электрода под действием электростатической силы (а); метод измерений В: мембрана изначально была деформирована электростатической силой в сверхтекучем гелии, а затем в твердом гелии она релаксирует за счет силы упругости при выключенном электрическом поле (б).

можно измерить малые значения скоростей течения гелия, особенно при низких температурах. Поэтому в настоящей работе величина возбуждающего электрического напряжения была увеличена до 1000 В, а зазор в измерительном конденсаторе уменьшен, что позволило увеличить механическое напряжение в кристалле до $\sigma = 8 \cdot 10^4$ дин/см².

Метод измерения В. Как показали первые измерения методом А, при температурах ниже 0,5 К не удавалось надежно регистрировать перемещение мембраны (см. разд. 5). Поэтому при $T < 0,5$ К основные измерения были проведены другим методом — методом В. При использовании метода В в исходном состоянии мембрана была деформирована в сверхтекучем гелии в результате приложения электрического напряжения $U = 1000$ В (рис. 1(б)). При этом существенно возрастала емкость конденсатора (от 118 до 214 пФ) вследствие уменьшения среднего зазора, следовательно, сильно увеличивалась сила, действующая на мембрану. Затем при таком положении мембраны происходила кристаллизация жидкого гелия в измерительной ячейке, после чего электрическое напряжение выключалось. После этого деформированная мембрана под действием упругих сил начинала релаксировать, вызывая появление механических напряжений σ в твердом гелии, находящемся внутри измерительного конденсатора.

Метод В позволил получить значительно большую электрическую силу, действующую на мембрану, и величину механических напряжений, вызывающих пластическое течение твердого гелия. Грубую оценку возникающих механических напряжений можно сделать в приближении модели плоского конденсатора.

Для оценки величины силы, действовавшей на мембрану в жидком гелии, и механического напряжения, возникающего в твердом гелии, проводили специальный калибровочный эксперимент в сверхтекучем гелии, в котором снимали зависимость емкости измерительного конденсатора от возбуждающего электрического напряжения (рис. 2). С помощью этой зависимости по измеренному в процессе эксперимента значению емкости конденсатора находили соответствующее значение величины U , а затем по формуле (2) рассчитывали значение σ . Однако для корректной интерпретации экспериментальных данных необходим более точный расчет упругонапряженного состояния кристалла с учетом формы мембраны.

Отметим, что при использовании метода В также хорошо выполняется условие (5), и справедливы формулы (4)–(7), которые можно применять при обработке экспериментальных данных.

Строго говоря, при смещении мембраны происходит изменение механических напряжений σ . Однако относительное изменение напряжений $\Delta\sigma(t)/\sigma(0) \ll 1$, поскольку в проведенных экспериментах методами А и В условие (5) выполнялось с очень высокой точностью

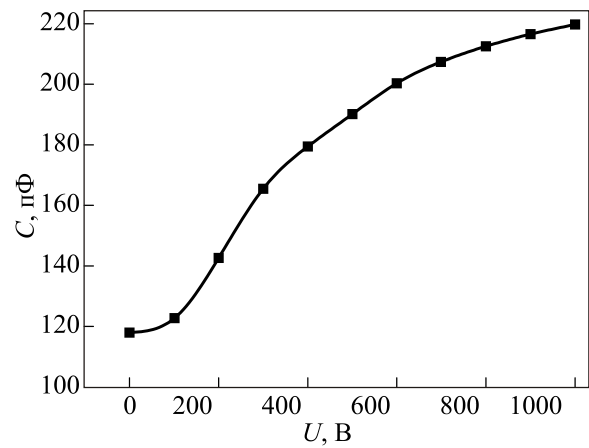


Рис. 2. Зависимость емкости измерительного конденсатора от приложенного электрического напряжения в сверхтекучем гелии.

($\Delta C(t)/C(0) \sim 10^{-6}$). Следовательно в первом приближении можно считать, что смещение мембраны происходит при постоянной внешней силе, а процесс пластической деформации твердого гелия при постоянном напряжении. Поэтому, согласно (6), зависимости $C(t)$ и $l(t)$, а также $\Delta C(t)$ и $\Delta l(t)$ будем называть кривыми ползучести. Отметим, что при использовании метода А $\Delta l(t) < 0$, $\Delta C(t) > 0$ и $\Delta l(t) > 0$, $\Delta C(t) < 0$ при использовании метода В.

В работе исследовано 19 образцов твердого гелия, рабочие характеристики которых приведены в табл. 1. В экспериментах регистрировали изменение со временем емкости измерительного конденсатора $C(t)$

Таблица 1. Характеристики исследованных образцов

Образец №	Молярный объем, см ³ /моль	Метод измерения	Область температур, мК
1	21,05	В	181–974
2	21,05	В	128–598
3	21,05	В	125–491
4	21,05	А	143–487
5	21,05	В	302–680
6	21,05	В	350–682
7	21,05	В	129–656
8	21,05	В	143–551
9	21,05	А	563–1080
10	21,05	А	158–826
11	21,05	В	114–1100
12	21,05	А	347–1200
13	21,05	В	141–1040
14	21,05	В	115–963
15	20,70	В	142–776
16	20,70	В	142–1100
17	20,70	А	160–544
18	20,70	В	142–1100
19	20,90	А	790–1340

(кривые ползучести) в процессе течения гелия через отверстия в мембране (экструзия). Из 19 исследованных образцов 6 образцов изучали методом *A* и 13 образцов — методом *B*.

