

# АНОМАЛИЯ ВНУТРЕННЕГО ТРЕНИЯ В КРИСТАЛЛАХ ГЕЛИЯ, ВЫРАЩЕННЫХ В РЕЖИМЕ БЫСТРОГО (burst-like) РОСТА

*В. Л. Цымбаленко\**

*Национальный исследовательский центр «Курчатовский институт», НТК «Сверхпроводимость»  
123182, Москва, Россия*

*Институт физических проблем им. П. Л. Капицы Российской академии наук  
119334, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 18 апреля 2014 г.

В диапазоне температур 0.49–0.75 К на частоте приблизительно 75 кГц измерено внутреннее трение в кристаллах, выращенных в двух режимах: нормальном, медленном, и аномальном, быстром (burst-like growth). Наблюдаются дополнительный вклад в затухание и смягчение динамического модуля, а также их релаксация к равновесным значениям с постоянной времени примерно 3 мс. Обсуждены возможные источники эффекта.

DOI: 10.7868/S0044451014100149

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Ниже температуры второго перехода ограничения ( $T < T_{R2} \approx 0.9$  К) кристаллы гелия, возникшие в метастабильной сверхтекучей жидкости, растут в двух качественно различных режимах в зависимости от начального пересыщения  $Dp_0$  [1, 2]. Пока отклонение от равновесия невелико, скорость роста граней кристалла мала и определяется известными механизмами: рост на винтовых дислокациях и на источниках Франка–Рида [3]. Однако выше некоторого критического пересыщения  $p_c$ , зависящего от температуры [4], скорость роста скачком возрастает, так что кристалл полностью вырастает за 200–400 мкс [5]. Характерной чертой эффекта является временная задержка между рождением кристалла и скачкообразным увеличением скорости [6]. В течение довольно длительного времени, также зависящего от начального пересыщения и доходящего до 0.2 с, кристалл растет с обычной скоростью, после чего происходит ускорение роста. При низких температурах скорость роста увеличивается в 100–1000 раз. К настоящему времени определены условия, при которых реализуется второй сценарий роста (burst-like growth) [4], измерены значения скорости быстрого роста [2, 6], изучен возврат к нор-

мальному состоянию с типичными для равновесных кристаллов низкими скоростями роста [7].

Однако вся совокупность данных так и не дала однозначного ответа на вопрос, является ли данное явление переходом поверхности в новое быстрорастущее состояние или причина лежит в изменении объемных свойств кристалла [2]. Поскольку наблюдается изменение кинетики граней, логично предположить, что причина эффекта в фазовом переходе на поверхности либо в появлении качественно нового интенсивного источника роста. Как следует из съемки роста кристалла на быстром этапе [5], анизотропия кинетической огранки невелика, что означает одновременное ускорение кинетики роста всех граней, в том числе и различных ориентаций. Это также означает, что подготовка к началу быстрого роста должна проходить за одинаковое время. Таким образом, новый механизм должен быть мало чувствительным к таким параметрам поверхности, как температура перехода ограничения, поверхностная энергия, межплоскостное расстояние и т. д.

Трудности поиска такого механизма привели к предположению, что причина ускорения кинетики состоит в изменении внутреннего состояния кристалла. К настоящему времени выполнен лишь один эксперимент, относящийся к объемным параметрам, состоящий в попытке наблюдения теплового эффекта при образовании быстрорастущего состояния. При температурах выше 0.4 К на фоне осциллирующей тем-

\*E-mail: VLT49@yandex.ru

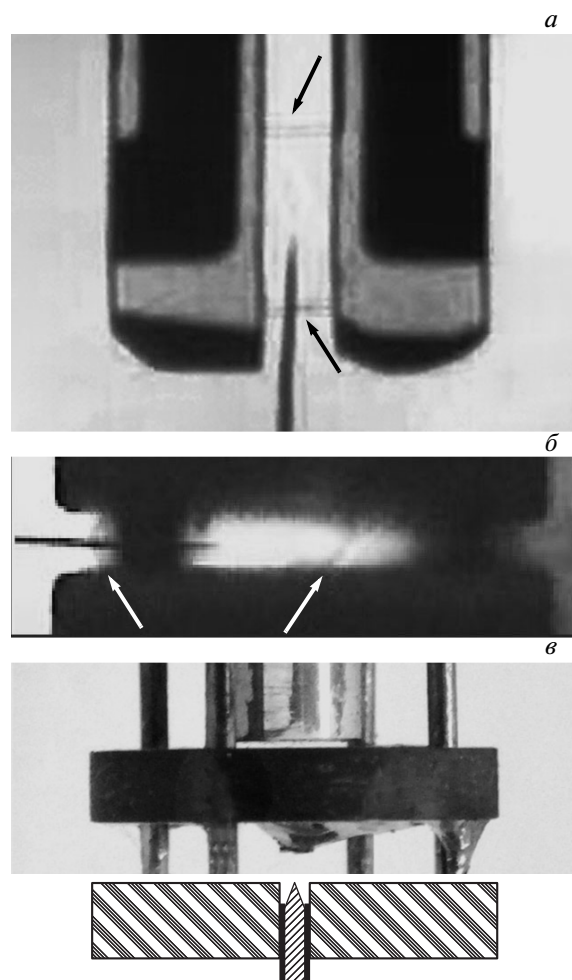
пературы, сопровождающей рост кристалла, не выявлена особенность при переходе в фазу быстрого роста. Это дало только верхнюю оценку энергии объемного перехода [8].

