

## Оценка времени испарения сюрфонов с поверхности жидкого гелия из-за рассеяния на риплонах

А.Д. Григорьев<sup>1</sup>, П.Д. Григорьев<sup>2</sup>, А.М. Дюгаев<sup>2</sup>, А.Ф. Крутов<sup>1</sup>

<sup>1</sup>Самарский государственный университет, ул. Ак. Павлова, 1, г. Самара, 443011, Россия

<sup>2</sup>Институт теоретической физики им. Л.Д. Ландау РАН, пр. Ак. Семенова, 1-А, г. Черногоровка, 142432, Россия  
E-mail: grigorev@itp.ac.ru

Статья поступила в редакцию 13 июня 2012 г., после переработки 21 июня 2012 г.

Недавно предложенный новый тип поверхностных возбуждений — атомы на квантовом поверхностном уровне, названные сюрфонами, — позволяет объяснить сильную температурную зависимость коэффициента поверхностного натяжения жидкого гелия. Теоретически исследовано взаимодействие этих возбуждений с квантами поверхностных волн — риплонами. Получена оценка времени жизни сюрфона по основному каналу распада — испарению с поверхности из-за поглощения риплона. Это время жизни сюрфона оказывается значительно больше периода его квантовых колебаний (обратной энергии сюрфона), что подтверждает существование сюрфонов как квазичастиц.

Нещодавно запропонований новий тип поверхневих збуджень — атоми на квантовому поверхневому рівні, названі сюрфонами, — дозволяє пояснити сильну температурну залежність коефіцієнта поверхневого натягу рідкого гелію. Теоретично досліджено взаємодію цих збуджень з квантами поверхневих хвиль — риплонами. Отримано оцінку часу життя сюрфона по основному каналу розпаду — випарюванню з поверхні із-за поглинання риплона. Цей час життя сюрфона виявляється значно більше періоду його квантових коливань (зворотній енергії сюрфона), що підтверджує існування сюрфонів як квазічастинок.

PACS: **68.03.-g** Границы раздела жидкость–газ и жидкость–вакуум;  
68.03.Fg Испарение и конденсация жидкостей;  
68.03.Hj Структура поверхности жидкости: измерения и моделирование;  
68.03.Kp Динамика (капиллярные волны);  
**67.10.-j** Квантовые жидкости: общие свойства.

Ключевые слова: жидкий гелий, поверхностные возбуждения, сюрфоны, риплоны.

### 1. Введение

Микроскопическое описание поверхности жидкостей имеет важное значение в самых разных областях естественных наук: физике, химии, биологии, медицине. Физическая задача о структуре поверхности жидкости оказалась довольно сложной [1]. При низкой температуре становится важной квантовая природа поверхностных возбуждений [2–5]. При очень низкой температуре лишь несколько типов поверхностных возбуждений с энергией меньше или порядка температуры (помноженной на постоянную Больцмана) имеют существенную концентрацию. Поэтому только эти несколько типов низкоэнергетических возбуждений играют заметную роль в физике поверхности, что сильно упрощает ее микроскопическое описание. Среди всех известных веществ в природе только гелий остается в жидком состоянии при уменьшении температуры до

абсолютного нуля. Это связано с малой массой и слабым взаимодействием атомов гелия.

Традиционно считается, что при низкой температуре на поверхности жидкого гелия выживает единственный тип возбуждений — кванты поверхностных волн, называемые риплонами. Нас будут интересовать только капиллярные поверхностные волны с большим волновым вектором  $q \gg \sqrt{\rho/\alpha g} \approx 20 \text{ см}^{-1}$ , где  $\alpha$  — коэффициент поверхностного натяжения,  $g = 981 \text{ см/с}^2$  — ускорение силы тяжести. Закон дисперсии капиллярных волн

$$\omega_q^2 = \frac{\alpha}{\rho} q^3 \text{ th } qd, \quad (1)$$

где  $\rho$  — плотность жидкости,  $d$  — толщина пленки гелия. Для очень коротковолновых риплонов с  $q \gtrsim 1 \text{ \AA}^{-1}$  закон дисперсии смягчается, и рост  $\omega(q)$  насыщается при энергии  $\hbar\omega_D \approx 0,8 \text{ мэВ} \approx 10 \text{ К}$  [6].

