

ИЗ ТЕКУЩЕЙ ЛИТЕРАТУРЫ

539.128.54

КРИСТАЛЛИЗАЦИОННЫЕ ВОЛНЫ В He^4 *А. Я. Паршин*

Согласно классическим представлениям (см., например, ¹) макроскопически однородная поверхность кристалла, находящегося в равновесии с жидкостью или паром, может быть атомно-гладкой или атомно-шероховатой. Шероховатая поверхность характеризуется высокой концентрацией разного рода поверхностных дефектов — ступеней, изломов, адатомов и т. д. С некоторой степенью условности атомно-гладкую поверхность можно рассматривать как двумерный кристалл с малым количеством дефектов, а атомно-шероховатую — как двумерную жидкость. При достаточно низких температурах такая жидкость, как и обычные трехмерные жидкости, должна замерзнуть. Другими словами, любой классический кристалл при абсолютном нуле должен иметь атомно-гладкую поверхность без каких-либо дефектов. Это утверждение непосредственно следует из того факта, что атомно-шероховатая (в классическом смысле) поверхность не может существовать как равновесная при абсолютном нуле, поскольку ее энтропия не равна нулю.

Как было показано Андреевым и автором ², квантовые эффекты могут изменить ситуацию. А именно, если амплитуда нулевых колебаний достаточно велика, атомно-шероховатая поверхность может остаться в «жидком» состоянии вплоть до абсолютного нуля, в точности так же, как обычный жидкий гелий при давлениях ниже 25 атм. Разумеется, это состояние уже не является шероховатым в классическом смысле, а представляет собой его квантовый аналог. При абсолютном нуле все «шероховатости» в этом состоянии должны делокализоваться и коллективизироваться, их движение должно быть строго когерентным, в точности так же, как движение частиц сверхтекучей жидкости. Эта когерентность означает, в частности, что рост и плавление кристалла с такой поверхностью при абсолютном нуле могут происходить строго бездиссипативным образом, без нарушения фазового равновесия.

Для того чтобы убедиться в том, что такая ситуация действительно возможна, рассмотрим следующий простой пример. Пусть на атомно-гладкой поверхности квантового кристалла, находящегося в равновесии с жидкой фазой, имеется изолированная ступень с изломом (рис. 1, а). Излом можно рассматривать как точечный дефект на ступени. Энергия излома не изменится при его смещении на вектор трансляции кристалла, поскольку сопровождающий такое смещение переход вещества из одной фазы в другую не дает вклада в энергию в силу равенства химических потенциалов находящихся в равновесии фаз. Поэтому, подобно другим точечным дефектам в квантовом кристалле ³, излом ведет себя так делокали-

зованная квазичастица, состояние которой определяется квазиимпульсом. Пусть p_0 — значение квазиимпульса, соответствующее дну энергетической зоны (рис. 1, б). Это состояние при нуле температуры для уединенного излома является стационарным (и основным), причем скорость излома равна нулю. Близкие по энергии стационарные состояния ($p \rightarrow p_0$) соответствуют отличной от нуля скорости излома. Таким образом, уединенный излом представляет собой пример системы, которая имеет стационарные состояния, как угодно близкие по энергии к основному и характеризующиеся наличием непрерывного потока вещества из одной фазы в другую. Это и означает, что кристаллизация (или плавление) могут происходить строго бездиссипативным образом. По аналогии со сверхтекучестью такой процесс можно назвать «сверхкристаллизацией» (или «сверхплавлением»).

Конечно, реальная квантово-шероховатая поверхность устроена гораздо сложнее, чем в рассмотренном примере; тем не менее, можно предполагать, что указанным свойством может обладать поверхность между

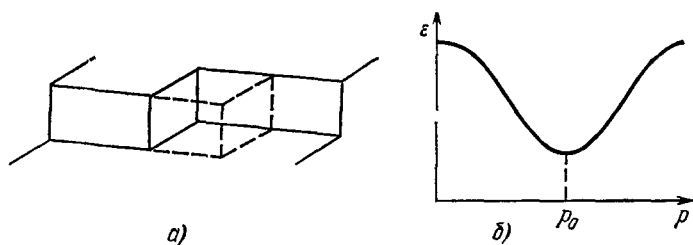


Рис. 1.

жидким и твердым гелием, по крайней мере для некоторых ее ориентаций. Если это действительно так, то кристаллизация и плавление гелия при достаточно низких температурах будут обладать многими необычными чертами, из которых наиболее интересным представляется факт существования слабозатухающих колебаний поверхности, обусловленных периодическим плавлением и кристаллизацией. Эти колебания, — кристаллизационные волны, — могут иметь макроскопическую амплитуду и во многом сходны с обычными капиллярными волнами на поверхности жидкости. Отличие состоит в том, что в случае кристаллизационных волн движение границы целиком обусловлено периодическим плавлением и кристаллизацией, а кристалл в объеме остается совершенно неподвижным (в длинноволновом пределе, когда можно пренебречь сжимаемостью обеих фаз). Спектр этих волн, без учета поля тяжести и затухания, дается выражением

$$\omega^2 = \left(\alpha + \frac{\partial^2 \alpha}{\partial \varphi_1^2} \right) \frac{\rho_2}{(\rho_1 - \rho_2)^2} k^3, \quad (1)$$

где $\alpha(\varphi_1, \varphi_2)$ — поверхностная энергия для данной ориентации, определяемой углами φ_1, φ_2 , причем φ_1 отсчитывается вдоль \mathbf{k} , ρ_1 и ρ_2 — плотности кристалла и жидкости соответственно. Затухание кристаллизационных волн также может быть вычислено². Подчеркнем липний раз, что эти волны не имеют никакого отношения к обычным поверхностным упругим волнам в кристаллах.