Изменение внутреннего состояния кристалла может повлиять на его кинетические свойства, такие как теплопроводность и внутреннее трение. Собственные потери равновесного кристалла на диссипацию при колебаниях на частотах 15–80 кГц очень велики [9, 10]. Максимальное значение декремента затухания гелия доходит до 0.5. Температурные зависимости динамического модуля и декремента, влияние на внутреннее трение примесей  $^3\text{He}$ , пластической деформации и отжига позволяют предположить, что механизм диссипации является дислокационным [10]. Поскольку внутреннее трение определяется объемом образца, можно ожидать, что объемные изменения, приводящие к быстрому росту, отражаются на параметрах внутреннего трения кристалла. Возврат к нормальному состоянию с медленной кинетикой роста тогда должен сопровождаться затуханием добавки к декременту со временем.

В данной работе измерено внутреннее трение на частоте приблизительно 75 кГц после роста кристалла в режимах нормального и аномально быстрого роста. Предварительные результаты опубликованы в статье [11].

## 2. МЕТОДИКА ИЗМЕРЕНИЙ

В начальный момент жидкость в контейнере находилась под давлением, превышающим давление фазового равновесия на  $Dp_0$ . Величина  $Dp_0$  ограничивалась спонтанным зарождением кристалла на стенке, так что в различных экспериментах значения максимального пересыщения лежали в диапазоне от 5 до 12 мбар. Перед началом роста отключалась накачка кварцевого резонатора и амплитуда его колебаний начинала уменьшаться. Затем на иглу, расположенную так, чтобы образовавшийся кристалл соприкоснулся с кварцевым осциллятором, подавался импульс высокого напряжения. Дополнительное электростатическое давление стимулировало образование зародыша твердой фазы [6], после чего начиналась кристаллизация метастабильной жидкости. Кристаллы, выращенные данной методикой, имеют концентрацию дислокаций  $10^5\text{--}10^6\text{ см}^{-2}$  [3]. Рост кристалла записывался на видеокамеру. Сигналом отключения генератора запускалась регистрация амплитуды колебаний кварца и показаний емкостного датчика давления с шагом 1 мкс. Общая



**Рис. 1.** Типы кварцевых резонаторов и расположение вольфрамового острия, инициирующего рост кристалла. Стрелками на фото *a* и *б* указаны границы кристаллов. *a* — Кристалл в зазоре кварцевой вилки; *б* — рост кристалла в зазоре 0.4 мм; *в* — сборка с центральным расположением острия и зазором 0.18 мм, фото и схематический разрез

длина записи составляла 130 мс. Частота и добротность составной системы определялись по участкам записи релаксации амплитуды колебаний длительностью 1 мс. Детали оптической методики приведены в работах [6, 12].

Использованные в экспериментах кварцевые резонаторы и расположение игл показаны на рис. 1. Кварцевая вилка (рис. 1*a*) имела резонансную частоту 31909.2 Гц и собственный декремент затухания в сверхтекучем гелии  $\delta_0 \approx 10^{-4}$ . Цилиндрический кварц (рис. 1*б, в*) диаметром 3.4 мм и длиной 28 мм с основной торсионной модой колебаний в гелии воз-

буждался на частоте 74551.9 Гц. Добротность свободных колебаний равна  $3.2 \cdot 10^4$ . Амплитуда колебаний кварца выбиралась так, чтобы максимальная деформация сдвига гелиевого кристалла не превышала  $10^{-7}$ . Этот резонатор использовался ранее для изучения внутреннего трения в кристаллическом гелии [9, 10].