Риплоны являются бесщелевыми возбуждениями (их энергия может быть сколь угодно малой), поэтому даже при очень низкой температуре числа заполнения их состояний с малой энергией конечны. Вклад идеального двумерного газа риплонов в температурную зависимость коэффициента поверхностного натяжения впервые получен Аткинсом [7]:

$$-\Delta\alpha_R(T) = AT^{7/3}, \quad (2)$$

где численный коэффициент  $A = 6,8$  мдин/(см·К<sup>7/3</sup>) для <sup>4</sup>He.

Температурная зависимость коэффициента поверхностного натяжения, даваемая уравнением (2), оказывается существенно слабее наблюдаемой в эксперименте как для <sup>4</sup>He [8], так и <sup>3</sup>He [9]. Это противоречие между теорией и экспериментом по температурной зависимости поверхностного натяжения оставалось загадкой на протяжении нескольких десятилетий, пока не был предложен новый тип поверхностных возбуждений [10]. Этот новый тип возбуждений, названный поверхностными атомными состояниями, или *сюрфонами*, позволил объяснить температурную зависимость поверхностного натяжения и достигнуть высокого согласия между теорией и экспериментом [10,11]. Сюрфоны похожи на поверхностные состояния атомов <sup>3</sup>He на поверхности жидкого <sup>4</sup>He в <sup>3</sup>He–<sup>4</sup>He смеси [12] или на состояния атомов <sup>3</sup>He и <sup>4</sup>He на поверхности жидкого водорода [13]. Поверхностные состояния атомов в смеси <sup>3</sup>He–<sup>4</sup>He, названные андреевскими уровнями, также были предложены теоретически для объяснения температурной зависимости поверхностного натяжения в этих смесях. Главное отличие между андреевскими состояниями и сюрфонами заключается в том, что последние существуют даже в чистых изотопах гелия.

Сюрфоны могут распространяться вдоль поверхности и имеют квадратичный закон дисперсии вдоль плоскости поверхности:

$$\varepsilon(k) = E_s + k^2 / 2M^*, \quad (3)$$

где  $k$  — двумерный импульс сюрфонов вдоль поверхности, а энергия сюрфонов  $E_s$  и их эффективная масса  $M^*$  зависят от изотопа гелия: <sup>3</sup>He или <sup>4</sup>He. Рождение сюрфона — термически-активационный процесс с энергией активации

$$\Delta(T) = E_s - \mu(T), \quad (4)$$

где  $\mu(T)$  — химический потенциал в объеме жидкости. При очень низкой температуре  $T \ll \Delta$  концентрация сюрфонов экспоненциально мала.

Микроскопическая структура этого нового типа возбуждений исследовалась квазиклассически в работе [11]. В этой же работе микроскопически обосновано

существование сюрфонов и получены теоретические оценки их энергии активации и эффективной массы. Кроме этого, в работе [11] проведено детальное сравнение с экспериментом вклада сюрфонов в температурную зависимость  $\alpha(T)$  коэффициента поверхностного натяжения жидкого гелия с учетом температурной зависимости химпотенциала жидкого гелия. Это позволило достичь согласия с экспериментом по температурной зависимости поверхностного натяжения  $\Delta\alpha(T)$  с точностью существующих экспериментальных данных, то есть с погрешностью  $\lesssim 1\%$  на всем интервале температур жидкого гелия от абсолютного нуля до точки кипения. Сравнение с экспериментом также позволило определить из эксперимента энергию активации и эффективную массу сюрфонов. Энергии активации для двух изотопов гелия оказались равны

$$\Delta^{\text{He4}} \approx 2,67 \text{ К}, \quad \Delta^{\text{He3}} \approx 0,25 \text{ К}. \quad (5)$$

Соответствующие энергии основного состояния сюрфонов

$$E_s^{\text{He4}} \approx -4,5 \text{ К}, \quad E_s^{\text{He3}} \approx -2,25 \text{ К}. \quad (6)$$

Эффективные массы сюрфонов для двух изотопов гелия

$$M_4^* \approx 2,65M_4^0, \quad M_3^* \approx 2,25M_3^0, \quad (7)$$

где  $M_4^0 = 6,7 \cdot 10^{-24}$  г и  $M_3^0 = 5,05 \cdot 10^{-24}$  г — массы свободных атомов <sup>4</sup>He и <sup>3</sup>He.