3. Кривые ползучести и оценка чувствительности метода

На рис. 3 приведены типичные зависимости емкости измерительного конденсатора от времени (кривые ползучести) для метода измерений *A*, когда в исходном состоянии мембрана не была деформирована, а ее движение осуществлялось в результате приложенной силы F (формула (1)). В этом случае средний зазор l в измерительном конденсаторе по мере перетекания гелия уменьшался, а емкость C увеличивалась. Измерения емкости проводили каждую секунду, а каждая точка на графиках была получена путем усреднения измеренных значений за одну минуту. Представленные на рис. 3 зависимости соответствуют установившейся ползучести, когда скорость ползучести постоянна, а среднее смещение линейно зависит от времени. Наклон этих прямых dC/dt определяет среднюю ско-

рость течения гелия V в соответствии с формулой (7). Как видно на рис. 3, с понижением температуры наклон прямых, а значит, и скорость V уменьшаются, при этом увеличивается разброс экспериментальных данных.

Предельное значение скорости, которое может быть измерено этим методом, определяется чувствительностью емкостного метода измерения. Емкость измерительного конденсатора C регистрировалась LCR измерителем BR 2827 каждую секунду с точностью $\sim 10^{-4}$ пФ, что позволяло за ~ 1 ч измерений надежно регистрировать изменение емкости конденсатора, соответствующее скорости $v \sim 10^{-13}$ см/с.

Измеренные методом *B*, когда пористая мембрана изначально деформирована в сверхтекучем гелии (рис. 1(a)), кривые ползучести приведены на рис. 4. В этом случае в начальный момент после приложения электрического напряжения 1000 В в сверхтекучем гелии емкость C измерительного конденсатора была максимальной и составляла ~ 214 пФ. После кристаллизации гелия и снятия электрического напряжения величина C уменьшалась со временем в меру релаксации мембраны за счет перетекания гелия через отвер-

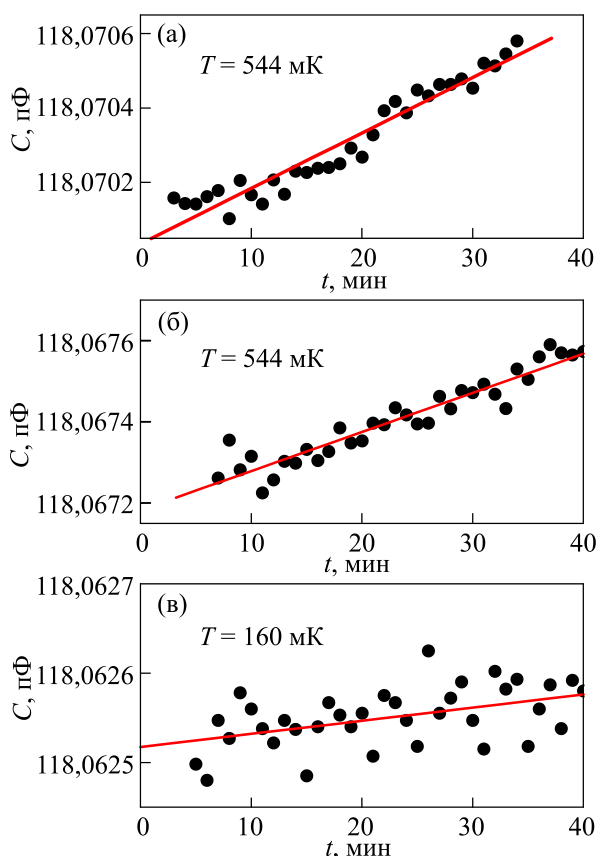


Рис. 3. Типичные временные зависимости емкости в процессе течения твердого гелия через пористую мембрану, полученные при использовании метода измерений *A*, после приложения к измерительному конденсатору постоянного напряжения $U = 10^3$ В при различных температурах T , мК: 544 (а); 345 (б); 160 (в).