Монокристалл гелия, выросший в зазоре, во время крутильных колебаний испытывает сложную деформацию, так что его крутильная жесткость определяется всеми компонентами тензора упругости. Для обработки экспериментальных данных используем упрощенную модель: будем рассматривать кристалл гелия как изотропную среду. Примем, что кристалл имеет форму диска с осью, совпадающей с осью торсионных колебаний. В этом приближении уравнение, описывающее колебания системы кварц–кристалл гелия, имеет вид

$$\frac{\operatorname{tg}(k_0 L_0)}{k_0 L_0} = \left(\frac{S}{S_0}\right)^2 \frac{\operatorname{ctg}(kh)}{kh}, \quad (1)$$

где  $L_0$  — длина кристалла кварца,  $S_0$  и  $S$  — площади торца кварца и кристалла гелия. Площадь соприкосновения  $S$  кристалла гелия с торцом по окончании роста оценивалась по объему кристалла  $V_c$  с помощью соотношения

$$V_c = V_0 \frac{\rho}{\Delta\rho} k_l D p_0 = Sh, \quad (2)$$

где  $V_0$  — внутренний объем контейнера,  $\rho$  — плотность жидкого гелия,  $\Delta\rho$  — разность плотностей твердого и жидкого гелия,  $k_l$  — коэффициент сжимаемости жидкого гелия,  $h$  — размер зазора. Волновые векторы  $k_0$  и  $k$  крутильных колебаний кварца и гелия даются обычными соотношениями:

$$k_0 = \frac{\omega}{c_0}, \quad k = \frac{\omega}{c}, \quad c^2 = \frac{G' + iG''}{\rho'}, \quad (3)$$

где  $c_0$  и  $c$  — скорость крутильных колебаний соответственно кварца и кристалла гелия,  $\omega$  — частота колебаний системы,  $G = G' + iG''$  — комплексный динамический модуль сдвига гелия,  $\rho'$  — плотность твердого гелия. По экспериментальным значениям частоты и декремента затухания системы  $\delta$  определялась мнимая часть частоты  $\omega'' = \omega' \delta / 2\pi$ , затем комплексная частота подставлялась в уравнение (1). В результате решения уравнения находились действительная и мнимая части динамического модуля гелия. Декремент среды определяется известным соотношением  $\delta_{\text{He}} = \pi G'' / G'$ . С указанными выше упрощениями данная обработка дает результаты, усредненные по всем упругим константам кристалла гелия.

В предыдущих экспериментах по внутреннему трению [9, 10] для определения  $\delta_{\text{He}}$  использовалось соотношение, выведенное из энергетических соображений. При условиях  $\delta \ll 2\pi$  и  $\delta_0 \ll \delta$  декремент среды вычисляется по формуле

$$\delta_{\text{He}} \approx \frac{\delta - \delta_0}{1 - (\omega_0/\omega)^2} \alpha, \quad (4)$$

Здесь  $\omega_0$  — частота колебаний свободного кварца,  $\alpha$  — коэффициент, учитывающий инерцию кристалла гелия. Для данной геометрии и зазора 0.4 мм коэффициент  $\alpha \approx 0.9$ . Значения декремента, рассчитанные по формуле (4) и по соотношениям (1) и (2), согласуются в пределах 10%.

Рост и колебания размера быстро растущих кристаллов заканчиваются в течение 0.5–3 мс в зависимости от температуры [5]. Далее объем кристалла увеличивается за счет подтока из внешней системы и за время 20 мс возрастает лишь на 2%. Поэтому уже приблизительно через 2 мс можно полагать площадь соприкосновения  $S$  постоянной и вычислять ее величину по соотношению (2). При вычислении же модуля и декремента медленно растущих кристаллов учитывалось изменение их объема, определенное по временной зависимости уменьшения давления в контейнере. Площадь соприкосновения  $S(t)$  возрастала со временем. Отметим, что оценка (2) для  $S(t)$  дает большую ошибку в начале роста, пока размер кристалла мал или сравним с величиной зазора.

### 3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ РЕЗУЛЬТАТЫ

#### 3.1. Опыты с кварцевой вилкой

В экспериментах с вилкой спонтанное рождение кристалла на стенках контейнера ограничивало стартовое пересыщение величиной 5 мбар. В процессе роста кристалла частота системы возрастала с 32 кГц до 60 кГц. Добротность системы, как следует из формулы (3), определялась в основном кристаллом, имеющим декремент 0.1–0.5. В результате осцилляции системы кварц–гелий затухали за 1–2 мс. За это время при таких невысоких пересыщениях не успевает сформироваться аномальное состояние [6]. Эти эксперименты не дали желаемых результатов.

