

## О КВАНТОВЫХ ЭФФЕКТАХ НА ПОВЕРХНОСТИ ТВЕРДОГО ВОДОРОДА

*В. И. Марченко*

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

Поступила в редакцию 12 апреля 2013 г.

Выяснен низкочастотный спектр возможной двумерной сверхтекучести на свободной поверхности квантового кристалла водорода. В квантово-шероховатом состоянии поверхности должны распространяться кристаллизационные волны с квадратичным спектром. В атомно-гладком состоянии спектр линейен. Рассмотрены также кристаллизационные волны, распространяющиеся вдоль элементарных ступеней.

DOI: 10.7868/S0044451013100106

$$\delta\mu_s = \frac{\partial\mu_s}{\partial n_s} \delta n_s, \quad (2)$$

В работе [1] наблюдалось быстрое изменение формы кристаллов водорода при температуре около 1.8 К. В дальнейшем такое поведение не нашло подтверждения [2, 3]. Однако до сих пор нет исследований поверхности водорода при более низких температурах, и вопрос о возможных квантовых эффектах здесь остается столь же неопределенным, как это было с границей твердый–жидкий гелий до открытия кристаллизационных волн [4, 5].

В квантовом кристалле поверхностные точечные дефекты делокализованы. По мере роста туннельных эффектов возникают нулевые дефекты и их сверхтекучесть [6]. Поверхностная сверхтекучесть в водороде обсуждалась в работе [7] в связи с наблюдением [1]. При дальнейшем росте квантовые флуктуации приводят к квантово-шероховатому состоянию поверхности [4]. Здесь мы обращаем внимание на существенное различие спектра колебаний поверхностной сверхтекучей жидкости в атомно-гладком и квантово-шероховатом состояниях свободной поверхности кристаллов.

Уравнения динамики сверхтекучей жидкости имеют вид (см. [8, (139,7)])

$$\dot{\mathbf{v}}_s + \nabla \tilde{\mu}_s = 0, \quad (1)$$

где  $\tilde{\mu}_s = \mu_s/m$ ,  $\mu_s$  — химический потенциал сверхтекучей жидкости,  $m$  — масса молекулы водорода,  $\mathbf{v}_s$  — скорость сверхтекучей компоненты. Изменение  $\mu_s$  определяется выражением

где  $n_s$  — плотность сверхтекучей компоненты. Уравнение непрерывности сверхтекучей двумерной жидкости на атомно-гладкой поверхности имеет вид

$$\dot{n}_s + \text{div } \mathbf{j} = 0, \quad (3)$$

где  $\mathbf{j}$  — поверхностный поток частиц. Пренебрегая диффузией нормальной компоненты, имеем

$$\mathbf{j} = n_s \mathbf{v}_s. \quad (4)$$

Химический потенциал двумерной сверхтекучей жидкости  $\mu_s$  на атомно-гладкой поверхности имеет возможность приходить в равновесие с объемным значением лишь при обмене частиц на линейных поверхностных дефектах — ступенях. При отсутствии ступеней колебания поверхностной сверхтекучей жидкости на атомно-гладкой грани, согласно уравнениям (1)–(4), характеризуются стандартным линейным спектром.

В квантово-шероховатом состоянии нет причин для отрыва химического потенциала  $\mu_s$  от величины приповерхностного объемного значения химического потенциала  $\mu$ . Тогда зависящая от вариации профиля поверхности  $\zeta(x, y)$  часть  $\mu_s$  задается капиллярной поправкой Херринга [10]

$$\delta\mu = -\frac{\alpha}{n} \Delta\zeta, \quad (5)$$

где  $\alpha$  — поверхностная энергия (для простоты записи формул не учитываем анизотропию),  $n$  — плотность числа частиц в кристалле,  $\Delta$  — двумерный оператор Лапласа.