Кристаллизационные волны в He^4 наблюдались экспериментально⁴. В этих экспериментах использовался оптический криостат конструкции А. И. Шальникова⁵, позволявший непосредственно наблюдать за процессом роста кристаллов гелия при различных температурах вплоть до 0,4 К. Кристаллы He^4 выращивались в прямоугольном контейнере размерами

$12 \times 15 \times 28$ мм. При температурах ниже 1 К растущий кристалл имеет более или менее ярко выраженную форму гексагональной призмы, постепенно заполняющей всю нижнюю часть контейнера (кристалл несколько тяжелее жидкости). В равновесии поверхность кристалла скругляется

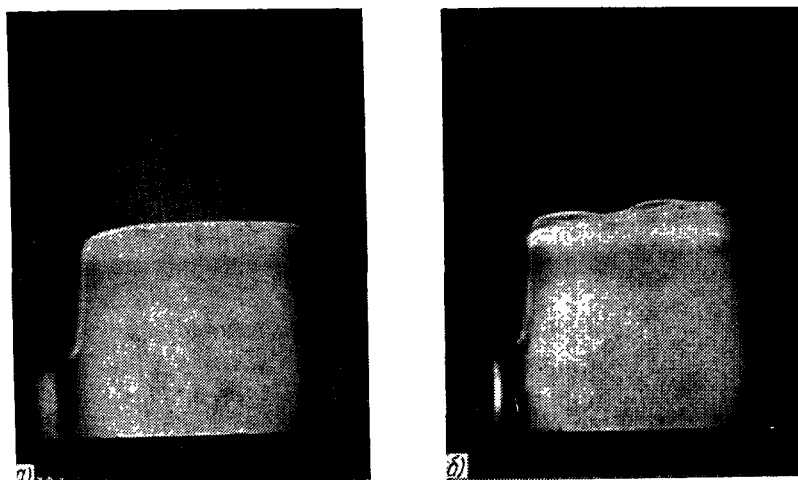


Рис. 2.

за счет уменьшения площади граней призмы роста и приобретает форму выпуклого мениска (рис. 2, а). Колебания такой поверхности при температурах 0,4—0,6 К легко возбуждаются даже под действием небольших вибраций криостата (рис. 2, б). Любопытно, что при непосредственном визуальном наблюдении эти колебания выглядят совершенно так же, как колебания поверхности обычных жидкостей. Их амплитуда может достигать нескольких миллиметров, причем монокристалличность твердой фазы от этого, по-видимому, несколько не страдает: при возобновлении роста такого кристалла ориентация граней призмы роста полностью восстанавливается.

Экспериментально измеренный спектр колебаний поверхности в точности соответствует теоретическому, причем, по существу, без каких-либо подгоночных параметров. Единственный заранее неизвестный параметр $\alpha + \frac{\partial^2 \alpha}{\partial \varphi^2}$, входящий в (1),

может быть независимо определен по форме равновесного мениска, так же, как это делается при исследовании поверхностного натяжения жидкостей (практически, однако, этот параметр с большей точностью может быть определен именно из спектра поверхностных волн). С ростом температуры затухание колебаний поверхности быстро растет, так что уже при 0,7 К они практически перестают возбуждаться. Этот факт находится в полном соответствии с теорией², предсказывающей экспоненциальный рост затухания кристаллизационных волн в этой области температур.

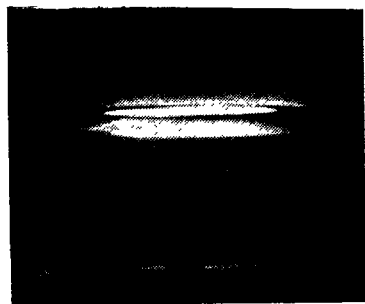


Рис. 3.

Изложенные экспериментальные факты достаточно убедительно свидетельствуют о реальности существования особого квантового состояния поверхности, постулированного в ². Отметим, что это состояние реализуется, по-видимому, для всех ориентаций поверхности, кроме «особых», а именно ориентаций, соответствующих граням призмы роста (так, основание призмы представляет собой грань (0001)). Если кристалл ориентирован относительно поля тяжести таким образом, что одна из «особых» граней близка к горизонтальной плоскости, то равновесный мениск содержит соответственно ориентированный плоский участок, окруженный полностью скругленной поверхностью (рис. 3). При этом кристаллизационные волны по-прежнему наблюдаются на скругленных участках, в то время как «особая» грань остается совершенно неподвижной, т е ведет себя как классическая атомно-гладкая поверхность.

Институт физических проблем им. С. И. Вавилова
АН СССР

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Чернов А. А.— УФН, 1961, т. 73, с. 277.
2. Андреев А. Ф., Паршин А. Я.— ЖЭТФ, 1978, т. 75, с. 1511.
3. Андреев А. Ф., Лифшиц И. М.— ЖЭТФ, 1969, т. 56, с. 2057.
4. Кешишев К. О., Паршин А. Я., Бабкин А. В.— Письма ЖЭТФ, 1979, т. 30, с. 63.
5. Шальников А. И.— ЖЭТФ, 1964, т. 47, с. 1727.