#### 3.2. Эксперименты с цилиндрическим кварцем

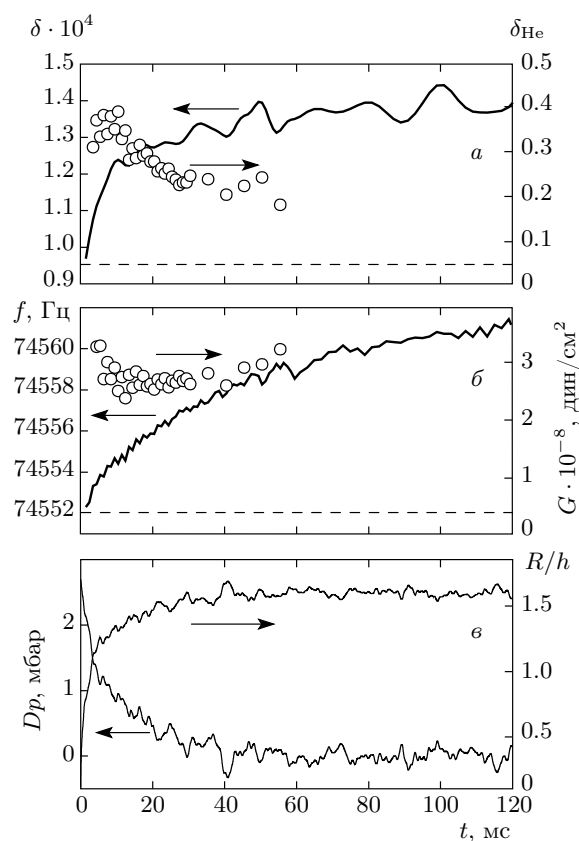
В отличие от опытов с вилкой, в данном случае сдвиг частоты системы кварц–гелий и затухание кварца мало. Свободные осцилляции системы

продолжаются время, достаточное для формирования аномального состояния и изучения эволюции его внутреннего трения в течение 130 мс. В первой серии опытов игла размещалась сбоку с острием вблизи оси колебаний кварца (рис. 1б). Эксперименты проводились при температурах 0.49, 0.54, 0.59, 0.62, 0.65, 0.69 и 0.75 К до начальных пересыщений 10 мбар. Разброс температур внутри каждой группы измерений составлял 0.002 К. Зазор между торцом кварца и металлическим основанием равен 0.4 мм. Во второй серии игла помещалась снизу по оси торсионных колебаний (рис. 1в). Эксперименты проводились при температуре 0.512 К. Зазор в этом случае составлял 0.18 мм. Такое размещение иглы гарантировало расположение кристалла, лучше соответствующее упрощенной модели расчета параметров кристалла.

Усредненный модуль сдвига, вычисленный по объемной сжимаемости и коэффициенту Пуассона  $\nu = 0.3$ , равен  $1.22 \cdot 10^8$  дин/см<sup>2</sup>. Экспериментальные же значения лежали в диапазоне  $(1-3.5) \times 10^8$  дин/см<sup>2</sup>. Такое различие результатов связано с анизотропией кристалла и с упрощенным подходом к определению модуля сдвига. В уравнении (1) не учитывалось наличие жесткой иглы и смещение кристалла от оси колебаний кварца. Последний фактор может быть учтен введением в уравнение (1) коэффициента, зависящего от отношения радиуса кристалла к величине смещения. Для нулевого сдвига коэффициент равен единице. Неучет смещения кристалла приводит к недооценке его крутильной жесткости и, как следствие, к завышению значения модуля сдвига, вычисленного по формуле (1). Такое же влияние оказывает наличие иглы сбоку. Отметим, что это замечание относится к значениям упругого модуля, но не к его временной зависимости, поскольку размер и форма кристалла по завершении быстрого роста незначительно изменяются за время измерения. Декремент кристалла гелия, вычисленный как по уравнению (1), так и по формуле (4), малочувствителен к смещению. Численное моделирование показало, что сдвиг кристалла от оси колебаний даже на величину его радиуса не изменяет более чем на 10% декремент, рассчитанный по формуле (4).

