

# Пластическое течение твердых $^4\text{He}$ и $^3\text{He}$ при низких температурах (Обзор)

В.А. Майданов, Э.Я. Рудавский, С.Н. Смирнов, С.С. Соколов

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

Статья поступила в редакцию 25 марта 2019 г., опубликована онлайн 26 июля 2019 г.

Представлен обзор экспериментальных и теоретических исследований пластического течения твердого гелия в области температур 0,1–1,0 К. Наиболее надежные и интересные результаты получены в двух научных группах, где наблюдалось пластическое течение между соединенными между собой камерами с твердым гелием, возникавшее после создания в одной из камер избыточного давления, причем в измерительных ячейках был исключен непосредственный контакт твердого гелия со сверхтекучей фазой. Обнаружен существенно разный характер пластического течения в твердых  $^4\text{He}$  и  $^3\text{He}$ : если в твердом  $^4\text{He}$  скорость пластического течения уменьшается с понижением температуры, что соответствует термически активированному процессу, то в твердом  $^3\text{He}$  при температурах ниже  $\approx 0,2$  К впервые зарегистрирована квантовая ползучесть, когда скорость течения перестает зависеть от температуры. Лишь в одной группе в экспериментах, проведенных вблизи кривой плавления, был зарегистрирован рост скорости течения  $^4\text{He}$  при понижении температуры, что позволило авторам сделать вывод о проявлении некоторой формы сверхтекучести. В термоактивационной области пластического течения  $^4\text{He}$  и  $^3\text{He}$  найдены величины энергии активации и активационного объема, который в 30–70 раз превышает атомный объем. Проведен анализ возможных физических механизмов пластического течения твердого гелия.

Ключевые слова: твердый гелий, пластическое течение, термически активированный процесс, квантовая ползучесть.

## Содержание

1. Введение .....	1130
2. Поиск пластического течения в твердом гелии. Первые эксперименты .....	1131
3. Особенности пластического течения твердого $^4\text{He}$ при низких температурах .....	1132
4. Термоактивированная и квантовая ползучести твердого $^3\text{He}$ .....	1135
5. Возможные физические механизмы пластического течения твердого гелия .....	1136
5.1. Особенности пластического течения твердого $^4\text{He}$ при низких температурах .....	1137
5.2. Пластическое течение твердого $^3\text{He}$ .....	1138
5.2.1. Механизмы пластического течения в термоактивированной области .....	1138
5.2.2. Квантовые механизмы пластического течения .....	1140
6. Заключение .....	1141
Литература .....	1142

## 1. Введение

Становление и развитие исследований жидкого и твердого гелия в ФТИНТ НАН Украины тесно связано с именем Б.И. Веркина. Воспитанник первой в Украине криогенной лаборатории в УФТИ, он понимал, что в современной физике низких температур проблема ге-

лия занимает одно из центральных мест. Поэтому при создании ФТИНТ он пригласил известного специалиста в этой области проф. Б.Н. Есельсона организовать и возглавить экспериментальные исследования жидких и твердых изотопов гелия —  $^3\text{He}$  и  $^4\text{He}$  — и их растворов в специально созданном отделе. В этих исследованиях наиболее интересным и актуальным является

проявление квантовых закономерностей в свойствах гелия при очень низких температурах. Понимая это, Б.И. Веркин всячески помогал и содействовал созданию материальной базы для получения и измерения сверхнизких температур. Он инициировал подготовку и участвовал в написании монографического справочника по этой тематике [1]. Много внимания Б.И. Веркин уделял также популяризации проблемы гелия и привлечению к таким исследованиям новых молодых физиков. Для этой цели он подготовил интересную монографию [2] о свойствах гелия и его роли в развитии естествознания.

В последние годы в проблеме гелия все большее внимание привлекает исследование твердого гелия, который является наиболее ярким представителем квантовых кристаллов. На уникальность твердого гелия было обращено внимание довольно давно [3–5]. В квантовых кристаллах дефекты и примеси при низких температурах делокализуются и приобретают свойства квазичастиц, которые могут перемещаться по кристаллу практически свободно. В результате можно ожидать проявления двух типов движения в твердом  ${}^4\text{He}$ : одно из них обладает свойствами движения в упругом твердом теле, другое — движение жидкостного типа, которое при определенных условиях может проявлять элементы сверхтекучести. В 2004 г. были проведены торсионные эксперименты с твердым  ${}^4\text{He}$  [6], которые показали, что ниже 0,2 К наблюдается аномальное поведение периода торсионных колебаний, аналогичное поведению системы при переходе в сверхтекучее состояние (явление суперсолид). Однако проведенные затем измерения модуля сдвига [7] при тех же условиях показали, что при этом происходит его увеличение с понижением температуры. Удивительное сходство температурных зависимостей модуля сдвига и периода торсионных колебаний, а также ряд других фактов свидетельствовали о несверхтекучем происхождении торсионной аномалии (см. обзоры [8,9]). Дальнейшее исследование этой проблемы с помощью торсионных экспериментов с твердым  ${}^4\text{He}$  в пористом стекле Vycor [10] показало отсутствие признаков суперсолида и подтвердило вывод о том, что торсионная аномалия связана с изменением механических и пластических свойств твердого гелия. Это вызвало всплеск интереса к его пластическим свойствам.

Цель данного обзора — анализ экспериментов по исследованию пластического течения твердого  ${}^4\text{He}$  и твердого  ${}^3\text{He}$ , а также выяснение возможных физических механизмов массопереноса при низких температурах.

## 2. Поиск пластического течения в твердом гелии. Первые эксперименты

Реализация пластического течения в случае твердого гелия возможна только в замкнутом объеме измерительной ячейки, поскольку образцы невозможно при-

готовить в свободном состоянии. В этом случае обычно используются замороженные в кристалл специальные конструкционные элементы, которые могут перемещаться под действием внешних сил. Первые такие эксперименты были проведены в  ${}^4\text{He}$  с помощью замороженного шарика [11], а затем пластинки [12]. В последующей серии экспериментов изучалось течение твердого  ${}^4\text{He}$  через пористую пленку в области температур 1,3–1,7 К [13]. Было обнаружено течение через такую пленку, скорость которого сильно уменьшалась с понижением температуры.

В [14] был проведен поиск пластического течения между двумя камерами с твердым гелием, соединенными сверхщелью (пропускающей только сверхтекучую компоненту гелия, полностью затормаживая нормальную) из 25 параллельных нержавеющей капилляров длиной по 1,5 см и диаметром 0,2 мм. При начальной разности давлений между камерами 1–2 бар в области температур до 30 мК изменение этой разности за 10 часов составило менее  $3 \cdot 10^{-4}$  бар, т.е. признаков массопереноса фактически не обнаружено.

Похожий эксперимент с двухкамерной ячейкой был проведен в [15] уже после обнаружения торсионной аномалии [6]. Использовалась большая возбуждающая камера (диаметром  $d = 25$  мм, высотой  $h = 1$  мм и объемом  $V = 0,49$  см<sup>3</sup>) с пьезоэлементом, создающим избыточное давление, и маленькая детектирующая камера ( $d = 7$  мм,  $h = 0,3$  мм,  $V = 0,01$  см<sup>3</sup>) с емкостным датчиком давления. Между камерами имелось 3600 параллельных цилиндрических стеклянных капилляров диаметром по 25 мкм, спаянных вместе в стеклянную пластину толщиной 3 мм и площадью открытого сечения 0,18 см<sup>2</sup> (сверхщель). Было обнаружено, что при температурах, близких к кривой плавления ( $T > 0,5T_m$ ), изменение давления между камерами происходило в два этапа — в начале в виде небольшой ступеньки, которая появлялась немедленно благодаря отклонению стеклянной пластины с капиллярами, а затем последующего очень медленного роста давления благодаря течению через капилляры. Так же выглядела реакция давления, если эксперимент проводился с жидким гелием. При температурах ниже 500 мК (эксперименты проводились до 35 мК) изменение давления между камерами содержало лишь ступеньку и не показывало никаких признаков пластического течения. При возбуждении пьезоэлемента переменным напряжением  $\pm 4$  В на частотах 0,1–0,01 Гц не было обнаружено заметной температурной и частотной зависимостей реакции давления. Авторы пришли к выводу, что при статическом и низкочастотном механическом воздействии сверхтекучий поток в твердом  ${}^4\text{He}$  при низких температурах не возникает.

Весьма дискуссионными оказались эксперименты, проведенные в 2008–2010 гг. в Массачусетском университете [16]. Исследуемый твердый  ${}^4\text{He}$  выращивал-

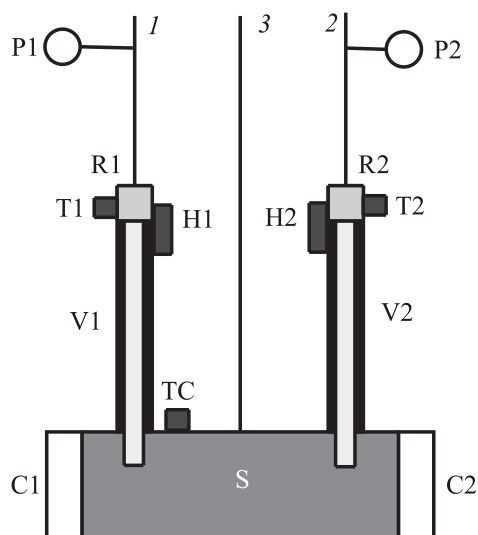


Рис. 1. Схема измерительной ячейки [16]. S — область исследуемого твердого гелия, V1 и V2 — подводящие линии со сверхтекучим гелием в пористом стекле Vycor, C1 и C2 — емкостные датчики давления, TC — термометр.