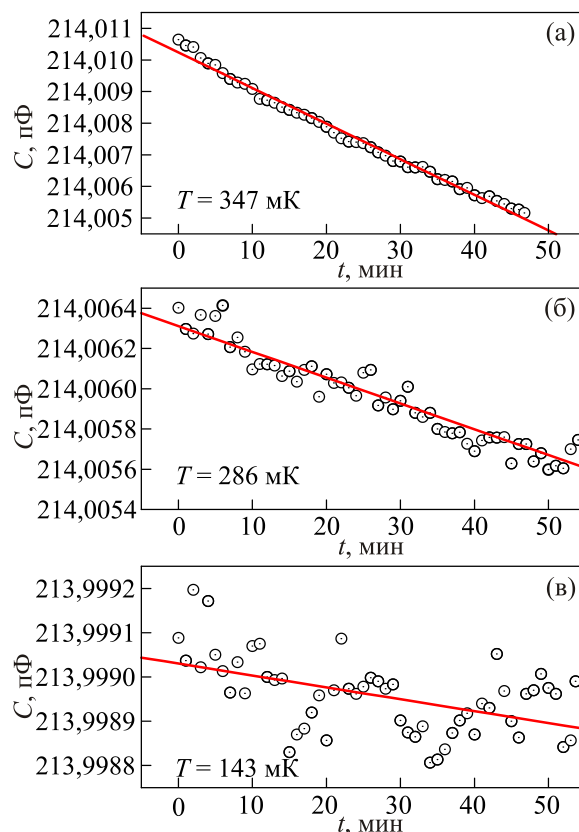


Рис. 4. Типичные временные зависимости емкости измерительного конденсатора в процессе течения твердого гелия за счет релаксации деформированной заранее мембраны, полученные при методе измерений *B*, при различных температурах T , мК: 347 (а); 286 (б); 143 (в).

стия в мембране. Как видно на рис. 4, с понижением температуры наклон кривых ползучести (так же, как и в методе А) уменьшается, что соответствует уменьшению средней скорости течения твердого гелия.

Кривые ползучести, снятые для разных образцов в различных условиях (рис. 3, 4), показывают, что в большинстве случаев это прямые, свидетельствующие об отсутствии нестационарных участков. Такие кривые позволяют получить данные о скорости перетекания твердого гелия через пористую мембрану.

4. Влияние механического напряжения

Кривые ползучести твердого гелия существенно зависят не только от температуры, но и от величины механического напряжения, возникающего в кристалле в результате действия мембраны. На рис. 5 показана эволюция кривых ползучести, полученных методом А по мере роста электрического напряжения, приложенного к измерительному конденсатору.

Приведенные кривые ползучести позволили с помощью формулы (7) получить зависимость средней скорости течения гелия от механического напряжения в кристалле (рис. 6). Как видно на рис. 6, скорость v существенно зависит от напряжения σ , и эта зависимость является нелинейной в исследованном диапазоне изменения σ . Только при $\sigma \leq 3 \cdot 10^4$ дин/см² зависимость $v(\sigma)$ близка к линейной (пунктирная линия).

В разд. 5 будет показано, что в исследованном интервале температур и напряжений процесс пластической деформации в твердом гелии имеет термически активированный характер. Термически активированные атомные перестройки, связанные с движением дефектов, происходят путем преодоления энергетических барьеров, разделяющих энергии равновесных атомных конфигураций кристалла. При достаточно высоких температурах основой многих физических

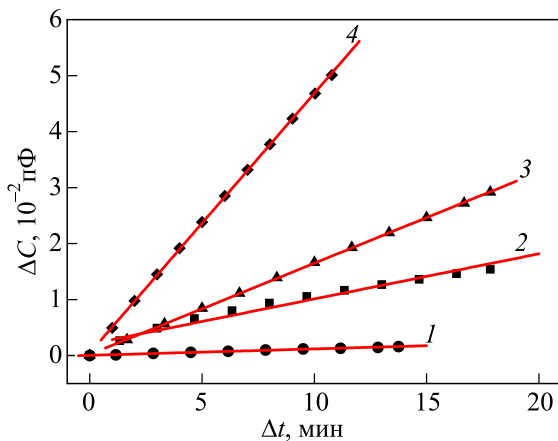


Рис. 5. Кривые ползучести образца № 10, полученные при температуре 868 мК и при различных электрических напряжениях, приложенных к измерительному конденсатору U , В: 200 В (1); 500 В (2); 700 В (3); 900 В (4).

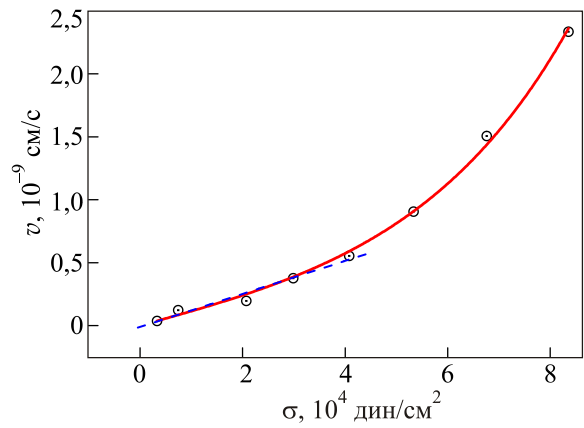


Рис. 6. Зависимость скорости течения твердого гелия от величины механического напряжения в кристалле. $T = 868$ мК, образец 10. Сплошная линия — аппроксимация по формуле (8), пунктир — начальный линейный участок.