### 3.3. Медленный рост кристалла

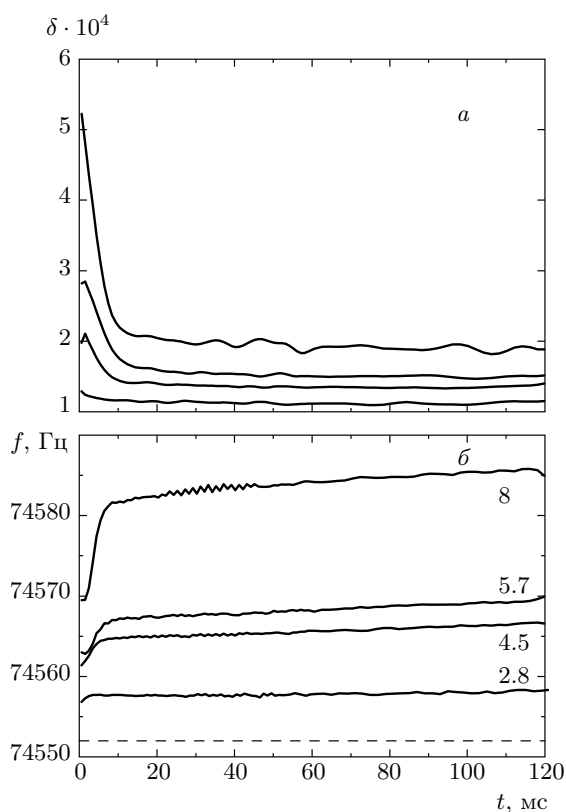
На рис. 2 приведены записи изменения давления в контейнере, частоты и декремента системы кварц–кристалл при  $T = 0.75$  К и начальном пересыщении 2.7 мбар. По мере роста кристалла давление в контейнере уменьшается приблизительно за



**Рис. 2.** Изменение со временем параметров системы кварц–кристалл гелия и рассчитанных значений декремента затухания (*a*) и модуля сдвига (*б*) при  $T = 0.75$  К в области нормального роста. *в* — Изменение давления к контейнеру и радиуса кристалла, рассчитанного по формуле (2); *б* — запись роста частоты составного осциллятора кварц–кристалл гелия и модуля сдвига, рассчитанный по уравнению (1); *a* — изменение декремента затухания системы и рассчитанного декремента кристалла гелия

время 50 мс. Радиус кристалла, вычисленный в приближении (2), увеличивается и после момента времени  $\sim 20$  мс изменяется мало. Частота и затухание системы кварц–кристалл монотонно возрастают. Результаты вычислений декремента и модуля сдвига кристалла гелия приведены на том же рисунке. Видно, что в процессе роста кристалла значения модуля сдвига лежат в интервале  $(2.5-3.5) \cdot 10^8$  дин/см<sup>2</sup>. С учетом упрощений и разброса данных можно полагать, что модуль сдвига остается неизменным. Вычисленные значения декремента кристалла гелия мало изменяются в процессе роста (рис. 2а). Абсолютная величина декремента 0.2–0.3 согласуется с результатами измерений в работе [10].

Таким образом, медленный рост кристалла ха-



**Рис. 3.** Изменение со временем частоты (б) и декремента затухания (а) системы кварц–кристалл гелия при росте кристаллов с различными значениями начального пересыщения при  $T = 0.49$  К по завершении этапа быстрого роста. Числа на рис. б указывают значения  $Dp_0$  [мбар]. Последовательность кривых записи декремента (а) снизу вверх соответствует последовательности кривых изменения частоты (б)

характеризуется постоянством модуля сдвига и неизменным, или слабо меняющимся, декрементом, величина которого близка к декременту кристаллов, выращенных и отожженных вблизи кривой плавления, как в работе [10]. Рост из метастабильной жидкости не оказал существенного влияния на внутреннее трение кристаллов гелия.