ся в камере S (рис. 1), которая перед кристаллизацией заполнялась жидким гелием через линию заполнения 3. В эту камеру входили подводящие линии V1 и V2, содержащие сверхтекучий гелий в пористом стекле Vycor. Атомы гелия можно было инжектировать в кристалл через линии 1 и 2, а давление твердого гелия на торцах камеры измерялось емкостными датчиками C1 и C2, а датчики P1 и P2 измеряли давление в линиях 1 и 2. В начальный момент времени гелий добавлялся в камеру через линию 1, при этом давление P1 в этой камере вначале резко увеличивалось, а затем с течением времени величина P1 уменьшалась, а P2 увеличивалось. Этот

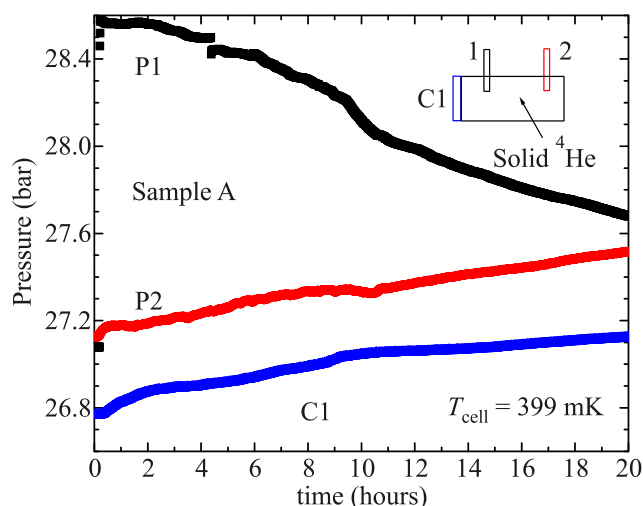


Рис. 2. Кинетика изменения давления P1 и P2 в подводящих линиях 1 и 2 соответственно после инжектирования атомов гелия через линию 1. Датчик C1 показывает изменение давления твердого гелия.

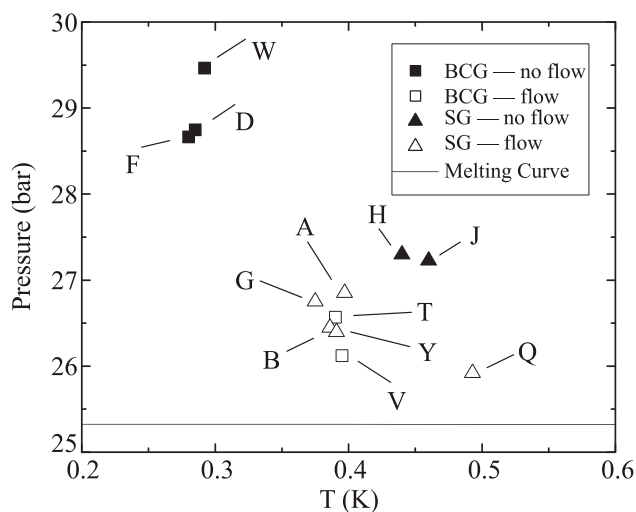


Рис. 3. Участок фазовой диаграммы  $^4\text{He}$ , иллюстрирующий давление и температуру образцов, исследованных в [16]. Сплошная линия внизу — кривая плавления.

эффект можно объяснить, предположив, что атомы гелия перемещались из линии 1 в линию 2 через твердый гелий. Рисунок 2 иллюстрирует такой необычный массоперенос, наблюдавшийся при исследовании одного из образцов в работе [16].

Всего было исследовано 12 образцов, однако течение твердого гелия наблюдалось только в 7 из них, когда давление было близко к давлению на кривой плавления. Такая ситуация может означать влияние на массоперенос подводящих трубок со сверхтекучим гелием. Нельзя исключить, что при этом может проявиться перенос по границам зерен или корам дислокаций, заполненным сверхтекучей жидкостью. Характеристики исследованных в [16] образцов показаны на фазовой диаграмме  $^4\text{He}$  (рис. 3). При повышенных давлениях течение твердого гелия зарегистрировано не было (этим образцам на рисунке соответствуют закрашенные символы).

### 3. Особенности пластического течения твердого $^4\text{He}$ при низких температурах

Поиск течения твердого  $^4\text{He}$  при отсутствии его контакта со сверхтекучим гелием вначале был проведен в работах [17,18] с помощью ячейки, схема которой приведена на рис. 4. Ячейка содержала цилиндрическую полость радиусом  $R = 10$  мм, которая перед кристаллизацией заполнялась жидким гелием через капилляр 9 (рис. 4). Кристаллизация гелия в измерительной ячейке проводилась при постоянном объеме методом блокировки капилляра. Основным элементом ячейки — измерительный конденсатор, образованный неподвижным электродом 5 и металлизированной поверхностью 4 перфорированной полимерной пленки 3 (мембраной), которая являлась подвижным электродом. Пленка имела толщину 10 мкм, пористость 18% при диаметре отверстий 6–8 мкм. Ранее подобная конструкция исполь-

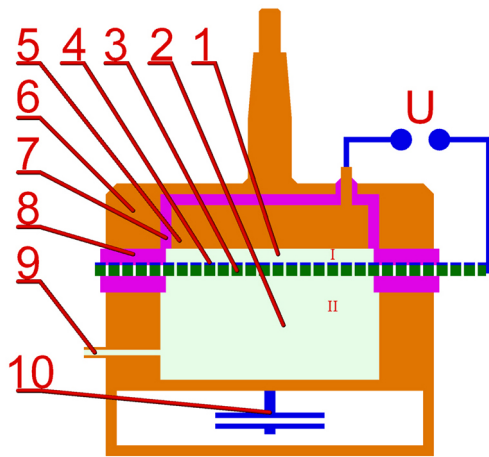


Рис. 4. (Онлайн в цвете) Конструкция измерительной ячейки: 1 — камера I, 2 — камера II, 3 — перфорированная полимерная пленка, 4 — металлизированный слой (подвижный электрод), 5 — неподвижный электрод, 6 — корпус ячейки, 7 — электроизолятор, 8 — изоляционная прокладка, 9 — капилляр заполнения, 10 — емкостной датчик давления.

зовалась в [13] для изучения вакансионной диффузии в твердом гелии при высоких температурах.

Эксперименты проводились двумя методами. В первой серии экспериментов при приготовлении образцов разность потенциалов между обкладками измерительного конденсатора была равна нулю, мембрана 3 в жидком гелии имела плоскую форму и в таком положении вмораживалась в твердый гелий в ходе его кристаллизации в измерительной ячейке. Измерительный конденсатор в начальном состоянии с высокой степенью точности представлял собой плоский тонкий конденсатор с расстоянием между электродами  $\approx 25$  мкм. Для изучения пластичности твердого гелия между обкладками измерительного конденсатора прикладывалась разность потенциалов  $U$ , что вызывало силы притяжения между его электродами. Величина полной электрической силы, действующей на поверхность пленки по направлению к неподвижному электроду, определяется выражением

$$|F| = \frac{C^2}{2\epsilon\epsilon_0 S} U^2, \quad (1)$$

где  $\epsilon$  — диэлектрическая проницаемость твердого гелия,  $\epsilon_0$  — диэлектрическая постоянная вакуума,  $C$  — емкость конденсатора,  $S = \pi R^2$ .

Мембрана, действуя на твердый гелий, заключенный внутри конденсатора, вызывала в нем появление сжимающих механических напряжений  $\sigma$ , средняя величина которых оценивалась как

$$\sigma = \frac{F}{S} = \frac{C^2}{2\epsilon\epsilon_0 S^2} U^2. \quad (2)$$

При приложении к измерительному конденсатору разности потенциалов 1000 В величина механического напряжения в кристалле, находящемся в камере I, составляла  $\sigma \approx 8 \cdot 10^3$  Па.

Под действием механических напряжений происходило перетекание твердого гелия через отверстия в пленке из камеры I в камеру II, прогиб пленки по направлению к неподвижному электроду и увеличение емкости измерительного конденсатора ( $dC(t)/dt > 0$ ).

В эксперименте регистрировалась зависимость емкости конденсатора от времени  $C(t)$ , что позволяло оценить среднюю скорость смещения поверхности пленки, характеризующую среднюю скорость перетекания гелия из камеры I в камеру II:

$$V(t) = \frac{\epsilon\epsilon_0 S}{C^2(t_0)} \frac{dC(t)}{dt}, \quad (3)$$

где  $C(t_0)$  — значение емкости конденсатора в начальный момент времени  $t_0$  какого-либо этапа измерения. Величина  $V(t)$  определяет скорость изменения объема  $\Omega^I$  твердого гелия в камере I:

$$\frac{d\Omega^I}{dt} = -SV(t).$$

Знак « $-$ » в этой формуле указывает, что объем  $\Omega^I$  твердого гелия в камере I уменьшался в процессе пластического течения твердого гелия.

Как показали первые измерения, при температурах ниже 0,5 К не удавалось надежно регистрировать перемещение мембраны даже при максимальной разности потенциалов на обкладках конденсатора измерительной ячейки. Поэтому при  $T < 0,5$  К основные измерения были проведены с использованием предварительно деформированной пленки.