Роль сюрфонов может оказаться очень важной для различных физических эффектов, связанных с поверхностью жидкости при низкой температуре. Например, сюрфоны оказывают значительный эффект на свойства электронов на поверхности жидкого гелия, которые привлекают большой интерес научного мира на протяжении нескольких десятилетий (см. обзоры и монографии [3–5]). Электроны над поверхностью жидкого гелия удерживаются электрическими силами изображения, но не проникают в гелий, поскольку это стоит большого проигрыша в энергии  $\sim 1$  эВ  $\approx 12000$  К. Недавно большое оживление вызвала идея реализации квантовых битов и квантовых компьютеров с использованием электронов на поверхности жидкого гелия [14]. Это связано с тем, что жидкий гелий — очень чистая система. Все примеси при низкой температуре из него вымораживаются — оседают на стенках и дне сосуда благодаря силам притяжения Ван-дер-Ваальса, которое практически для всех других атомов сильнее, чем для гелия. Единственное возбуждение, на котором рассеиваются поверхностные электроны, — это риплоны, которые для поверхностных электронов играют роль, аналогичную фононам в твердом теле. Однако ширина дискретных уровней энергии электронов, вызванная рассеянием на риплонах, оказывается малой

[15–17]. Это приводит к большому времени расфазировки (декогерентности) волновых функций кубита — свойству, необходимому для реализации квантовых вычислений. Существование еще одного типа поверхностных возбуждений может существенно повлиять на свойства электронных состояний на поверхности жидкого гелия. Действительно, рассеяние на сюрфонах уменьшает подвижность поверхностных электронов [18]. Это рассеяние также влияет на электронные переходы между дискретными уровнями на поверхности, приводя к сдвигу и уширению линии перехода [3, 19].

Время жизни сюрфонов как квазичастиц ограничено двумя главными процессами: погружением сюрфона в жидкость и испарением сюрфона (переход атома с поверхностного уровня в непрерывный спектр, соответствующий пару).

Анализ погружения сюрфона в жидкость требует решения многочастичной квантовой задачи, связанной с динамикой перераспределения атомов под поверхностью, чтобы уступить место еще одному атому. Предварительно можно только утверждать, что характерное время такого процесса много больше обратной энергии сюрфона в уравнении (6), поскольку для погружения в жидкость сюрфону нужно преодолеть потенциальный барьер высотой 5–10 К, возникающий от взаимодействия с окружающими атомами и изображенный, например, на рис. 2(b) в работе [20]. Согласно квазиклассической теории перехода, характерное обратное время погружения  $\gamma_{\text{sink}} \equiv 1/\tau_{\text{sink}} \approx \nu \exp(-S/\hbar)$ , где  $\nu \approx E_s/\hbar$  — частота ударов атома о потенциальный барьер, а  $S$  — квазиклассическое действие для подбарьерного движения с учетом конечной температуры. Подбарьерное квантовое туннелирование мало из-за большой массы атома, и основную роль играет температурная активация. Поэтому при не слишком высокой температуре (практически вплоть до температуры испарения гелия)  $\hbar\gamma_{\text{sink}} \ll E_s$ , т.е. ширина уровня сюрфона много меньше его энергии, что позволяет считать сюрфон квазичастицей.

Испарение сюрфона с поверхности требует дополнительной энергии  $E_s$  и связано с поглощением возбуждений: риплонов или фононов. Риплоны — поверхностные возбуждения, поэтому их взаимодействие с сюрфонами должно доминировать. Цель данной работы — исследовать время испарения сюрфонов, связанное с поглощением риплонов. Взаимодействие сюрфонов с фононами будет рассмотрено в последующих публикациях.