механизмов пластичности является элементарный процесс преодоления потенциального энергетического барьера за счет термических флуктуаций при наличии внешней силы. Внешняя сила выделяет направление преимущественного распространения пластического сдвига, однако не запрещает пластических сдвигов в альтернативном направлении. Учет этого обстоятельства приводит для многих физических механизмов (ползучесть Набарро–Херринга [1], взаимодействие дислокаций с атомами примесей [19] и др.) к следующему выражению для скорости пластического течения:

$$v = v_0 \exp(-E_a/kT) \text{sh}(\gamma\sigma/kT), \quad (8)$$

где v_0 — константа для данной температуры и напряжения, зависящая от свойств кристалла, E_a — энергия активации процесса, γ — активационный объем. Аппроксимация представленной на рис. 6 зависимости $v(\sigma)$ формулой (8) дает хорошее согласие во всей исследованной области напряжений. При этом подгоночные параметры оказались равными $v_0 \exp(-E_a/kT) = 3,7 \cdot 10^{-12}$ см/с и $\gamma = 3,6 \cdot 10^{-21}$ см³ ~ 100 атомных объемов.

Для физической интерпретации этих параметров, характеризующих макроскопическую пластичность твердого гелия, следует учесть ряд обстоятельств. Пластическая деформация происходит вследствие движения дефектов кристаллической структуры под действием локальных эффективных напряжений, которые являются алгебраической суммой внешнего напряжения и локального внутреннего напряжения, обусловленного дефектной структурой кристалла. В областях кристалла вблизи отверстий в мембране реализуется сложное неоднородное напряженное состояние, которое обусловлено неоднородностью дефектной структуры кристалла, а также возможной высокой концентрацией внешнего напряжения вблизи отверстий мембраны. Поэтому полученные численные значения

параметров следует рассматривать как оценки по порядку величины. Тот факт, что полученное значение γ примерно на два порядка выше, чем характерное значение активационного объема для диффузионной ползучести Набарро–Херинга, может означать, что локальные эффективные напряжения в образце заметно превышают сделанные выше оценки величины σ . Корректность величины активационного объема, найденного по зависимости $v(\sigma)$, мы проверим в разд. 5, анализируя зависимость $v(T)$, зарегистрированную на данном образце.

5. Температурная зависимость скорости пластического течения твердого гелия

Полученные на основании кривых ползучести значения скорости течения гелия v несколько отличаются от образца к образцу. На рис. 7 приведены типичные температурные зависимости скорости для двух образцов при использовании метода *A* в области температур до $\sim 0,2$ К. Видно, что температурная зависимость имеет высокотемпературную область, где скорость сильно растет с повышением температуры, и низкотемпературную, где скорость слабее зависит от температуры.

Для другого образца, на котором была получена зависимость $v(\sigma)$ (см. рис. 6), температурная зависимость скорости приведена на рис. 8 для области температур до $\sim 0,4$ К.

На рис. 8(а) видно, что зарегистрированная для образца 10 зависимость скорости v от обратной температуры качественно подобна аналогичным зависимостям, полученным на образцах 9 и 12 (рис. 7). Для количественного анализа зависимости $v(T)$ в этом случае естественно использовать формулу (8), поскольку для образца 10 из анализа зависимости $v(\sigma)$ мы получили оценку величины параметра γ . Из (8) вытекает соотношение

$$\ln\left(v/\text{sh}\left(\frac{\gamma\sigma}{kT}\right)\right) = \ln(v_0) - \frac{E_a}{kT}, \quad (9)$$

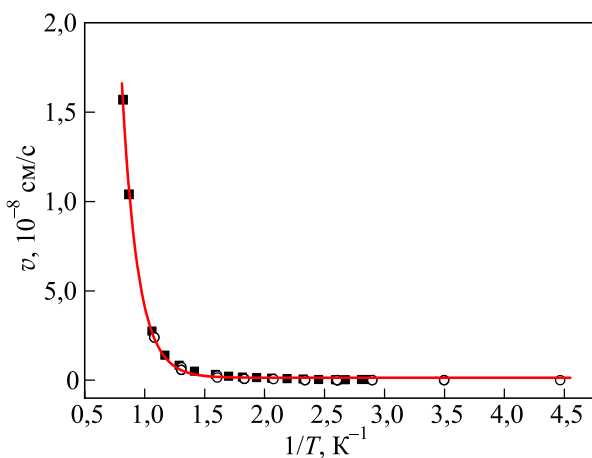


Рис. 7. Типичная температурная зависимость скорости течения гелия, полученная методом *A*, для двух образцов: образец 9, при нагреве и при охлаждении (○), образец 12 (■). Механическое напряжение в кристалле $8 \cdot 10^4$ дин/см 2 .