В исходном состоянии пленка была упруго деформирована в сверхтекучем гелии после приложения разности потенциалов  $U = 1000$  В. В этом случае существенно возрастала емкость конденсатора (от 118 до 214 пФ) вследствие уменьшения среднего зазора между его обкладками и, соответственно, сильно увеличивались электрические силы, действующие на мембрану. Затем при таком положении пленки происходила кристаллизация жидкого гелия в измерительной ячейке, после чего электрическое напряжение выключалось. Деформированная пленка под действием внутренних упругих сил стремилась вернуться к плоской конфигурации и вызывала появление растягивающих механических напряжений  $\sigma$  в твердом гелии, находящемся внутри измерительного конденсатора. Такой метод позволил получить значительно большую величину механических напряжений, инициирующих пластическое течение твердого гелия через каналы мембраны.

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 регистрировали зависимость емкости измерительного конденсатора от возбуждающего электрического напряжения. С помощью этой зависимости по измеренному в процессе эксперимента значению емкости конденсатора находили соответствующее значение величины  $U$ , а затем по формуле (2) оценивали значение  $\sigma$ .

В этих экспериментах емкость конденсатора уменьшалась с течением времени ( $dC(t)/dt < 0$ ). Для иллюстрации на рис. 5 приведены полученные в эксперименте на одном из образцов зависимости емкости измерительного конденсатора от времени  $C(t)$  при различных температурах  $T$  и постоянном  $\sigma$  (кривые ползучести). Значения емкости конденсатора регистрировались ежесекундно, а каждая точка на графиках — результат усреднения за 1 минуту. Как видно из графиков, в эксперименте реализуется установившаяся ползучесть, когда ее скорость не зависит от времени. Экспериментальные результаты, полученные в широкой области температур, приведены на рис. 6 для двух образцов, исследованных при различных механических напряже-

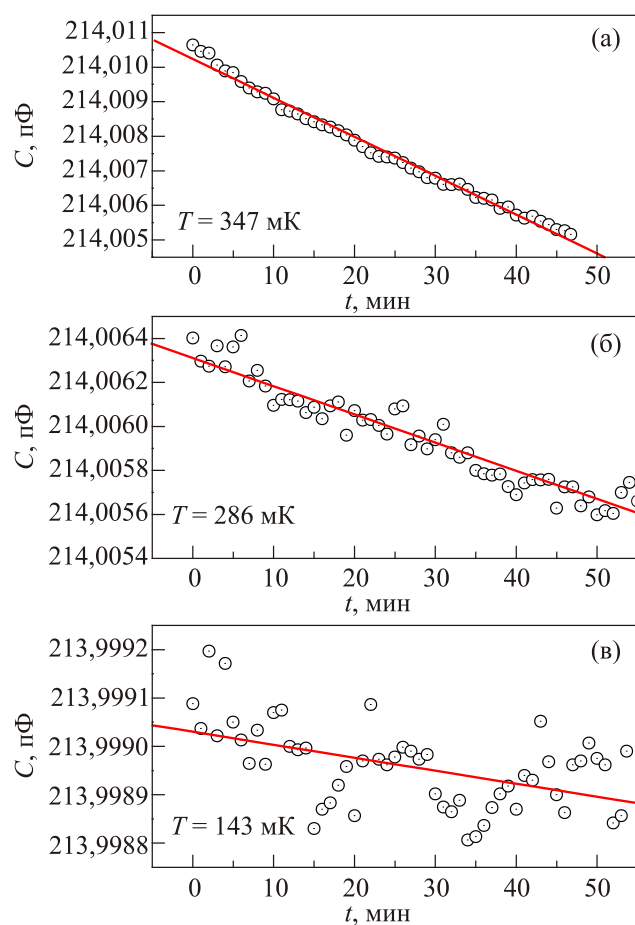


Рис. 5. Типичные кривые ползучести твердого  $^4\text{He}$ , измеренные в процессе течения твердого гелия за счет релаксации заранее деформированной мембраны (см. текст). Температуры измерения указаны на графиках.

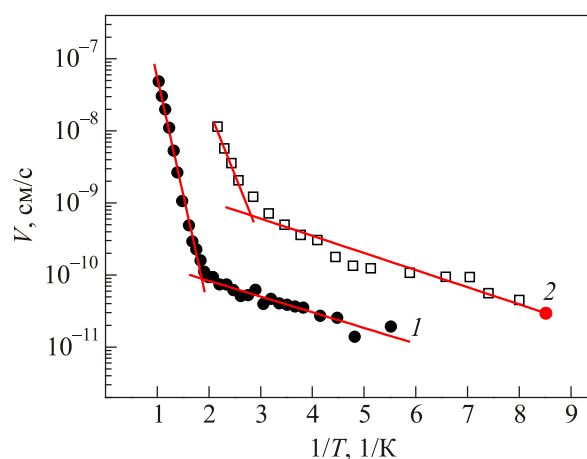


Рис. 6. Температурная зависимость скорости течения твердого  $^4\text{He}$  для двух разных образцов с молярным объемом  $21,05 \text{ см}^3/\text{моль}$  при различных механических напряжениях.

ниях. Скорость течения твердого гелия рассчитывалась по формуле (3) с заменой  $dC(t)/dt$  на  $-dC(t)/dt$ . Сплошные линии на рис. 6 — результат аппроксимации экспериментальных зависимостей законом Аррениуса

$$V = V_0 \exp(-E_a / k_B T), \quad (4)$$

где  $k_B$  — постоянная Больцмана.

Как видно на рис. 6, полученные зависимости содержат два термоактивационных участка с различными энергиями активации: высокотемпературный участок соответствует энергии активации  $E_a = 6,5 \text{ К}$  для кривой 1 и  $E_a = 3,7 \text{ К}$  для кривой 2, а для низкотемпературных участков эти значения составляют  $E_a = 0,5$  и  $0,6 \text{ К}$  соответственно. Значения температуры кроссовера  $T_b$ , которая разделяет обсуждаемые участки температурной зависимости скорости пластического течения, различны для разных образцов вследствие отличия их дефектной структуры и различных значений  $\sigma$ . Полученные на серии образцов экспериментальные результаты показывают, что  $T_b \leq 0,5 \text{ К}$ . Возможно, на каждом из участков пластическое течение реализуется различными физическими механизмами.

Экспериментальное исследование пластического течения твердого  $^4\text{He}$  при низких температурах проводилось также в университете Альберта (Канада) [19]. Как и в работах харьковской группы [17,18], изучалось пластическое течение твердого гелия между двумя камерами за счет разности давлений между ними (рис. 7). Здесь также отсутствовал непосредственный контакт кристалла со сверхтекучим гелием. Измерительная ячейка содержала две камеры в форме тонких дисков — верхняя камера была закрыта сверху гибкой мембраной диаметром  $25,14 \text{ мм}$ , которая могла перемещаться при воздействии на нее пьезоэлектрического элемента и создавала дополнительное давление в ячейке. Нижняя камера диаметром  $6,5 \text{ мм}$  — детектирующая, связанная с емкостным датчиком давления. Обе камеры были со-



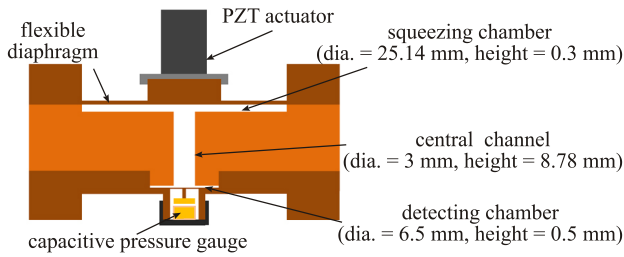


Рис. 7. Схема измерительной ячейки для исследования пластического течения твердого гелия в работе [19].

единены центральным каналом диаметром 3 мм и высотой 8,78 мм. Этим данная измерительная ячейка существенно отличалась от ячейки, использованной в [17,18], где исследовалось течение твердого гелия по системе параллельных каналов диаметром 6–8 мкм и длиной 10 мкм.

Эксперименты, проведенные в [19], показали, что течение твердого  $^4\text{He}$  наблюдается лишь при температурах ниже 600 мК и при небольших давлениях. Для примера на рис. 8 показаны результаты исследования  $^4\text{He}$  (содержащего 5 ppt  $^3\text{He}$  при давлении 26,5 бар), проведенные в области температур 28–600 мК. В качестве характеристики скорости течения использовалась величина скорости изменения давления, полученная линейной аппроксимацией начального участка его возрастания до 25% от максимального увеличения.