## 2. Сюрфоны над идеальной плоской поверхностью

Взаимодействие между двумя атомами гелия может быть описано потенциалом Леннарда–Джонса [21]

$$V_{LJ}(r) = 4\epsilon_0 \left[ \left( \frac{\sigma_0}{r} \right)^{12} - \left( \frac{\sigma_0}{r} \right)^6 \right], \quad (8)$$

где коэффициенты  $\epsilon_0 = 10,22$  К,  $\sigma_0 = 2,556$  Å одинаковы для обоих изотопов гелия и получены из экспериментального исследования рассеяния атомов гелия. Этот потенциал включает притяжение Ван-дер-Ваальса на далеком расстоянии и отталкивание атомов на близком. В главном приближении потенциальная энергия атома над поверхностью жидкости может быть вычислена суммированием потенциала (8) по всем атомам жидкости. Интегрирование потенциала Леннарда–Джонса (8) по полупространству  $z < 0$ , занимаемому жидкостью, дает следующий результат для потенциальной энергии атома над поверхностью:

$$V(z) = \frac{4\pi\epsilon_0\sigma_0^3 n_b}{3} \left[ \frac{1}{15} \left( \frac{\sigma_0}{z} \right)^9 - \frac{1}{2} \left( \frac{\sigma_0}{z} \right)^3 \right]. \quad (9)$$

Здесь  $z$  — расстояние от атома до поверхности,  $n_b$  — плотность частиц (атомов) в объеме гелия, которая для  $^4\text{He}$  равна  $n_{\text{He}4} = 0,02186$  Å<sup>-3</sup>, а для  $^3\text{He}$  равна  $n_{\text{He}3} = 0,0164$  Å<sup>-3</sup> при  $T \rightarrow 0$ . Потенциал (9) притягивает атом на большом расстоянии  $z > z_{\text{min}} = \sigma_0(2/5)^{1/6} \approx 2,194$  Å и отталкивает при  $z < z_{\text{min}}$ .

Численное решение одномерного уравнения Шредингера для атома гелия в потенциале (9) подтверждает существование связанного состояния (дискретного квантового уровня) для атома над поверхностью для обоих изотопов гелия, тем самым подтверждая существование сюрфонов, и дает оценку энергии этого уровня в нулевом приближении [11].

Для последующего вычисления матричных элементов для потенциала взаимодействия (30) между дискретным уровнем атома гелия (сюрфоном) и состояниями непрерывного спектра (паром гелия) необходим явный вид волновых функций. Численное решение уравнения Шредингера в потенциале (9), в принципе, позволяет найти волновые функции сюрфона, но решение дифференциального уравнения для волновых функций на каждом шаге интегрирования при вычислении матричного элемента, с последующим интегрированием квадрата матричного элемента по всем конечным состояниям при расчете времени испарения сюрфона, оказывается слишком трудоемким вычислением даже для современных компьютеров. Кроме того, полностью численный расчет не укажет на особенности задачи так же явно, как аналитические выражения. Поэтому для оценки выберем следующий приближенный вид волновой функции атома гелия на дискретном уровне, которая, как и точная волновая функция, экспоненциально спадает при  $z \rightarrow \infty$  и обращается в нуль перед самой границей жидкость–пар из-за короткодействующего отталкивания между атомами гелия:

$$\psi_0(z) \approx 2\kappa^{3/2}(z - z_0) \exp(-\kappa(z - z_0)). \quad (10)$$

Здесь  $\kappa \equiv \sqrt{2M_{\text{He}}E_{s0}^{\text{He}}/\hbar^2}$ ,  $E_{s0}^{\text{He}}$  — энергия атомов на дискретном уровне, значение которой для изотопов гелия дается формулой (6),  $z_0 \approx 1,75 \text{ \AA}$  — расстояние от поверхности, на котором волновая функция сюрфона спадает практически до нуля. Подставляя значения энергии для  $^4\text{He}$  и  $^3\text{He}$ , получаем  $\kappa^{\text{He}4} \approx (1,15 \text{ \AA})^{-1}$  и  $\kappa^{\text{He}3} \approx (1,87 \text{ \AA})^{-1}$ . Функция (10) хорошо аппроксимирует точную волновую функцию, получаемую численным решением уравнения Шредингера в потенциале (9) (см. рис. 1).