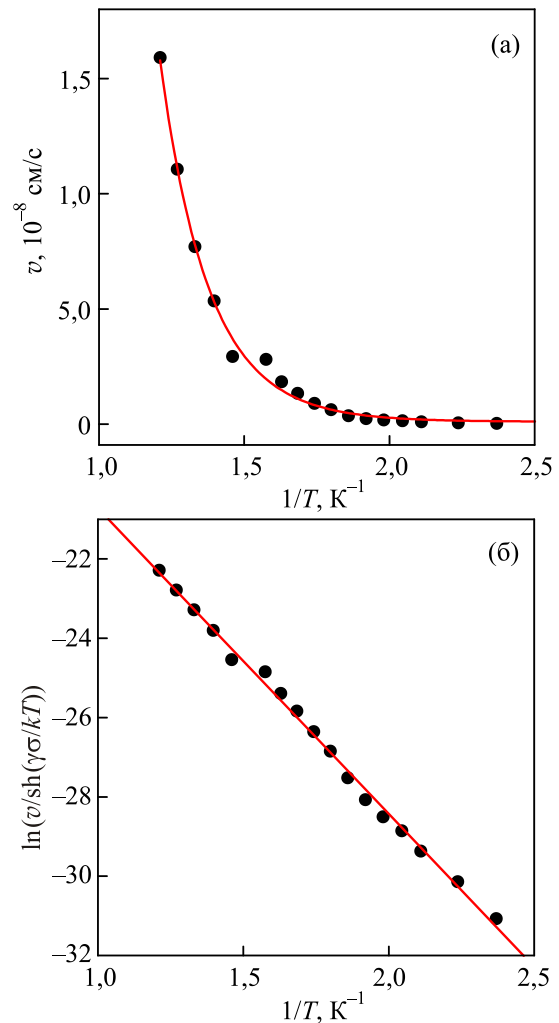


Рис. 8. Зависимость скорости течения гелия от обратной температуры, полученной методом *A*, для образца 10 при постоянном механическом напряжении $s = 8 \cdot 10^4$ дин/см 2 (а); данные, приведенные на рис. 8(а), перестроенные в координатах, соответствующих формуле (9) (б).

откуда видно, что зависимость величины $\ln\left(v/\text{sh}\left(\frac{\gamma\sigma}{kT}\right)\right)$ от $1/T$ должна быть линейной, если v_0 не зависит от температуры. Предположив, что γ также не зависит от температуры, мы вычислили значения левой части выражения (9) при всех температурах эксперимента и представили их на рис. 8(б). Видно, что зависимость $\ln\left(v/\text{sh}\left(\frac{\gamma\sigma}{kT}\right)\right)$ от $1/T$ хорошо аппроксимируется выражением (9). Таким образом, есть веские основания считать, что зарегистрированный процесс пластического течения твердого гелия является термически активируемым, а его энергия активации составляет $E_a = 7,7$ К.

Как уже отмечалось, с помощью метода измерений *A* очень трудно надежно измерить малые значения средней скорости течения твердого гелия при достаточно низких температурах. Эта трудность была преодолена благодаря использованию метода *B*, в котором

достижимы более высокие значения механических напряжений и удастся получить надежные данные о средней скорости течения твердого гелия в области более низких температур, чем в методе А.

Экспериментальные результаты, полученные в широкой области температур методом В, приведены на рис. 9 для двух образцов, исследованных при различных механических напряжениях. Поскольку в этом температурном интервале средняя скорость v изменяется на несколько порядков, то для наглядности экспериментальные данные представлены в координатах $\ln v$ от $1/T$.

Для выяснения характера пластического течения твердого гелия используем температурную зависимость скорости течения в форме закона Аррениуса:

$$v = v_0 \exp(-E_a/T). \quad (10)$$

Результаты аппроксимации экспериментальных зависимостей с помощью формулы (10) показаны сплошными линиями на рис. 9. Четко видны два участка с различными энергиями активации: высокотемпературный участок соответствует энергии активации $E_a = 6,5$ К для кривой 1 и $E_a = 3,7$ К для кривой 2, а для низкотемпературных участков эти значения составляют $E_a = 0,5$ К и $E_a = 0,6$ К соответственно. Формально можно ввести температуру T_b , которая разделяет обсуждаемые участки температурной зависимости скорости. Для численных оценок величины T_b естественно принять значение температуры, при которой в координатах $\ln v$ от $1/T$ пересекаются аппроксимации, выполненные согласно формуле (10). Отметим, что значения T_b отличаются для разных образцов, вследствие отличия их дефектной структуры и различных значений σ . Полученные экспериментальные результаты показывают, что $T_b \leq 0,5$ К.