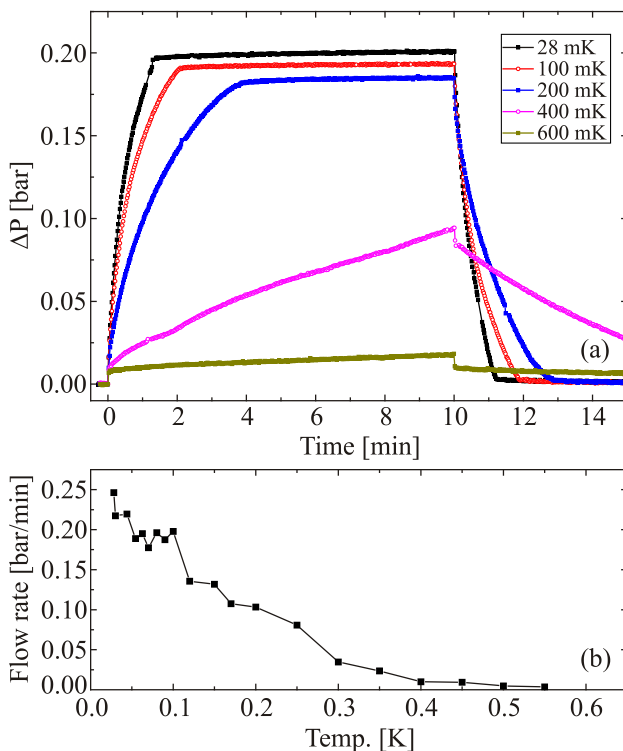


Рис. 8. (Онлайн в цвете) (а) Изменение давления в детектирующей камере при течении твердого  $^4\text{He}$ , содержащего 5 ppt  $^3\text{He}$  при давлении 26,5 бар; (б) температурная зависимость скорости течения гелия.

Как видно, скорость течения возрастает с понижением температуры, что не характерно для термически активированного потока. По мнению авторов, такое поведение пластического течения  $^4\text{He}$ , возможно, включает некоторые элементы сверхтекучести. Причины и механизмы такого явления пока не ясны. В экспериментах [17,18] скорость течения уменьшалась с понижением температуры, что, возможно, связано с более высоким давлением в этих экспериментах и (или) узкими каналами для потока.

#### 4. Термоактивированная и квантовая ползучести твердого $^3\text{He}$

Квантовые эффекты в  $^3\text{He}$  выражены сильнее, чем в  $^4\text{He}$ , и большая энергия нулевых колебаний делает дефекты типа вакансий и дислокаций более подвижными, что должно сказываться на массопереносе. Экспериментальное исследование пластического течения твердого  $^3\text{He}$  при низких температурах проводилось теми же группами, что при исследованиях  $^4\text{He}$  — харьковской группой [20,21] и группой из университета Альберта [22]. В харьковской группе измерения проводились на нескольких образцах ОЦК фазы по той же методике, что и в твердом  $^4\text{He}$  (разд. 3).

На рис. 9 показана температурная зависимость скорости пластического течения твердого  $^3\text{He}$  при постоянных значениях  $\sigma$  для двух образцов с разными молярными объемами  $\Omega_m$ . Оба графика показывают наличие двух участков с принципиально разной температурной зависимостью.

На высокотемпературном участке при  $T > 0,2$  К скорость течения уменьшается экспоненциально при понижении температуры, что характерно для термоактивационного процесса. Энергии активаций для молярных объемов 24,43 и 23,98 см<sup>3</sup>/моль при этом составляли  $\approx 2,79$  и  $\approx 3,06$  К соответственно. Однако в области низких температур ниже 0,2 К скорость течения гелия

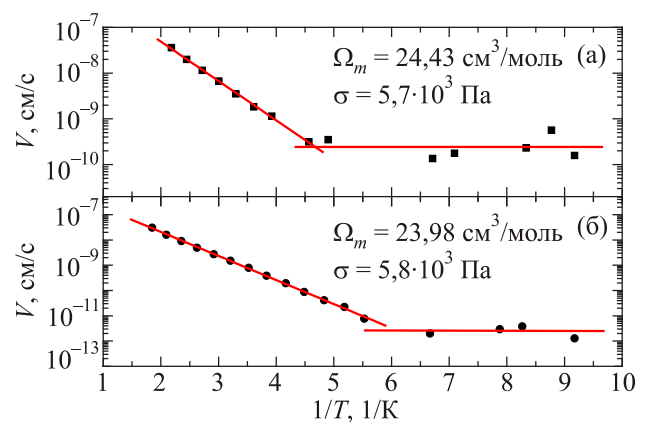


Рис. 9. Температурные зависимости скорости пластического течения твердого  $^3\text{He}$ , полученные на образцах с различными молярными объемами  $\Omega_m$  при близких значениях механического напряжения [21].

практически не зависит от температуры, что свидетельствует о квантовых механизмах массопереноса.

Эксперименты харьковской группы позволили зарегистрировать скорость  $V$  (см. (3)) пластического течения  $^3\text{He}$  при различных значениях механического напряжения  $\sigma$  вплоть до  $6 \cdot 10^3$  Па в широком диапазоне температур. С понижением температуры увеличивался разброс измеренных значений скорости, особенно при малых  $\sigma$ . При  $T < 0,4$  К надежные экспериментальные данные удалось получить лишь при  $\sigma > 2 \cdot 10^3$  Па. Типичный вид зависимостей  $V(\sigma)$  при различных температурах показан на рис. 10 для одного из образцов.

Для анализа особенностей пластического течения твердого  $^3\text{He}$  в термоактивационной области при  $T > 0,2$  К использовалось аналитическое выражение, которое обычно применяют для описания зависимостей скорости течения от температуры и механического напряжения для многих физических механизмов, контролирующих термически активированное пластическое течение [23]:

$$V(\sigma, T) = V_0 \exp\left(-\frac{E_a}{k_B T}\right) \text{sh}\left[\frac{\gamma}{k_B T}(\sigma - \sigma_i)\right], \quad (5)$$

где  $V_0$  не зависит от температуры и напряжения, а зависит от свойств кристалла,  $E_a$  — энергия активации процесса,  $\gamma$  — активационный объем,  $\sigma_i$  — внутреннее напряжение.

В результате аппроксимации полученных экспериментальных данных выражением (5) оценен активационный объем  $\gamma$ , связанный с процессом пластического течения. Оказалось, что его величина в 30–70 раз пре-

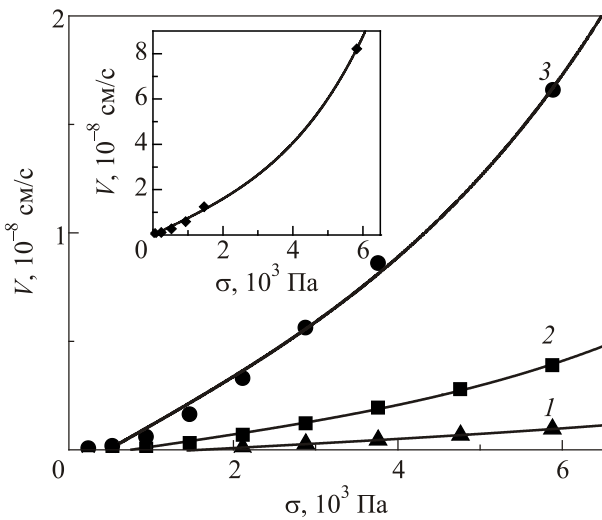


Рис. 10. Зависимость скорости пластического течения твердого  $^3\text{He}$  от механического напряжения при молярном объеме  $\Omega_m = 21,66 \text{ см}^3/\text{моль}$  и различных температурах: 783 (1), 955 (2), 1168 (3) мК, на вставке — данные при  $T = 1140$  мК. Сплошные линии — результат аппроксимации выражением (5).

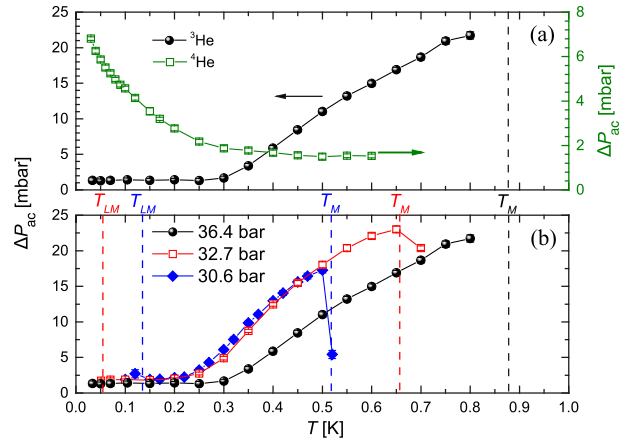


Рис. 11. (Онлайн в цвете) Температурная зависимость изменения амплитуды избыточного давления  $\Delta P_{ac}$  в детектирующей камере измерительной ячейки (см. рис. 7) при периодическом воздействии пьезоэлемента на диафрагму [22]. Давление  $^4\text{He}$  — 36,4 бар, давление  $^3\text{He}$  — 30,6, 32,7 и 36,4 бар.

вышает атомный объем. Это свидетельствует в пользу того, что при пластическом течении твердого гелия структурные перестройки в решетке происходят в областях, существенно превышающих атомный размер. Такая же ситуация имела место и при пластическом течении твердого  $^4\text{He}$  [18].

Данные по экспериментальному исследованию пластического течения твердого  $^3\text{He}$ , полученные в университете Альберта, подтвердили основной результат харьковской группы — при очень низких температурах скорость пластического течения практически не зависит от температуры (см. рис. 11), т.е. имеет не термический характер, а определяется квантовыми эффектами. Таким образом, в независимых экспериментах, проведенных двумя научными группами, обнаружено новое явление — квантовая ползучесть кристаллов.

Температурные зависимости скорости течения, зарегистрированные обеими группами, оказались качественно одинаковыми. Различие наблюдается лишь в количественных характеристиках. Так, в термоактивационной области энергия активации составляла 2,3–6,0 К в экспериментах [21] и 0,85 К в экспериментах [22]. Температура перехода к квантовому режиму течения составляла 0,2 К и ниже в [21] и 0,1–0,3 К в [22].