Волновые функции непрерывного спектра, также обращающиеся в нуль на границе  $z = z_0$ , выберем в виде плоских волн, нормированных на единичной длине  $l = 1 \gg z_0$  вдоль оси  $z$ :

$$\psi_k(z) = \sqrt{2/l} \sin[k(z - z_0)]. \quad (11)$$

Для ортогональности волновых функций  $\kappa$  (11) следует добавить слагаемое  $-\lambda_k \psi_0(z)$ , где множитель  $\lambda_k$  выбран таким образом, чтобы волновые функции  $\psi_k$  были ортогональны  $\psi_0$ :

$$\lambda_k = \int_{z_0}^l \psi_0^*(z) \psi_k(z) dz \approx \frac{2\sqrt{2}}{\sqrt{\kappa l}}. \quad (12)$$

Поскольку  $\lambda_k \ll 1$ , все недиагональные матричные элементы (кроме тех, где главный член зануляется) могут быть вычислены по упрощенным функциям (11). Вдоль плоскости поверхности волновые функции сюрфонов и атомов пара могут быть выбраны в виде плоских волн:

$$\psi(\mathbf{r}_{\parallel}) = \exp(i\mathbf{k}_{\parallel}\mathbf{r}_{\parallel}). \quad (13)$$

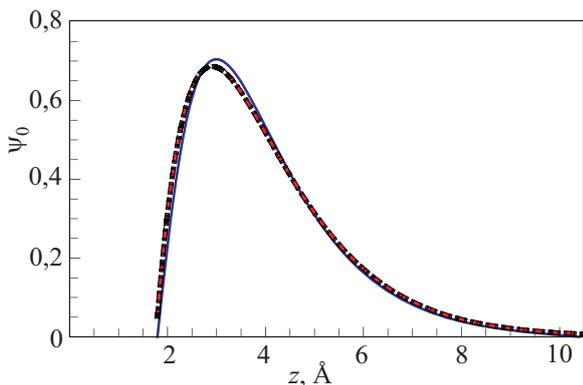


Рис. 1. Волновая функция сюрфона  $\psi_0$  вдоль оси  $z$ , полученная из точного решения уравнения Шредингера для атома  $^4\text{He}$  в потенциале (9) (сплошная линия), и приближенный вид волновой функции сюрфона (пунктирная линия), данный формулой (10). Видно, что формула (10) дает очень хорошее приближение для волновой функции сюрфона на нижнем уровне.

### 3. Взаимодействие сюрфонов с риплонами в адиабатическом приближении

Риплон с импульсом  $\mathbf{q}$  создает деформацию поверхности

$$\xi(\mathbf{r}) = \xi_{0q} \cos(\mathbf{q}\mathbf{r} + \omega t), \quad (14)$$

где амплитуда риплона, нормированная на один риплон на поверхности площади  $S$ , равна

$$\xi_{0q} = \left( \frac{\hbar}{2S\sqrt{\rho_{\text{He}}\alpha q}} \right)^{1/2} \quad (15)$$

( $\rho_{\text{He}}$  — массовая плотность гелия). Положив  $S = 1 \text{ см}^2$  и подставляя константы, для  $^4\text{He}$  получаем значение

$$\xi_{0q} \approx 5q^{-1/4} \cdot 10^{-8} \text{ \AA}, \quad (16)$$

где  $q$  измеряется в  $\text{\AA}^{-1}$ . Таким образом, амплитуда волны, состоящей из одного кванта (риплон), оказывается очень малой. Однако при оценке влияния рассеяния на риплонах эта малость скомпенсирована большим числом квантовых состояний риплонов,  $\sim Sq_{\text{max}}^2$ .

Если атом не успевает подстраиваться под изменение уровня поверхности (14), то за каждый период колебаний поверхности потенциал и собственные волновые функции атома дважды оказываются смещенными на расстояние  $\xi_{0q}$  относительно не меняющейся волновой функции сюрфона (11). Поэтому безразмерная амплитуда того, что атом останется на основном уровне энергии по оси  $z$  после половины периода колебаний поверхности, вызванных одним риплоном с импульсом  $q$ , дается выражением

$$\begin{aligned} \alpha_q &= \int_{z_0}^{\infty} \psi_0^*(z) \psi_0(z + \xi_{0q}) dz = \\ &= \exp(-\kappa \xi_{0q}) (1 + \kappa \xi_{0q}) \approx 1 - (\kappa \xi_{0q})^2 / 2. \end{aligned}$$