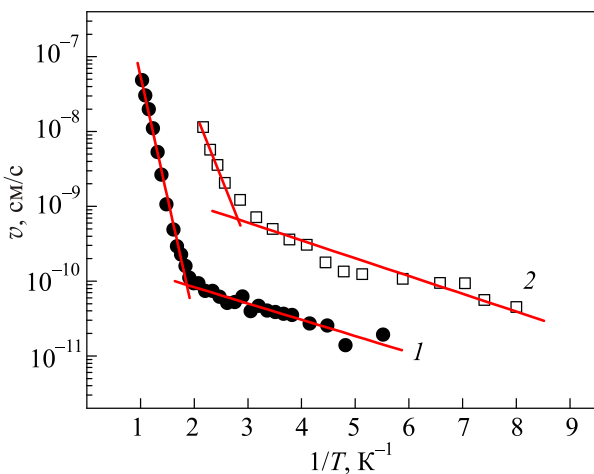


Рис. 9. Скорость течения твердого гелия в зависимости от температуры для образцов с молярным объемом $V_m = 21,05$ см³/моль, полученных в разных условиях: образец 1 (●), образец 3 (□).

Зависимости, приведенные на рис. 9, позволяют предположить, что пластическое течение гелия контролируется суперпозицией двух термоактивированных процессов, которую можно описать соотношением

$$v = v_1(\sigma, T) \exp\left(-\frac{E_{a1}}{kT}\right) + v_2(\sigma, T) \exp\left(-\frac{E_{a2}}{kT}\right). \quad (11)$$

Эти процессы протекают одновременно, но имеют различные параметры: энергии активации $E_{a1} > E_{a2}$ и предэкспоненциальные функции $v_1(\sigma, T) > v_2(\sigma, T)$. При температурах $T > T_b$ первый член в (11) много больше второго и описывает первый участок на рис.9. При этом, как показано выше, можно предполагать, что $v_1(\sigma, T) = v_{01} \text{sh}\left(\frac{\gamma_1 \sigma}{kT}\right)$. При понижении температуры первое слагаемое в (9) уменьшается быстрее, чем второе и в области $T < T_b$ становится много меньше его, вследствие этого низкотемпературный участок на рис. 9 при $T < T_b$ описывается вторым слагаемым в (11). Для того чтобы определить вид функции $v_2(\sigma, T)$ экспериментальных данных пока недостаточно и требуются дополнительные эксперименты в области низких температур, в частности определение зависимостей $v(\sigma)$. Поэтому проведем качественный анализ возможных механизмов ползучести отдельно на каждом температурном участке.

5.1. Диффузионная ползучесть и коэффициент самодиффузии атомов ⁴He

Что касается высокотемпературных участков при $T > T_b$ на кривых рис. 9, то полученные результаты можно описать вакансионным диффузионным механизмом ползучести. В этом случае перенос массы осуществляется путем самодиффузии атомов гелия и одновременного потока вакансий в противоположном направлении. Полученные значения скорости v позволяют получить информацию о коэффициенте самодиффузии D_s . Связь между D_s и v при течении твердого гелия через пористую мембрану была получена в работе [9] и имеет вид

$$D_s = (vLkT)/(\sigma\Omega\Pi), \quad (12)$$

где L и Π — толщина и пористость мембраны, Ω — атомный объем. Полученные таким образом значения D_s в зависимости от температуры приведены на рис. 10.

Коэффициент самодиффузии экспоненциально зависит от обратной температуры, что определяется аналогичной зависимостью концентрации вакансий, а также заметно растет с увеличением механического напряжения σ , создаваемого внешней нагрузкой. Что же касается энергии активации вакансий E_v , значения которых указаны в подписи под рис.10, то для малых σ , когда реализуется линейная зависимость $v(\sigma)$ и носителями

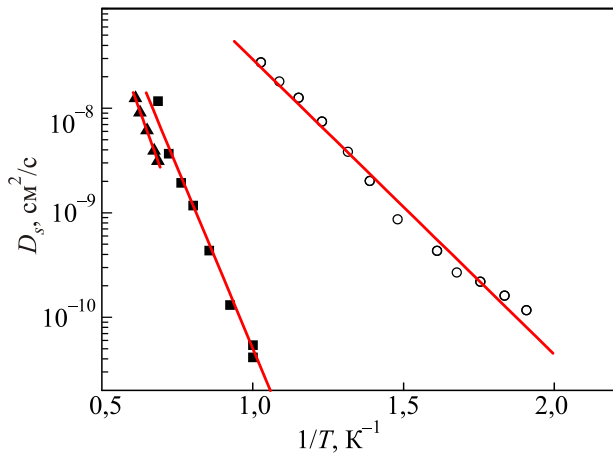


Рис. 10. Температурная зависимость коэффициента самодиффузии атомов гелия для различных кристаллов: образец 19, метод А, $\sigma = 2 \cdot 10^4$ дин/см², $E_v = 12,0$ К, $V_m = 21,05$ см³/моль (■); образец 1, метод В, $\sigma = 4 \cdot 10^4$ дин/см², $E_v = 6,5$ К, $V_m = 21,05$ см³/моль (○); данные работы [9], $\sigma = 1,5 \cdot 10^4$ дин/см², $E_v = 13,9$ К, $V_m = 20,8$ см³/моль (▲).