### 5. Возможные физические механизмы пластического течения твердого гелия

Полученные результаты свидетельствуют о регистрации пластического течения твердого гелия при низких температурах вплоть до 100 мК. Физическая интерпретация результатов макроскопических экспериментов нетривиальна по ряду причин. В общем случае в процесс пластической деформации могут давать вклад несколь-

ко микроскопических механизмов. При этом их относительные вклады могут быть разными в зависимости от параметров экспериментов: механического напряжения, температуры и молярного объема. Целесообразен поиск основного атомарного механизма, контролирующего пластичность, в рамках которого можно непротиворечиво интерпретировать совокупность экспериментальных данных и установление области параметров эксперимента, в которой он реализуется. Очевидно, что для идентификации такого механизма необходимо учитывать общие закономерности атомных перестроек, специфику экспериментальной методики, а также структурное состояние образцов твердого гелия и особенности протекания процесса макроскопической пластической деформации в измерительной ячейке. Необходимо также отметить, что исходное структурное состояние образцов твердого гелия должно существенно зависеть от пространственного протекания процесса кристаллизации. Весьма вероятно, что в обсуждаемых экспериментах образцы были поликристаллами, но реальная их структура не известна. Следует ожидать, что дефектная структура исследованных образцов сильно неоднородная в частности, могут быть существенные отличия в структуре границ зерен в камерах и каналах измерительных ячеек.

Процесс протекания макроскопической пластической деформации в измерительных ячейках пространственно неоднородный, что обусловлено следующими обстоятельствами. Во-первых, из рассмотрения геометрии измерительных ячеек очевидно, что протекание макроскопической пластической деформации без нарушения сплошности образца (образования пор, трещин) может обеспечить только пространственно неоднородное течение. Во-вторых, в измерительных ячейках реализуется сложное неоднородное напряженное состояние, обусловленное неоднородным пространственным распределением, как внешних механических деформирующих напряжений, так и внутренних напряжений, созданных дефектами неоднородной структуры образцов.

Отметим, что существующие в настоящее время теоретические модели не дают детального количественного описания связи макроскопической пластической деформации с характеристиками элементарных процессов пластической деформации в неоднородных структурах. Поэтому обсуждение экспериментальных результатов, а также сравнение результатов, полученных различными методиками, можно провести лишь на полуколичественном уровне.

### 5.1. Особенности пластического течения твердого $^4\text{He}$ при низких температурах

Полученные в [18] из кривых ползучести значения скорости пластического течения гелия  $V$  несколько отличаются от образца к образцу, что, по-видимому, обусловлено различием их структурных состояний. При этом

зависимости скорости  $V$  от обратной температуры качественно подобны и соответствуют термически активированным процессам. Для количественного анализа зависимостей  $V(T)$  использовалась формула (5), из которой вытекает соотношение

$$\ln \left[ V / \text{sh} \left( \frac{\gamma(\sigma - \sigma_i)}{k_B T} \right) \right] = \ln V_0 - \frac{E_a}{k_B T}. \quad (6)$$

Как видно из (6), зависимость величины

$$\ln \left( V / \text{sh} \frac{\gamma(\sigma - \sigma_i)}{k_B T} \right)$$

от  $1/T$  должна быть линейной, если параметр  $V_0$  не зависит от температуры.

Как отмечалось в разд. 3, зависимости скорости  $V$  от обратной температуры имеют два характерных участка: высокотемпературный ( $T \geq 0,4$  К) и низкотемпературный ( $T \leq 0,4$  К). Можно предполагать, что на этих участках пластическое течение контролируется различными физическими механизмами.

Рисунок 12 иллюстрирует типичную температурную зависимость скорости пластического течения гелия в высокотемпературной области, полученную на образце с молярным объемом  $\Omega_m = 21,05$  см<sup>3</sup>/моль при постоянном механическом напряжении  $\sigma = 8 \cdot 10^3$  Па, когда  $\sigma_i \ll \sigma$ .

Видно, что экспериментальная зависимость

$$\ln \left( V / \text{sh} \frac{\gamma\sigma}{k_B T} \right)$$

от  $1/T$  в самом деле хорошо аппроксимируется выражением (6). Таким образом, есть веские основания счи-

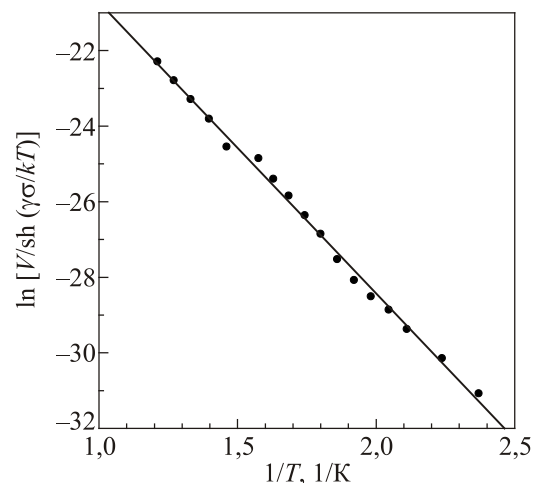


Рис. 12. Зависимость скорости течения гелия от обратной температуры, полученная на образце  $^4\text{He}$  с молярным объемом  $21,05$  см<sup>3</sup>/моль при постоянном механическом напряжении  $\sigma = 8 \cdot 10^3$  Па. Данные на рисунке приведены в координатах, соответствующих формуле (6).



тать, что зарегистрированный процесс пластического течения твердого гелия является термически активируемым с энергией активации  $E_a = 7,7$  К и активационным объемом  $\gamma \approx 100$  атомных объемов. Этот процесс пластического течения может быть обусловлен движением дислокаций.

В области температур  $T \leq 0,4$  К зависимости скорости пластического течения от обратной температуры приведены на рис. 13 для образца с молярным объемом  $\Omega_m = 21,05$  см<sup>3</sup>/моль (кривая 1) и для более плотного кристалла с молярным объемом  $\Omega_m = 20,70$  см<sup>3</sup>/моль (кривая 2). Как и следовало ожидать, скорость течения гелия заметно выше в более рыхлом кристалле.

Приведенные на рис. 13 зависимости показывают, что при температурах до  $\approx 160$  мК реализуется термоактивационный механизм ползучести. Обращают на себя внимание не только малые значения скорости течения твердого гелия, но и малая величина энергии активации процесса  $E_a$  ползучести при этих температурах:  $E_a = 0,7$  К для зависимости 1 и 0,5 К для зависимости 2. К сожалению, имеющихся экспериментальных данных недостаточно для однозначной идентификации механизма массопереноса в этих условиях. Можно лишь отметить, что такие малые энергии активации характерны для движения дислокационных кинков, при наличии вторичного барьера Пайерлса [23], а также для специфического дефекта — краудиона [24], который возникает, когда в плотноупакованном кристаллографическом ряду на длине в несколько межатомных расстояний делокализуется один лишний атом. Более подробно физические механизмы пластического течения рассмотрим в следующем подразделе при обсуждении пластического течения <sup>3</sup>He, в котором наряду с термоактивационным наблюдается и квантовый режим ползучести.

Можно также предположить, что механизмы, контролирующие термоактивационное пластическое течение <sup>4</sup>He на разных температурных участках, действуют одновременно во всей исследованной температурной области, но их относительный вклад в пластичность изменяется с изменением температуры.

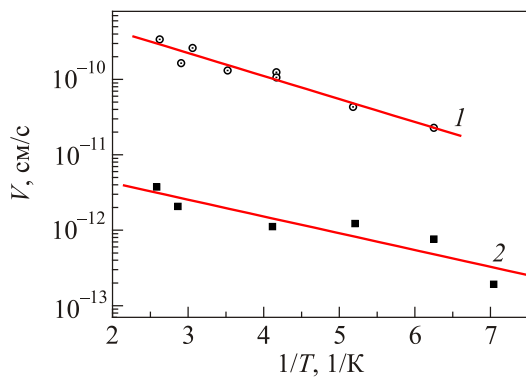


Рис. 13. Скорость течения твердого гелия при температурах ниже 0,5 К для образцов с молярными объемами  $\Omega_m$ : 21,05 (1) и 20,70 (2) см<sup>3</sup>/моль.

## 5.2. Пластическое течение твердого <sup>3</sup>He

Эксперименты, проведенные в [20,21] на образцах <sup>3</sup>He с различными молярными объемами в широком диапазоне температур при различных значениях механического напряжения  $\sigma$  (до  $6 \cdot 10^3$  Па), позволили установить, что при  $T \geq 0,2$  К общий характер зависимости скорости пластического течения от температуры и приложенного механического напряжения одинаков: величина скорости монотонно уменьшается с понижением температуры (при постоянном  $\sigma$ ) и увеличивается с ростом  $\sigma$  (при постоянной температуре). Отметим, что полученные зависимости  $V(\sigma)$ , во-первых, нелинейны, а во-вторых, при каждой температуре можно выделить некоторое пороговое напряжение  $\sigma_i$ , начиная с которого зависимости  $V(\sigma)$  надежно регистрировались (см. рис. 10). При напряжениях, меньших  $\sigma_i$ , значения  $dC/dt$  были слишком малы и определялись с большим разбросом.