Соответствующая скорость перехода атома с основного состояния

$$v_{0q} = \left( 1 - |\alpha_q|^2 \right) \omega_q / \pi \approx (\kappa \xi_{0q})^2 \omega_q / \pi.$$

Скорость испарения сюрфона с начальным импульсом  $p$  дается интегралом по всем состояниям риплонов с учетом закона сохранения энергии и импульса

$$\frac{1}{\tau_p} \equiv w_p = \int \frac{S d^2 q}{(2\pi)^2} n_q v_{0q} \sum_{k_z} \delta(E_i - E_f), \quad (17)$$

где  $n_q$  — распределение Бозе для риплонов с нулевым химпотенциалом [22], а начальная и конечная энергии системы

$$E_i = \frac{\mathbf{p}^2}{2M^*} + \hbar\omega_q, \quad E_f = E_s + \frac{(\mathbf{p}-\mathbf{q})^2 + k_z^2}{2M}. \quad (18)$$

Закон сохранения импульса не налагает условий на компоненту импульса  $k_z$ , по которой легко провести суммирование, заменяющее безразмерную  $\delta$ -функцию от энергии на  $\theta$ -функцию Хевисайда. Оставшийся двойной интеграл по  $d^2q$  можно заменить повторным в полярных координатах, где интегрирование по  $\phi$  дает интервал углов между импульсами риплона и сюрфона, при котором выполняется закон сохранения энергии, определяемый  $\theta$ -функцией. После подстановки выражений для энергии риплонов и сюрфонов уравнение (17) преобразуется к виду

$$w_p = \frac{\hbar\kappa^2}{\pi\rho} \int \frac{n_q q^2 dq}{(2\pi)^2} \arccos[X(q)], \quad (19)$$

где

$$X(q) = \frac{M}{pq} \left( E_s + \frac{q^2}{2M} + \frac{p^2}{2} \frac{M^* - M}{MM^*} - \hbar q^{3/2} \sqrt{\frac{\alpha}{\rho}} \right).$$

Если  $X(q) \geq 1$ , то  $\arccos X(q) = 0$ , т.е. закон сохранения энергии не выполняется ни при каких углах между начальными импульсами риплона и сюрфона. Если  $X(q) \leq -1$ , то  $\arccos X(q) = \pi$ , т.е. закон сохранения энергии может быть выполнен при любом начальном угле. Уравнение (19) удобно для численного расчета скорости испарения сюрфона. Полученная с помощью такого расчета зависимость скорости испарения сюрфона от его начального импульса при  $T = 1,5$  К приве-

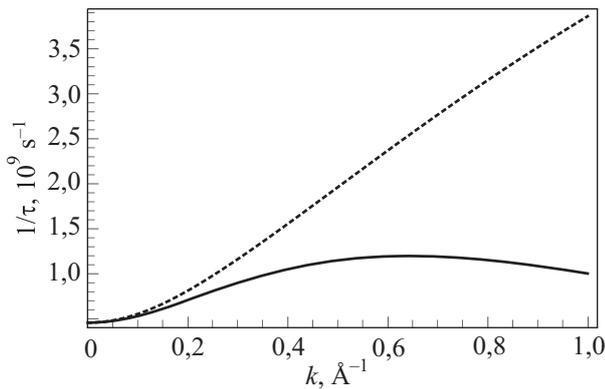


Рис. 2. Температурная зависимость скорости испарения сюрфона от его начального волнового вектора  $k$  при температуре  $T = 1,5$  К для двух значений эффективной массы. Сплошная линия соответствует эффективной массе сюрфона из уравнения (7), а пунктирная линия — эффективной массе, равной массе свободного атома.

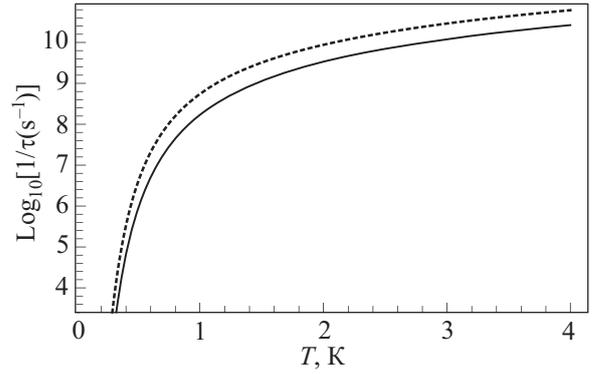


Рис. 3. Температурная зависимость (в логарифмическом масштабе) скорости испарения сюрфона с начальной кинетической энергией  $k_B T$ . Эффективная масса сюрфона бралась из уравнения (7) (сплошная линия) и равной массе свободного атома (пунктир).