### 3.4. Быстрый рост кристаллов

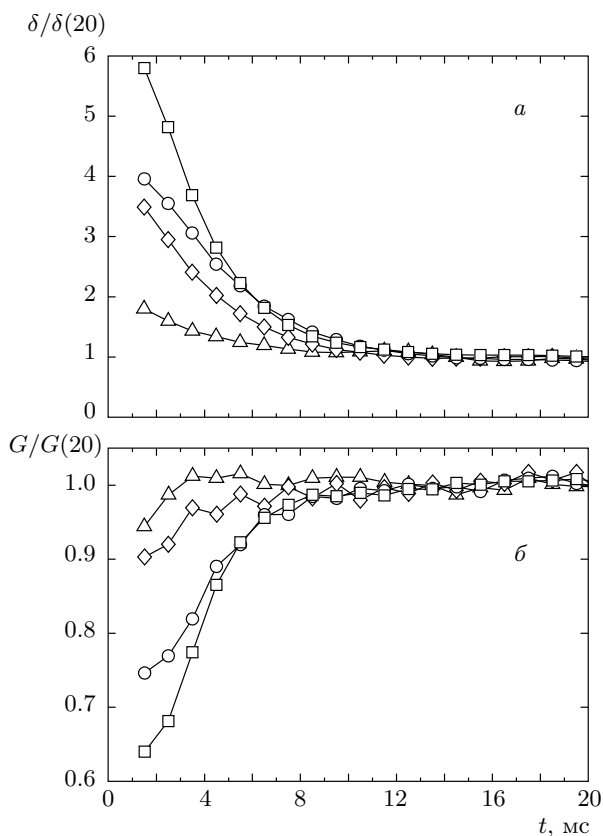
В области быстрого роста давление, регистрируемое датчиком давления, резко уменьшается после зарождения кристалла, демонстрируя скачкообразное увеличение кинетики всех граней кристалла. Определение декремента и частоты системы кварц–гель выполнялось по записи свободных колебаний после окончания роста кристалла. На рис. 3 приведены за-

висимости изменения этих параметров от времени. На кривых четко различаются две области. По завершении роста кристалла декремент системы начинает уменьшаться одновременно с возрастанием усредненного динамического модуля сдвига. Примерно через 20 мс релаксация завершается и наблюдается дальнейшее медленное увеличение частоты и модуля сдвига. Второй участок связан с подрастанием кристалла вследствие подтока жидкости по капилляру из внешней системы. Наклоны зависимостей  $f(t)$  в этой области пропорциональны начальному пересыщению  $Dp_0$ , а вычисленные значения модуля сдвига и декремента затухания кристалла в пределах разброса постоянны. Значения  $\delta_{He}$  на этом участке варьируются от кристалла к кристаллу и лежат в интервале 0.05–0.25. К примеру, для кривых, приведенных на рис. 3, эти значения равны 0.074 (2.8), 0.1 (4.5), 0.13 (5.7), 0.11 (8), в скобках приведены значения  $Dp_0$  [мбар]. Подобный разброс наблюдался ранее [10] в отожженных образцах, выращенных при постоянном давлении и градиенте температуры, и связан, по-видимому, с различным распределением дислокаций в кристалле ранее наблюдалось при медленном росте, когда кинетика определяется дефектами (винтовыми дислокациями и источниками Франка–Рида [3]), по отклонению формы кристалла от правильной гексагональной призмы. Результаты на заключительном этапе роста кристалла согласуются с известными данными.

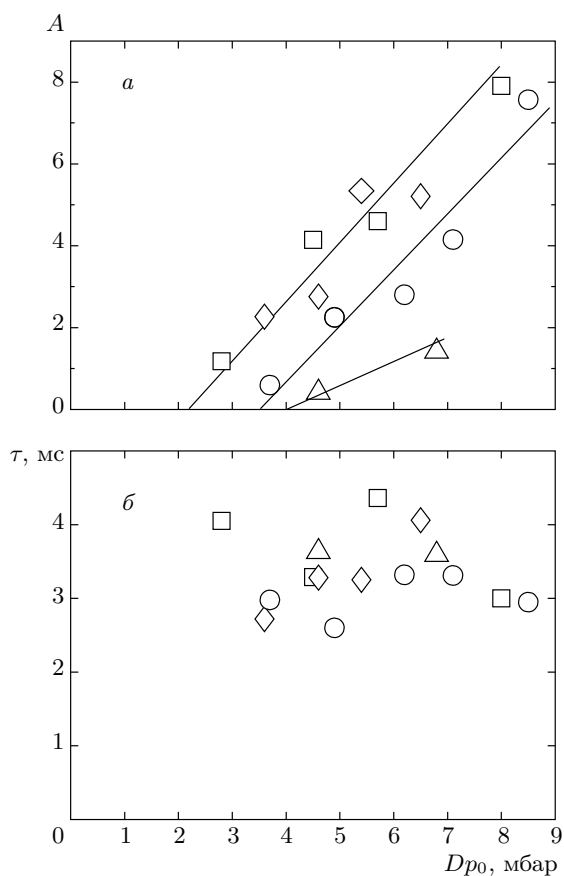
Избыточное затухание и уменьшение динамического модуля наблюдаются только в кристаллах, выросших в режиме “burst-like growth”. На рис. 4 приведены зависимости декремента и модуля сдвига кристаллов гелия, нормированные на их установившиеся значения при  $t > 20$  мс. И на рис. 3, и на рис. 4 видно, что релаксирующий вклад увеличивается с ростом начального пересыщения. Кривые релаксации хорошо описываются экспоненциальной зависимостью:

$$\frac{\delta(t)}{\delta(20)} = 1 + A \exp\left(-\frac{t}{\tau}\right). \quad (5)$$