массопереноса в кристалле являются вакансии, а полученные значения энергии активации $E_v = 12\text{--}14$ К согласуются с соответствующими значениями энергии активации самодиффузии атомов твердого гелия [9,20]. Однако с ростом механического напряжения энергия активации процесса заметно уменьшается. Возможно, в этом случае появляются дополнительные носители массопереноса, требующие меньшей энергии активации.

Как уже было отмечено, линейная зависимость скорости деформации от механического напряжения характерна для механизма ползучести, описанного Набарро и Херрингом (см., например, [1]). Этот механизм, проходящий без участия дислокаций, в результате диффузии вакансий в поле напряжений реализуется во многих классических кристаллах.

5.2. Низкотемпературная ползучесть $T < T_b$

Для температур ниже 500 мК зависимости скорости от обратной температуры приведены на рис. 11 для образцов с разными молярными объемами. Кривая 1 соответствует образцу 11 с молярным объемом 21,05 см³/моль, а кривая 2 — более плотному кристаллу (молярный объем 20,70 см³/моль). Как и следовало ожидать, скорость течения гелия заметно выше в более рыхлом кристалле.

Представленные графики показывают, что даже при температурах до ~ 160 мК реализуется термоактивационный механизм ползучести. Обращает внимание не только малые значения скорости течения твердого гелия, но и очень малая величина энергии активации процесса E_a ползучести при этих температурах: $E_a = 0,7$ К для кривой 1 и 0,5 К для кривой 2. К сожалению, имеющихся экспериментальных данных недостаточно для однозначной идентификации носителей массопе-

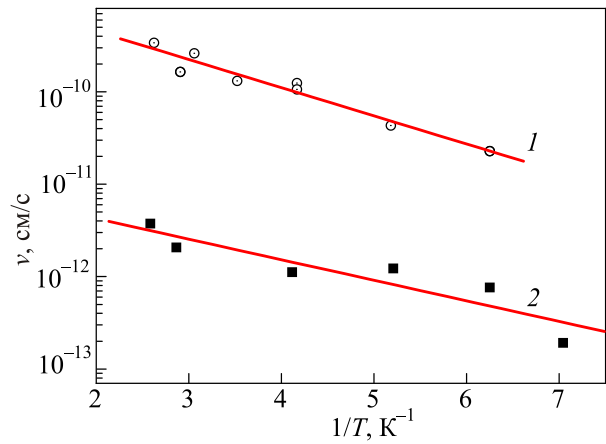


Рис. 11. Скорость течения твердого гелия при температурах ниже 0,5 К для образцов с разными молярными объемами: $V_m = 21,05$ см³/моль (образец №11) (1); $V_m = 20,70$ см³/моль (образец №16) (2).

реноса в этих условиях. Можно лишь отметить, что такие малые энергии активации характерны для движения дислокационных кинков, при наличии вторичного барьера Пайерлса [19], а также для специфического дефекта — краудиона [21], который возникает, когда в плотноупакованном кристаллографическом направлении на длине в несколько межатомных расстояний делокализуется один лишний атом. Нельзя также исключать возможность носителей пластической деформации преодолевать потенциальный барьер с помощью квантового туннелирования, либо возможность сочетания термоактивационного и квантового механизмов ползучести. Квантовое движение дислокаций и эффекты квантовой пластичности ранее неоднократно обсуждались при исследовании механических свойств металлических кристаллов в области температур порядка и ниже 1 К: см., например, публикации [22–24] и приведенную в них подробную библиографию по этой проблеме.

6. Заключение

Проведенная серия экспериментов по исследованию течения твердого ${}^4\text{He}$ через пористую мембрану позволила надежно зарегистрировать очень малые скорости течения при температурах ниже 1 К. Полученные результаты рассматриваются как проявление ползучести твердого гелия под действием постоянной внешней нагрузки. Проведенный анализ показал, что при температурах выше $\approx 0,5$ К и малых механических напряжениях имеет место диффузионная ползучесть, которая осуществляется путем самодиффузии атомов гелия. Это позволило определить соответствующие энергии активации и коэффициенты самодиффузии атомов ${}^4\text{He}$ в зависимости от температуры и внешнего механического напряжения.

Установлено, что процессы ползучести до температур ~ 160 мК являются термически активированными, причем энергия активации уменьшается с ростом напряжения и понижением температуры. Показано, что в области диффузионной ползучести носителями массопереноса являются вакансии, а при температурах ниже 0,5 К для идентификации носителей с очень малой энергией активации требуются дополнительные исследования.

Авторы выражают глубокую благодарность В.Д. Назику за очень полезные дискуссии.