дена на рис. 2 для двух значений эффективной массы сюрфона. Видно, что увеличение эффективной массы сюрфона приводит к уменьшению скорости его испарения. График температурной зависимости скорости испарения сюрфона с начальной кинетической энергией  $k_B T$  приведен на рис. 3 (для наглядности в логарифмическом масштабе). Ширина уровня сюрфона  $\Gamma = \hbar/\tau$  даже при  $T = 4$  К меньше 0,1 К. Таким образом, при любой температуре сюрфоны можно считать квазичастицами.

#### 4. Сюрфон-риплонное взаимодействие в адиабатическом приближении

##### 4.1. Потенциал взаимодействия

Приведенный в разд. 3 расчет скорости испарения сюрфона в диабатическом приближении достаточен для оценки эффекта. Тем не менее для полноты картины приведем оценки в противоположном (адиабатическом) пределе, когда риплоны длинноволновые и волновая функция сюрфона успевает подстроиться под локальное искривление поверхности. Чтобы исследовать испарение сюрфонов, вызванное взаимодействием с риплонами в адиабатическом пределе, применим такой же подход, как в теории взаимодействия с риплонами электронов на поверхности жидкого гелия (см. параграф 9 в монографии [4]). Недиagonальные матричные элементы сюрфон-риплонного взаимодействия совпадают с матричными элементами оператора

$$\hat{V} = \delta H - \hbar k_z \hat{\xi}, \quad (20)$$

взятыми по невозмущенным состояниям системы  $|l, \mathbf{k}, \mathbf{q}\rangle$ . Здесь индекс  $l$  нумерует квантовые уровни сюрфона вдоль оси  $z$  (один дискретный уровень и весь набор непрерывного спектра, определяемый волновым числом  $k_z$ ),  $\mathbf{k}$  — волновой вектор сюрфона вдоль плоскости,  $\mathbf{q}$  — индекс, характеризующий рип-

лонную систему. Для однориплонных процессов рассеяния  $\mathbf{q}$  является волновым вектром риплона. В потенциале (20) оператор  $k_z = -i\partial / \partial z$ ,

$$\delta H = \delta V_s + \delta K_s. \quad (21)$$

Поправка к оператору кинетической энергии сюрфона

$$\delta K_s = -\frac{\hbar^2}{M_{\text{He}}} k_z (\mathbf{k} \nabla \xi), \quad (22)$$

а изменение потенциальной энергии сюрфона из-за риплона

$$\delta V_s(\mathbf{r}, z) = n_{\text{He}} \int d^2 \mathbf{r}_1 [\xi(\mathbf{r}_1) - \xi(\mathbf{r})] V_{LJ} \left( \sqrt{(\mathbf{r}_1 - \mathbf{r})^2 + z^2} \right). \quad (23)$$

Такое выражение для потенциальной энергии сюрфон-риплонного взаимодействия предполагает, что атом на поверхностном уровне подстраивает свою координату  $z$  на величину, равную смещению уровня поверхности прямо под своим центром. Это приближение перестает быть верным, если суммарная кривизна поверхности, вызванная риплоном и лункой [11] под сюрфоном, становится меньше обратного эффективного радиуса атома  $R \approx 3,5 \text{ \AA}$ . В отсутствие лунки это ограничение очень слабое:  $q^2 R \xi_{0q} < 1$ , поскольку амплитуда риплона  $\xi_{0q}$ , нормированного на площадь  $1 \text{ см}^2$ , очень мала. Однако реальные риплоны с большим волновым вектором локализованы на гораздо меньшей площади, и соответствующая амплитуда  $\xi_{0q}$  смещения поверхности может быть гораздо больше оценки (16). Поэтому уравнение (23) дает завышенную оценку потенциала взаимодействия для риплонов с большим  $q$ , что приведет к несколько завышенной оценке скорости испарения сюрфонов (см. рис. 5, 6).