Зависимости параметров  $A$  и  $\tau$  от  $Dp_0$  приведены на рис. 5. Увеличение релаксирующего вклада иллюстрируется ростом амплитуды  $A$  с увеличением начального пересыщения. Параметр  $A$  обращается в нуль при пересыщении, соответствующем граничному, разделяющему области нормального и аномального роста [4],  $A(Dp_0 = p_c) \approx 0$ . Время же релаксации, лежащее в диапазоне 2.5–4.5 мс, в пределах



**Рис. 4.** Вычисленные значения декремента (*a*) и модуля сдвига (*b*) по записям с рис. 3, нормированные на их установившиеся значения при  $t = 20$  мс. Начальные пересыщения: 8 (□), 5.7 (○), 4.5 (ромбы), 2.8 (Δ) мбар



**Рис. 5.** Зависимости амплитуды избыточного декремента (*a*) и времени релаксации процесса, вычисленного по формуле (5), (*b*) от начального пересыщения при разных температурах: 0.49 (□), 0.59 (ромбы), 0.65 (○), 0.69 (Δ) К

разброса не зависит ни от температуры, ни от начального пересыщения.

Таким образом, кристаллы, выросшие в режиме “burst-like growth”, в изученной области температур и пересыщений обнаруживают избыточное затухание и уменьшение динамического модуля сдвига, релаксирующие со временем. Величина эффекта мала или равна нулю на границе областей аномального и нормального роста и возрастает с удалением от нее. Эта добавка уменьшается с постоянной времени приблизительно 3 мс.

#### 4. ОБСУЖДЕНИЕ РЕЗУЛЬТАТОВ

Измеренное затухание складывается из диссипации как внутри кристалла, так и на его поверхности. Из эксперимента известно, что высокая кинетика граней по завершении роста кристалла сохраняется не менее 3 мс и возврат к нормальной, медленной кинетике происходит за время 50–100 мс [7].

Упругие напряжения на границе кристалла изменяют величину химического потенциала твердой фазы и инициируют перемещение границы раздела фаз. Подобный эффект изучался в работе [13]. В результате происходит плавление и рост граней с удвоенной частотой, поскольку добавка к химическому потенциалу квадратична по напряжению. Диссипация, связанная с поверхностью, в свою очередь складывается из двух частей. Первая обусловлена кинетикой роста поверхности, определяется кинетическим коэффициентом роста  $K$  и имеет величину менее  $10^{-7}$ . Осциллирующий рост сопровождается потоками жидкости, вызывающими излучение звука на удвоенной частоте. Второй вклад также невелик, менее  $10^{-7}$ . Сумма обоих вкладов много меньше наблюдаемого в эксперименте декремента гелия, величина которого не менее 0.07. Таким образом, дополнительное затухание связано с процессами именно в объеме.

Внутреннее трение, измеряемое в эксперименте, определяется суммой всех процессов диссипации, происходящих в кристалле. Перечислим возможные источники наблюдаемого эффекта. Дополнительное затухание может быть вызвано появлением нового релаксационного процесса. Временное поведение затухания качественно согласуется с изменением кинетики роста граней после окончания роста. Поэтому возможно предположение, что скачкообразное изменение состояния кристалла проявляется и в появлении дополнительного затухания, и в ускорении роста граней.

Вторая возможность состоит во влиянии измененного состояния кристалла на осцилляцию дислокационных сегментов, которые, как считается, ответственны за столь большое значение декремента затухания в кристаллическом гелии. В модели дислокационного внутреннего трения Гранато–Люкке [14] частотная и температурная зависимости внутреннего трения в случае задемпфированного колебания сегментов дислокаций выражается формулой

$$\delta = \xi \frac{4(1-\nu)}{\pi^2} \Lambda L^2 \Omega \frac{\omega \tau_{dis}}{1 + (\omega \tau_{dis})^2}, \quad (6)$$

$$\tau_{dis} \sim B(T) L^2,$$

где  $\nu$  — коэффициент Пуассона,  $B$  — константа демпфирования,  $L$  — средняя длина дислокационного сегмента,  $\Lambda$  — концентрация дислокаций,  $\Omega$  — ориентационный фактор,  $\xi$  — параметр, учитывающий распределение сегментов по длине. Для  $\delta$ -распределения  $\xi = 1$ , для сетки случайных пересечений  $\xi \approx 4.4$ . В рамках данной модели уменьшение затухания с одновременным ростом динамического модуля происходит при увеличении времени  $\tau_{dis}$ , т. е. с ростом константы демпфирования, определяемой вязкостью фононного газа. Отсюда следует, что в кристалле, выросшем в режиме “burst-like growth”, движение дислокаций меньше тормозится фононами, чем в равновесном кристалле.