1. Й. Чадек, *Ползучесть металлических материалов*, Мир, Москва (1987).
2. А.Ф. Андреев, И.М. Лифшиц, *ЖЭТФ* **56**, 2057 (1969).
3. А. Андреев, К. Кешишев, Л. Межов-Деглин, А. Шальников, *Письма ЖЭТФ* **9**, 507 (1969) [*JETP Lett.* **9**, 306 (1969)].
4. Н. Suzuki, *J. Phys. Soc. Jpn.* **35**, 1472 (1973).
5. В.Л. Цымбаленко, *Письма ЖЭТФ* **23**, 709 (1976) [*JETP Lett.* **23**, 653 (1976)].
6. D.J. Sanders, H. Kwun, A. Hikata, and C. Elbaum, *Phys. Rev. Lett.* **39**, 615 (1977).
7. D.S. Greywall, *Phys. Rev. B* **16**, 1291 (1977).
8. Н.Е. Дюмин, С.В. Сватко, В.Н. Григорьев, *ФНТ* **15**, 524 (1989) [*Sov. J. Low Temp. Phys.* **15**, 295 (1989)].
9. Н.Е. Дюмин, Н.В. Зуев, В.Н. Григорьев, *ФНТ* **16**, 863 (1990) [*Sov. Low Temp. Phys.* **16**, 507 (1990)]; *ФНТ* **19**, 33 (1993) [*Low Temp. Phys.* **19**, 23 (1993)].
10. I. Berent and E. Polturak, *Phys. Rev. Lett.* **81**, 846 (1998).
11. E. Kim and M.H.W. Chan, *Nature* **427**, 853 (2004).
12. J. Day and J. Beamish, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 105304 (2006).
13. J. Day and J. Beamish, *Nature* **450**, 853 (2007).
14. A. Haziot, X. Rojas, A. Fefferman, J. Beamish, and S. Balibar, *Phys. Rev. Lett.* **110**, 035301 (2013).
15. J. Beamish, *J. Low Temp. Phys.* **168**, 194 (2012).
16. S. Balibar, A.D. Fefferman, A. Haziot, and X. Rojas, *J. Low Temp. Phys.* **168**, 221 (2012).
17. S.L. Ahlstrom, D.I. Bradley, M. Clovecko, S.N. Fisher, A.M. Guenault, E.A. Guise, R.P. Haley, M. Kumar, P.V.E. McClintock, G.R. Pickett, E. Polturak, M. Poole, I. Todoshchenko, V. Tsepelin, and A.J. Woods, *J. Low Temp. Phys.* **175**, 147 (2014).
18. A. Lisunov, V. Maidanov, N. Mikhin, A. Neoneta, V. Rubanskyi, S. Rubets, E. Rudavskii, and V. Zhuchkov, *J. Low Temp. Phys.* **175**, 113 (2014).
19. Дж. Хирт, И. Лоте, *Теория дислокаций*, Атомиздат., Москва (1972).
20. D.S. Mioshi, R.M. Cotts, A.S. Greenberg, and R.C. Richardson, *Phys. Rev. A* **2**, 870 (1970).
21. А.М. Косевич, *Физическая механика реальных кристаллов*, Наукова Думка, Киев (1981).
22. V.D. Natsik and H.-J. Kaufmann, *Phys. Status Solidi A* **65**, 2 (1981).
23. В.Д. Назик, Г.И. Кириченко, В.В. Пустовалов, В.П. Солдатов, С.Э. Шумилин, *ФНТ* **22**, 965 (1996) [*Low Temp. Phys.* **22**, 740 (1996)].
24. В.Д. Назик, В.П. Солдатов, Л.Г. Иванченко, Г.И. Кириченко, *ФНТ* **30**, 340 (2004) [*Low Temp. Phys.* **30**, 253 (2004)].

Creep of solid ^4He at temperatures below 1 K

V.A. Zhuchkov, A.A. Lisunov, V.A. Maidanov, A.S. Neoneta, V.Yu. Rubanskyi, S.P. Rubets, E.Ya. Rudavskii, and S.N. Smirnov

The experimental study of creep of solid ^4He was carried out by recording helium flow across the frozen porous membrane under a constant external force in the temperature range ~ 100 – 1000 мК. The creep curves were measured at different temperatures and mechanical stresses. The method used in this work permitted us to record a small creep rate of helium down to the lowest temperature of the experiment. It is found that the creep in solid helium is a thermally activated process everywhere over the temperature region and the activation energy is reduced with decreasing temperature and increasing mechanical stress. The analysis showed that at temperatures above ≈ 500 мК there occurred a Nabarro–Herring type of diffusion creep in solid helium where the mass flow was carried out by the self-diffusion of atoms and vacancies flow in the opposite direction. The experimental data permitted us to obtain the self-diffusion coefficient as a function of temperature at different mechanical stresses. At temperatures below ≈ 500 мК the creep process is realized at a very low flow rate ($\sim 10^{-13}$ cm/s) and a very low activation energy (~ 0.5 – 0.7 K) while the creep mechanism remains unclear.

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

Keywords: solid ^4He , diffusion creep, mechanical stresses.