Величину  $\sigma^* = \sigma - \sigma_i$  можно трактовать как эффективное напряжение, под действием которого происходит макроскопическое пластическое течение, а параметр  $\sigma_i$  имеет смысл эффективного противодействующего внутреннего напряжения.

### 5.2.1. Механизмы пластического течения в термоактивированной области

Анализ экспериментальных данных, полученных на серии образцов, показал, что зарегистрированный при  $T > 0,2$  К процесс пластического течения твердого <sup>3</sup>He является термоактивированным, а зависимость  $V(\sigma, T)$ , как и в случае <sup>4</sup>He (см. рис. 12), хорошо описывается аналитическим выражением (5). На рис. 14 приведены результаты обработки экспериментальных данных, полученных при различных значениях  $\sigma \approx 5740, 3670, 2060, 1430, 915$  Па, для образца с молярным объемом  $\Omega_m = 24,43$  см<sup>3</sup>/моль.

Видно, что температурная зависимость величин, вычисленных по формуле

$$\ln \left\{ V / \text{sh} \left[ \frac{\gamma(\sigma - \sigma_i)}{k_B T} \right] \right\},$$

хорошо описывается линейной функцией от  $1/T$  и в пределах малого разброса не зависит от  $\sigma$ , что подтверждает предположение  $V_0 = \text{const}(\sigma, T)$ .

В результате аппроксимации экспериментальных данных для каждого исследованного образца в результате анализа экспериментальной зависимости  $V(\sigma, T)$  определены значения параметров  $E_a$ ,  $\gamma$ ,  $\sigma_i$  и  $V_0$ . Величины энергии активации процесса пластического течения составили 2,3–6,0 К. Установлено, что в пределах разброса данных активационный объем  $\gamma$  не зависит от температуры, а его значения заключены в интервале  $(50 \pm 20)$  атомных объемов. Таким образом, для образцов с  $\Omega_m \geq 22,96$  см<sup>3</sup>/моль значения активационного объема  $\gamma$

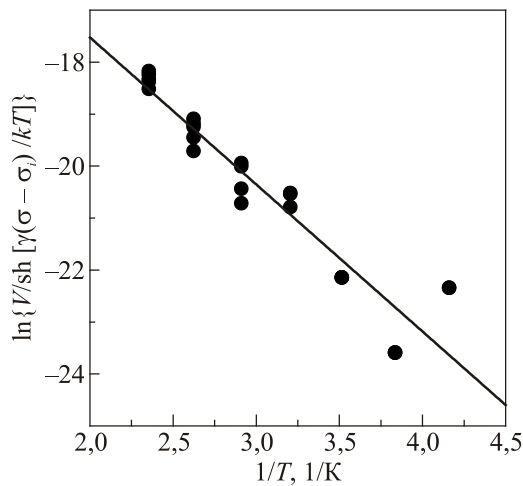


Рис. 14. Аппроксимация выражением (6) экспериментальных данных, полученных при различных значениях  $\sigma$ : 5740, 3670, 2060, 1430, 915 Па, для образца с молярным объемом  $\Omega_m = 24,43 \text{ см}^3/\text{моль}$ .

в 30–70 раз превышают объем, приходящийся на один атом гелия  $\Omega_a$ . Для образцов с  $\Omega_m \leq 22,62 \text{ см}^3/\text{моль}$  значения  $\gamma/\Omega_a$  несколько больше. Это означает, что структурные перестройки в кристаллической решетке при элементарных актах пластического течения твердого  $^3\text{He}$ , как и в случае  $^4\text{He}$ , происходят в областях, характерный размер которых значительно превышает атомный размер.

Большая величина активационного объема дает основание говорить о дислокационном механизме зарегистрированного пластического течения твердого  $^3\text{He}$ . В [20,21] полученные экспериментальные результаты проанализированы в рамках двух концепций современной физики низкотемпературной пластичности: когда пластическое течение связано с преодолением дислокациями локальных барьеров или движение дислокаций в потенциальном рельефе Пайерлса обусловлено зарождением парных перегибов (двойных кинков) и их последующим расширением.

В случае, когда потенциальный рельеф Пайерлса невелик, процесс пластической деформации может контролироваться термически активированным движением дислокаций через локальные барьеры. Такими локальными барьерами могут быть атомы  $^4\text{He}$ , которые в исследованных образцах  $^3\text{He}$  являются примесью замещения с атомной концентрацией  $C_{^4\text{He}} < 10^{-5}$ . Однако проведенный анализ показал, что такая концентрация  $^4\text{He}$  не может обеспечить необходимого количества локальных барьеров. Хотя атомы  $^4\text{He}$  могут являться локальными препятствиями для движения дислокаций, ввиду малости их концентрации в исследованных образцах вряд ли можно считать, что термически активированное скольжение дислокаций контролируется локальными барьерами, созданными атомами примеси  $^4\text{He}$ .

Другим возможным типом локальных препятствий могут быть дислокации «леса» (дислокации, пересекающие плоскость скольжения движущейся дислокации). Оценки показали, что для интерпретации экспериментальных данных плотность дислокаций «леса» должна быть порядка  $10^{15} \text{ м}^{-2}$ . Однако при такой плотности дислокации «леса» должны создавать в кристалле дальнедействующие внутренние напряжения, которые почти в 20 раз больше максимального значения  $\sigma$ , достигнутого в экспериментах, и на несколько порядков превышают эмпирические значения параметра  $\sigma_i$ , полученные при обработке экспериментальных данных с помощью формулы (5). Это противоречие не позволяет допустить, что дислокации «леса» являются барьерами, контролирующими процесс дислокационного пластического течения.

Таким образом, принимая во внимание совокупность имеющихся в настоящее время экспериментальных результатов, мы не можем указать тип локального препятствия и сделать вывод о том, что пластическое течение твердого  $^3\text{He}$  контролируется механизмами преодоления дислокациями локальных барьеров.

Полученные оценки величины активационного объема в несколько десятков атомных объемов дают основания для обсуждения экспериментальных результатов в рамках механизмов движения дислокаций в рельефе Пайерлса, теории которых посвящено большое количество работ (см., например, [23,25–33] и представленные там ссылки). Движение дислокаций в рельефе Пайерлса происходит путем образования и дальнейшего расширения парных перегибов (кинков), а скорость пластической деформации  $\dot{\epsilon}$ , которая пропорциональна измеренной в эксперименте макроскопической скорости течения гелия  $V(T, \sigma)$ , определяется вероятностью зарождения парных кинков и динамикой их расширения.

Проанализированы два режима движения дислокаций: случай, когда процессы взаимной аннигиляции перегибов слабо влияют на среднюю длину пробега кинков вдоль дислокации и  $\dot{\epsilon}$  пропорциональна частоте зарождения парных кинков, и случай, когда средняя длина пробега перегибов определяется процессами их взаимной аннигиляции. Анализ показал, что, по-видимому, реализуется первый случай. Сопоставление параметров, аппроксимирующих экспериментальные данные, и параметров теории проведено в предположении, что в твердом гелии, как и в традиционных ОЦК кристаллах, действуют системы скольжения полных дислокаций типа  $\langle 111 \rangle \{110\}$  и  $\langle 111 \rangle \{112\}$  (величина вектора Бюргерса  $b = \sqrt{3}a/2$ ,  $a$  — параметр решетки), а рельеф Пайерлса имеет синусоидальную форму.

Оценки ширины одиночного перегиба (одиночного кинка) на дислокации для кристаллов с  $\Omega_m = 23,98$  и  $24,43 \text{ см}^3/\text{моль}$  показали, что она составляет  $\approx 6a$ , т.е. перегиб достаточно широкий, что позволяет применить непрерывную модель дислокации. Для винтовых дислокаций с вектором Бюргерса  $1/2 \langle 111 \rangle$  получены

оценки величины напряжения Пайерлса  $\tau_P$ :  $\tau_P = (1,8-2,1) \cdot 10^5$  Па для плоскости скольжения типа  $\{110\}$  и  $\tau_P = (3,4-4) \cdot 10^4$  Па для типа  $\{112\}$ . Сравнение величины  $\tau_P$  с величиной модуля упругости  $\mu_t = (C_{11} - C_{12} + C_{44})/3$  ( $C_{ik}$  — тензор модулей упругости), который определяет скорость поперечных упругих волн, распространяющихся в ОЦК кристаллах вдоль направлений типа  $\langle 111 \rangle$ , показало, что  $\tau_P / \mu_t = (4-4,3) \cdot 10^{-2}$  для плоскости скольжения типа  $\{110\}$  и  $\tau_P / \mu_t \approx (7,6-8,2) \cdot 10^{-3}$  для плоскости скольжения типа  $\{112\}$ . Отметим, что эти оценки величины  $\tau_P / \mu_t$  согласуются с известными результатами для ОЦК металлов: в чистых металлах ( $\alpha$ -Fe, Nb, Mo, Ta, V) величина этого отношения составляет  $(5,2-8,2) \cdot 10^{-3}$  [34], а результаты компьютерного моделирования дают  $2,6 \cdot 10^{-2}$  для Mo [35] и  $4,7 \cdot 10^{-2}$  для Ta [36]. Полученные оценки величины напряжения Пайерлса  $\tau_P$  показывают, что все эксперименты проведены в условиях, когда хорошо выполняются неравенства  $\sigma_{\max} < 6 \cdot 10^3$  Па  $\ll \tau_P$  и  $\max(\sigma^* = \sigma - \sigma_t) \leq 2 \cdot 10^3$  Па  $\ll \tau_P$ . С учетом этого в результате расчета величины активационного объема получено значение  $(16-30)\Omega_a$ , что согласуется с эмпирическими значениями параметра  $\gamma = (30-70)\Omega_a$ .