Последний вывод справедлив, если геометрическая конфигурация дислокационной сетки по завершении роста остается неизменной. Однако, как известно из предыдущих экспериментов по внутреннему трению [10], даже медленный рост кристаллов гелия может приводить к временным вариациям декремента кристалла и его динамического упругого модуля. Требуется тщательный длительный отжиг кристалла вблизи кривой плавления и медленное изменение температуры при проведении измерений для получения воспроизводимых результатов. Учитывая этот факт, естественно предположить, что быстрый рост кристалла создает неравновесную сетку

дислокаций, которая по завершении роста начинает релаксировать, что и отражается на значениях декремента и динамического модуля. Для сетки дислокаций с самопересечениями произведение  $\Lambda L^2 \approx 1$ , так что оно мало изменяется при отжиге, и временной ход, согласно формулам (6), связан с увеличением средней длины дислокационных сегментов в процессе быстрого отжига. Против этого предположения свидетельствуют результаты опытов по “burst-like growth”, выполненные на кристаллах, не имеющих ростовых источников Франка–Рида и винтовых дислокаций [15, 16]. В этих экспериментах после завершения этапа быстрого роста грань кристалла по-прежнему оставалась без ростовых источников, т. е. режим “burst-like growth” не порождал дефекты. Даже многократное повторение процесса не «портило» поверхность.

Подводя итог, отметим, что наблюдаемое избыточное затухание и дефект модуля, релаксирующие со временем, наблюдаются только в кристаллах, выросших в режиме “burst-like growth”. Однозначно установить источник аномалии на основании полученных данных невозможно. С равной степенью вероятности эффект может быть объяснен как изменением внутреннего состояния кристалла, проявившегося либо в появлении нового канала релаксации, либо в воздействии на торможение дислокаций, так и отжигом неравновесной сетки дислокаций, возникшей при быстром росте. Вопрос, может ли быстрый рост породить неравновесную сетку дислокаций, остается открытым.

Автор благодарен А. Ф. Андрееву за предоставленную возможность выполнения данной работы в Институте физических проблем РАН. Специальная благодарность В. В. Завьялову, без поддержки которого эта работа вряд ли могла бы быть выполнена. Автор признателен сотрудникам НИЦ «Курчатовский институт» В. С. Круглову и В. А. Шарыкину за содействие, а также С. Н. Бурмистрову и Л. Б. Дубовскому за полезные обсуждения результатов.

## ЛИТЕРАТУРА

1. V. L. Tsybalyenko, Phys. Lett. A **211**, 177 (1996).
2. V. L. Tsybalyenko, J. Low Temp. Phys. **138**, 795 (2005).
3. В. Л. Цымбаленко, ФНТ **21**, 162 (1995).

4. V. L. Tsymbalenko, J. Low Temp. Phys. **121**, 53 (2000).
5. V. L. Tsymbalenko, Phys. Lett. A **274**, 223 (2000).
6. В. Л. Цымбаленко, ЖЭТФ **119**, 1182 (2001).
7. В. Л. Цымбаленко, ЖЭТФ **126**, 1391 (2004).
8. В. Л. Цымбаленко, ЖЭТФ **130**, 1006 (2006).
9. В. Л. Цымбаленко, ЖЭТФ **74**, 1507 (1978).
10. В. Л. Цымбаленко, ЖЭТФ **87**, 943 (1984).
11. V. L. Tsymbalenko, Phys. Lett. A **378**, 2325 (2014).
12. В. Л. Цымбаленко, ПТЭ **4**, 161 (1997).
13. S. Balibar, P. Evers, P. Leiderer et al., Europhys. Lett. **20**, 707 (1992).
14. А. Гранато, Е. Люкке, *Физическая акустика*, т. 4, ч. А, Мир, Москва (1969), с. 261.
15. P. J. Hakonen, J. S. Penttila, J. P. Ruutu et al., Phys. Rev. Lett. **76**, 4187 (1996).
16. P. J. Hakonen, J. P. Ruutu, G. Tvalashvili et al., J. Low Temp. Phys. **112**, 117 (1998).