Как установил Маллинз [9], уравнение непрерывности на атомно-шероховатой поверхности также существенно отличается от случая атомно-гладкой поверхности

$$n\dot{\zeta} + \operatorname{div} \mathbf{j} = 0. \quad (6)$$

С помощью соотношений (1), (4)–(6) находим уравнение линейной динамики формы поверхности

$$\ddot{\zeta} + \frac{n_s \alpha}{n^2 m} \Delta^2 \zeta = 0. \quad (7)$$

Таким образом, колебания сверхтекучей двумерной жидкости на квантово-шероховатой поверхности имеют квадратичный спектр и сводятся к волнам перекристаллизации. Учитывая гравитационную поправку  $mg\zeta$  к химическому потенциалу, получим спектр гравитационно-капиллярных кристаллизационных волн:

$$\omega = k \sqrt{\frac{n_s}{n} g \left( 1 + \frac{\alpha k^2}{mng} \right)}.$$

В водороде распространяются, очевидно, и обычные рэлеевские упругие волны как по атомно-гладким, так и по квантово-шероховатым поверхностям вне зависимости от того, имеется или нет поверхностная сверхтекучесть. Так же, как и в случае границы кристалл–жидкость гелия, здесь нет необходимости учитывать их взаимодействие с обсуждаемыми дополнительными волнами при нахождении спектров из-за значительной разницы в скоростях.

Отметим, что при наличии поверхностной сверхтекучести на атомно-гладкой грани вдоль ступени должны распространяться волны изгиба, сопровождаемые двумерным переносом массы на примыкающих к ступени верхней и нижней гранях, — одномерные волны перекристаллизации со спектром  $\omega \propto k^{3/2}$ .

Температура возможного перехода в двумерное сверхтекучее состояние зависит от ориентации поверхности. Даже в самом благоприятном случае, когда сверхтекучесть возникнет для всех ориентаций, время прихода формы кристалла к равновесной при нулевой температуре может быть значительным, поскольку сверхток ожидается лишь на толщине порядка атомной. Так, при критической скорости равной скорости звука, порядка  $10^5$  см/с, кристалл с размером порядка сантиметра может заметно изменить форму за несколько минут. Критическая скорость, однако, скорее всего, должна быть заметно

ниже, да, может быть, эффективная «толщина» поверхностной сверхтекучей жидкости поменьше. Тем не менее, даже сутки релаксации формы при некоторой температуре ниже границы исследованного диапазона 1.8 К и уменьшение этого времени при дальнейшем понижении температуры будут свидетельствовать о поверхностной сверхтекучести.

Наблюдать кристаллизационные волны или волны на атомно-гладких гранях оптическими методами, как это было сделано на границе кристалл–жидкость в гелии [5, 11], вряд ли возможно. Постановка экспериментов по обнаружению таких дополнительных ветвей, по-видимому, должна сводиться к комбинации метода изучения поверхностной диффузии на пленках кристаллов водорода [12] и измерения спектра капиллярных волн в пленках сверхтекучего гелия [13].

Благодарю А. Я. Паршина за полезное обсуждение.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Л. А. Алексеева, И. Н. Крупский, ФНТ **10**, 327 (1984).
2. А. Н. Александров, Е. А. Кирьянова, В. Г. Манжелый и др., ФНТ **13**, 1095 (1987).
3. Q. Xiong and N. J. Maris, JLT **81**, 167 (1990).
4. А. Ф. Андреев, А. Я. Паршин, ЖЭТФ **75**, 1511 (1978).
5. К. О. Кешишев, А. Я. Паршин, А. В. Бабкин, Письма в ЖЭТФ **30**, 63 (1979).
6. А. Ф. Андреев, И. М. Лифшиц, ЖЭТФ **56**, 2057 (1969).
7. С. И. Шевченко, ФНТ **11**, 660 (1985).
8. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Гидродинамика*, Наука, Москва (1986).
9. W. W. Mullins, J. Appl. Phys. **27**, 900 (1956).
10. С. Herring, *Structure and Properties of Solid Surfaces*, ed. by R. Gomer, C. S. Smith, Chicago (1953), p. 5.
11. К. О. Кешишев, А. Я. Паршин, А. В. Бабкин, ЖЭТФ **80**, 716 (1981).
12. J. Classen, K. Eschanöder, and G. Weiss, Ann. der Physik **4**, 1 (1995).
13. P. Roche, G. Deville, K. O. Keshishev, N. J. Appleyard, and F. I. B. Williams, Phys. Rev. Lett. **75**, 3316 (1995).