Таким образом, проведенный полуколичественный анализ дает основания полагать, что характеристики экспериментально зарегистрированных в [20,21] процессов пластического течения в твердом  $^3\text{He}$  можно трактовать в рамках существующих представлений о механизмах движения дислокаций в рельефе Пайерлса. По-видимому, реализуется случай, когда процессы взаимной аннигиляции перегибов слабо влияют на среднюю длину пробега кинков вдоль дислокации и  $\dot{\epsilon}$  пропорциональна частоте зарождения парных кинков. При этом определяемая экспериментально энергия активации  $E_a$  имеет ясный физический смысл:  $E_a$  равна удвоенному значению энергии одиночного перегиба на дислокации. Отметим, что этот вывод не связан с выбором конкретной модели рельефа Пайерлса. Подчеркнем, что для более точных заключений требуются дополнительные экспериментальные исследования и их подробный анализ в рамках механизмов движения дислокаций в рельефе Пайерлса.

Перенос вещества (атомов  $^3\text{He}$ ) через перфорированную полимерную пленку, в принципе, может осуществляться с помощью диффузионных механизмов. По всей видимости, при этом можно исключить рассмотрение диффузии собственных междоузельных атомов, поскольку их концентрация и подвижность должны быть весьма малы вследствие больших энергии образования и энергии активации термоактивированного движения [16], и ограничиться механизмами вакансионной диффузии. Эффективность этих механизмов определяется источниками и стоками вакансий, которыми могут являться различные структурные дефекты кристалла: границы зерен, блоков, поверхности пор, дислокации, а также

стенки измерительной ячейки. Однако при обсуждении механизмов вакансионной диффузии для объяснения полученных результатов возникают затруднения. Основная проблема состоит в интерпретации зарегистрированной сильной зависимости  $V(\sigma)$ , которая обусловлена большой величиной активационного объема  $\gamma = (30-70)\Omega_a$ , поскольку в известных моделях моновакансионной диффузии [37] величина активационного объема порядка атомного объема  $\Omega_a$ , что почти на два порядка меньше, чем в нашем случае. Очевидно, что найденное значение  $\gamma$  нельзя также объяснить диффузией би- и тривакансий. В такой ситуации остается предположить, что диффузионный вакансионный механизм пластического течения в твердом гелии возможен, если источниками вакансий являются области с очень высокой концентрацией внешних напряжений, где напряжение  $\sigma$  эффективно увеличивается более чем на порядок. Однако достижение высоких значений концентрации механического напряжения в исследованном твердом гелии требует серьезного обоснования из-за его достаточно высокой пластичности. Кроме того, требуется принять во внимание многие важные факторы, в частности, необходимо учесть сложное пространственно неоднородное распределение диффузионных потоков и процессы релаксации механических напряжений в областях источников и стоков вакансий, которые могут привести к заметному уменьшению величин концентрации напряжений.

### 5.2.2. Квантовые механизмы пластического течения

Одним из характерных признаков квантового процесса пластического течения является независимость скорости пластического течения от температуры. В [20,21] на многих образцах  $^3\text{He}$  такая область температур была обнаружена (см. рис. 9). Однако измерения удалось выполнить лишь при достаточно высоких механических напряжениях, а большой разброс экспериментальных данных не позволил надежно установить зависимость скорости от напряжения. Выше на полуколичественном уровне было показано, что в термически активированной области характеристики пластического течения твердого  $^3\text{He}$  можно интерпретировать в рамках существующих представлений о движении дислокаций в рельефе Пайерлса.

При действии этого механизма с понижением температуры должна происходить смена режимов пластического течения: сначала происходит переход от преимущественного термоактивационного режима к режиму, в котором зарождение парного перегиба стимулируется квантовым туннелированием с предварительной термической активацией, при дальнейшем понижении температуры процесс пластического течения определяется действием квантового туннелирования [26].

Согласно полученной в [26] формуле, температура, условно разделяющая области, в которых, наиболее ве-

роятно, процесс пластического течения определяется действием термических флуктуаций и квантового туннелирования, соответственно, зависит от величины эффективного механического напряжения, действующего на дислокацию при ее движении в рельефе Пайерлса. При достигнутом в экспериментах эффективном напряжении  $\approx 2 \cdot 10^3$  Па для температуры смены режима течения получена оценка  $\approx 0,01$  К. Отметим, что в экспериментах атермичность скорости пластического течения наблюдалась при температурах ниже  $\approx 0,2$  К, а на некоторых образцах не регистрировалась и при  $0,1$  К. Поскольку в экспериментах температура перехода к атермической пластичности зависела от величины напряжения в кристалле, более точная информация здесь может быть получена, если удастся измерить зависимость скорости пластического течения гелия от механического напряжения в квантовом режиме.

Отметим, что квантовый режим пластического течения возможен и при других механизмах, в частности вакансионном. В этом случае как образование вакансий, так и их движение должно происходить туннельным образом. В [38] предложен механизм массопереноса в квантовых кристаллах, обусловленный туннельно-термоактивационной диффузией локализованных вакансий. Рассмотрена модель вакансии в квантовом кристалле как псевдочастицы, которая имеет метастабильные квантовые состояния, локализованные на узлах решетки в потенциальных ямах кристаллического поля. Предполагается, что энергетический спектр такой вакансии состоит из широкой зоны и отщепленных от нее вниз одного или двух дискретных уровней, а ее квантовая динамика описывается в квазиклассическом приближении. Диффузионное перемещение вакансии в объеме кристалла происходит путем случайных туннельных и термически активированных скачков между узлами решетки. Температурная зависимость коэффициента диффузии вакансий  $D(T)$  в этой модели описывает монотонное уменьшение  $D$  при понижении температуры и переход от экспоненциального закона, характерного для высокотемпературной термически активированной диффузии, к атермическому туннельному процессу в области предельно низких температур.

В предположении, что скорость пластического течения  $V(\sigma, T)$  пропорциональна коэффициенту диффузии вакансий  $D(T)$ , проведено сопоставление результатов экспериментов с теоретическими формулами. На рис. 15 показана аппроксимация представленной на рис. 9(а) экспериментальной зависимости  $V(T)$  теоретической зависимостью  $D(T)$ , полученной в [38]. Температура, условно разделяющая области термически активированного и квантового течения, примерно равна  $0,22$  К.

Строго говоря при анализе результатов экспериментов, теория пластического течения при наличии вакансионного механизма должна объяснять не только тем-

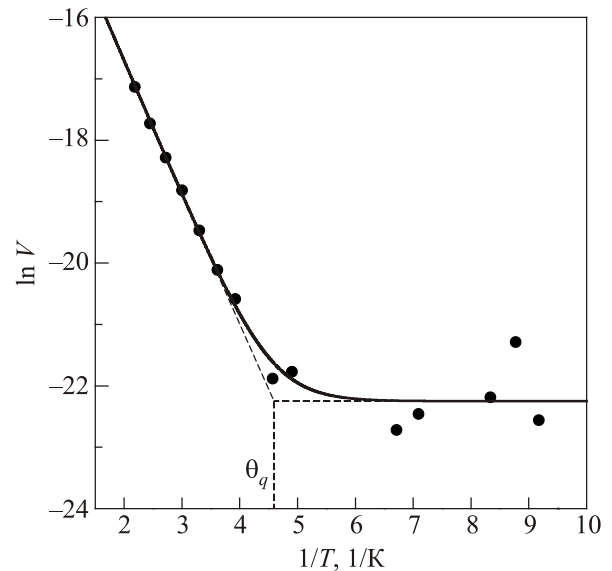


Рис. 15. Аппроксимация представленной на рис. 9(а) экспериментальной зависимости  $V(T)$  с помощью теоретической зависимости  $D(T)$  (сплошная линия), полученной в [38],  $1/\theta_q \approx 0,22$  К.

пературную зависимость  $V(\sigma, T)$ , но и ее зависимость от внешнего механического напряжения  $\sigma$ , а также значительную величину активационного объема. Для развития этой теории, в частности, специального рассмотрения требует вопрос об источниках и стоках вакансий.

Подчеркнем, что для более точной идентификации возможных квантовых механизмов массопереноса в твердом  $^3\text{He}$  требуются дополнительные эксперименты в области атермического пластического течения, в частности, выяснение зависимости скорости пластического течения от величины механического напряжения в кристалле, создаваемого внешним воздействием. При анализе нельзя также исключить возможность одновременного самосогласованного действия вакансионного и дислокационного механизмов при квантовой пластичности.

## 6. Заключение

Экспериментально зарегистрировано пластическое течение твердого  $^4\text{He}$  и твердого  $^3\text{He}$  между двумя камерами при наличии разности давлений между ними. При этом эффект наблюдался при отсутствии непосредственного контакта между твердой и сверхтекучей фазами гелия. Разработанная методика позволяла измерять скорость пластического течения в зависимости от температуры в области температур  $0,1$ – $1,0$  К, а также от механического напряжения в кристалле. Обнаружено, что температурная зависимость скорости течения имеет различный характер в твердых  $^4\text{He}$  и  $^3\text{He}$ . В твердом  $^3\text{He}$  впервые обнаружен квантовый режим пластического течения ниже  $\approx 0,2$  К, когда течение становится



атермическим, а выше этой температуры наблюдается переход от квантового режима к термически активированному режиму течения. В твердом  $^4\text{He}$  пластическое течение носило термически активированный характер во всей исследованной области температур. Проведен полуколичественный анализ возможных физических механизмов пластического течения. В термоактивационной области наблюдаемые экспериментальные результаты можно объяснить в рамках существующих представлений о движении дислокаций в рельефе Пайерлса. Этот механизм допускает при понижении температуры переход к квантовому режиму течения.

Авторы выражают благодарность Н.П. Михину за существенные замечания по тексту статьи, а также А.А. Лисунову за помощь в подготовке рукописи.

1. Б.И. Веркин, В.Н. Григорьев, В.Г. Иванцов, В.А. Коваль, Э.Я. Рудаковский, А.А. Голуб, Н.М. Звягина, *Методы получения и измерения низких и сверхнизких температур*, Наукова думка, Киев (1987).
2. Б.И. Веркин, С.С. Соколов, *Введение в физику гелия*, Наукова думка, Киев (1993).
3. А.Ф. Андреев, И.М. Лифшиц, *ЖЭТФ* **56**, 2057 (1969).
4. G. Chester, *Phys. Rev. A* **2**, 256 (1970).
5. A. Leggett, *Phys. Rev. Lett.* **25**, 1543 (1970).
6. E. Kim and M.Y.W. Chan, *Science* **305**, 1491 (2004).
7. J. Day and J. Beamish, *Nature* **450**, 853 (2007).
8. J. Beamish, *J. Low Temp. Phys.* **168**, 194 (2012).
9. S. Balibar, A.D. Fefferman, A. Haziot, and X. Rojas, *J. Low Temp. Phys.* **168**, 221 (2012).
10. D.Y. Kim and M.H.W. Chan, *Phys. Rev. Lett.* **109**, 155301 (2012).
11. H. Suzuki, *J. Phys. Soc. Jpn.* **35**, 1472 (1973).
12. В.Л. Цымбаленко, *Письма ЖЭТФ* **23**, 709 (1976).
13. Н.Е. Дюмин, Н.В. Зуев, В.Н. Григорьев, *ФНТ* **16**, 863 (1990) [*Sov. J. Low Temp. Phys.* **16**, 507 (1990)]; *ФНТ* **19**, 33 (1993) [*Low Temp. Phys.* **19**, 23 (1993)].
14. D. Greywall, *Phys. Rev.* **16**, 1291 (1977).
15. J. Day and J. Beamish, *Phys. Rev. Lett.* **96**, 105304 (2006).
16. R. Hallock and M.W. Ray, *Phys. Rev. Lett.* **100**, 235301 (2008); *Phys. Rev. Lett.* **105**, 145301 (2010).
17. A. Lisunov, V. Maidanov, N. Mikhin, A. Neoneta, V. Rubanskyi, S. Rubets, E. Rudavskii, and V. Zhuchkov, *J. Low Temp. Phys.* **175**, 113 (2014).
18. В.А. Жучков, А.А. Лисунов, В.А. Майданов, А.С. Неонета, В.Ю. Рубанский, С.П. Рубец, Э.Я. Рудаковский, С.Н. Смирнов, *ФНТ* **41**, 223 (2015) [*Low Temp. Phys.* **41**, 169 (2015)].
19. Z.G. Cheng and J. Beamish, *Phys. Rev. Lett.* **117**, 025301 (2016).
20. A. Lisunov, V. Maidanov, V. Rubanskyi, S. Rubets, E. Rudavskii, S. Smirnov, and V. Zhuchkov, *Phys. Rev. B* **92**, 140505(R) (2015).
21. А.А. Лисунов, В.А. Майданов, В.Ю. Рубанский, С.П. Рубец, Э.Я. Рудаковский, С.Н. Смирнов, *ФНТ* **42**, 1372 (2016) [*Low Temp. Phys.* **42**, 1075 (2016)].

22. Z.G. Cheng and J. Beamish, *Phys. Rev. Lett.* **121**, 22530 (2018).
23. Дж. Хирт, И. Лоте, *Теория дислокаций*, Атомиздат, Москва (1972).
24. А.М. Косевич, *Физическая механика реальных кристаллов*, Наукова думка, Киев (1981).
25. П. Гийо, Дж. Дорн, *Критический обзор пайерлсовского механизма деформации*, в кн.: *Актуальные вопросы теории дислокаций (сборник статей)*, Мир, Москва (1968), с. 270.
26. Б.В. Петухов, В.Л. Покровский, *ЖЭТФ* **63**, 634 (1972).
27. A. Seeger, *Zs. Metallkunde B* **72**, 369 (1981).
28. V.D. Natsik and X.-J. Kaufmann, *Phys. Status Solidi (a)* **65**, 571 (1981).
29. М.А. Стржемечный, *ФНТ* **10**, 663 (1984) [*Sov. J. Low Temp. Phys.* **10**, 348 (1984)].
30. Б.В. Петухов, *ФНТ* **11**, 1090 (1985) [*Sov. J. Low Temp. Phys.* **11**, 601 (1985)].
31. Б.В. Петухов, *ФНТ* **12**, 749 (1986) [*Sov. J. Low Temp. Phys.* **12**, 425 (1986)].
32. В.И. Никитенко, в кн.: *Динамика дислокаций*, Наукова думка, Киев (1975).
33. A. Seeger, *Zs. Metallkunde* **93**, 760 (2002).
34. T. Suzuki, Y. Kamimura, and H.O.K. Kircher, *Philos. Mag. A* **79**, 1629 (1999).
35. Ju Li, C.Z. Wang, J.P. Chang, W. Cai, V. Bulatov, K.M. Ho, and S. Yip, *Phys. Rev. B* **70**, 104113 (2004).
36. K. Ito and V. Vitek, *Philos. Mag. A* **81**, 1387 (2001).
37. Дж. Маннинг, *Кинетика диффузии атомов в кристаллах*, Мир, Москва (1971).
38. В.Д. Нацик, С.Н. Смирнов, *ФНТ* **43**, 1459 (2017) [*Low Temp. Phys.* **43**, 1163 (2017)].

Пластичний плин твердих  $^4\text{He}$  та  $^3\text{He}$   
при низьких температурах  
(Огляд)

В.А. Майданов, Е.Я. Рудацький, С.М. Смірнов,  
С.С. Соколов

Представлено огляд експериментальних і теоретичних досліджень пластичного плин у твердого гелію в області температур 0,1–1,0 К. Найбільш надійні й цікаві результати отримано у двох наукових групах, де спостерігався пластичний плин між з'єднаними між собою камерами із твердим гелієм, що виникав після створення в одній з камер надлишкового тиску, причому у вимірювальних комітках був виключений безпосередній контакт твердого гелію з надпливною фазою. Виявлено істотно різний характер пластичного плин у твердих  $^4\text{He}$  й  $^3\text{He}$ : якщо у твердому  $^4\text{He}$  швидкість пластичного плин зменшується зі зниженням температури, що відповідає термічно активованому процесу, то у твердому  $^3\text{He}$  при температурах нижче  $\approx 0,2$  К уперше зареєстрована квантова повзучість, коли швидкість плин перестав залежати



ти від температури. Лише в одній групі експериментів, які було проведено поблизу кривої плавлення, було зареєстровано зростання швидкості плинину  $^4\text{He}$  при зниженні температури, що дозволило авторам зробити висновок про прояв деякої форми надплинності. У термічно активованій області пластичного плинину  $^4\text{He}$  й  $^3\text{He}$  знайдено величини енергії активації й активаційного об'єму, що в 30–70 разів перевищує атомний об'єм. Проведено аналіз можливих фізичних механізмів пластичного плинину твердого гелію.

Ключові слова: твердий гелій, пластичний плин, термічно активований процес, квантова повзучість.

### Plastic flow of solid $^4\text{He}$ and $^3\text{He}$ at low temperatures (Review Article)

V.A. Maidanov, E.Ya. Rudavskii, S.N. Smirnov,  
and S.S. Sokolov

A review of experimental and theoretical studies of the plastic flow of solid helium in the temperature range 0.1–1.0 K is presented. The most reliable and interesting results were obtained in

two scientific groups where a plastic flow was observed between interconnected chambers with solid helium that occurred after an overpressure in one of the chambers, in which the direct contact of solid helium with the superfluid phase was excluded in the measuring cell. A significantly different nature of plastic flow was found in solid  $^4\text{He}$  and  $^3\text{He}$ : if in solid  $^4\text{He}$ , the plastic flow rate decreases with decreasing temperature, which corresponds to a thermally activated process, then in solid  $^3\text{He}$  at temperatures below  $\approx 0.2$  K, quantum creep was first recorded when the flow rate ceases to depend on temperature. Only in one group in experiments conducted near the melting curve, an increase in the flow rate of  $^4\text{He}$  was observed with decreasing temperature, which allowed the authors to conclude that some form of superfluidity manifested itself. In the thermally activated region of the plastic flow of  $^4\text{He}$  and  $^3\text{He}$ , the values of the activation energy were found and also the activation volume were estimated, which are 30–70 times higher than the atomic volume. The analysis of the possible physical mechanisms of plastic flow of solid helium was carried out.

Keywords: solid helium, plastic flow, thermally activated process, quantum creep.