Положив за начало отсчета положение сюрфона  $\mathbf{r} = 0$ , из уравнения (14) получаем

$$\begin{aligned} \xi(\mathbf{r}_1) - \xi(\mathbf{r}) &= \xi_0 [\cos(\mathbf{q}\mathbf{r}_1 + \omega t) - \cos(\omega t)] = \\ &= \xi_0 [\cos(\mathbf{q}\mathbf{r}_1) \cos(\omega t) - \cos(\omega t) - \sin(\mathbf{q}\mathbf{r}_1) \sin(\omega t)]. \end{aligned}$$

Последний член в квадратных скобках после интегрирования в (23) дает нуль в силу нечетности подынтегрального выражения, и мы получаем

$$\xi(\mathbf{r}_1) - \xi(\mathbf{r}) = \xi_0 \cos(\omega t) [\cos(\mathbf{q}\mathbf{r}_1) - 1]. \quad (24)$$

Интегрирование в (23) проще осуществить, направив импульс риплона вдоль оси  $x$ . Поскольку волновой вектор риплона всегда можно выбрать за ось  $x$ , это не уменьшает общности результата. Подставляя потенциал Леннарда-Джонса в (23) и интегрируя сначала по  $y$ , получаем

$$\begin{aligned} \delta V_q(z) &= 4\epsilon_0 n_{\text{He}} \xi_0 \cos(\omega t) \int dx_1 dy_1 [\cos(qx_1) - 1] \times \\ &\times \left[ \left( \frac{\sigma_0^2}{x_1^2 + y_1^2 + z^2} \right)^6 - \left( \frac{\sigma_0^2}{x_1^2 + y_1^2 + z^2} \right)^3 \right] = \\ &= 4\epsilon_0 n_{\text{He}} \xi_0 \sigma_0 \cos(\omega t) \int_{-\infty}^{\infty} dx_1 [\cos(qx_1) - 1] \times \\ &\times \left[ \frac{63\pi}{256} \left( \frac{\sigma_0^2}{x_1^2 + z^2} \right)^{11/2} - \frac{3\pi}{8} \left( \frac{\sigma_0^2}{x_1^2 + z^2} \right)^{5/2} \right] = \\ &= 4\pi\epsilon_0 n_{\text{He}} \xi_0 \sigma_0^2 \cos(\omega t) f(q, z), \end{aligned} \quad (25)$$

где безразмерная функция

$$f(q, z) = \left( \frac{q^5 K_5(qz)}{1920z^5} - \frac{1}{5z^{10}} \right) \sigma_0^{10} + \left( \frac{q^2 K_2(qz)}{4z^2} - \frac{1}{2z^4} \right) \sigma_0^4. \quad (26)$$

Здесь  $K_n(qz)$  — модифицированная функция Бесселя порядка  $n$ . Разности в круглых скобках в функции (26) устроены так, что главный расходящийся член при  $z \rightarrow 0$  сокращается. Такое же сокращение происходит в задаче о потенциале взаимодействия поверхностных электронов с риплонами (см. формулу (9.14) из монографии [4]). Разложение по  $q$  при малых  $q \ll 1/z$  функции (26) начинается с члена  $q^2$ . Для длинноволновых риплонов это основной вклад, и только длинноволновые риплоны выживают при низких температурах. Поэтому выпишем разложение для (26) с точностью до  $q^2$ :

$$f_{qz \ll 1}(q, z) \approx q^2 \left[ \frac{\sigma_0^{10}}{80z^8} - \frac{\sigma_0^4}{8z^2} \right]. \quad (27)$$

При  $qz \gg 1$  функция (26) стремится к конечному пределу:

$$f(q, z) \rightarrow \frac{5z^6 + 2\sigma_0^6}{10z^{10}} \sigma_0^4. \quad (28)$$

Поэтому более точную аппроксимацию функции (26) дает формула

$$f(q, z) \approx \left[ \frac{\sigma_0^{10}}{80z^8} - \frac{\sigma_0^4}{8z^2} \right] \frac{q^2}{1 + q^2 z^3 / 8\sigma_0}. \quad (29)$$

Полный гамильтониан взаимодействия сюрфона с риплонами записывается в виде

$$\hat{V} = \sum_{\mathbf{q}} e^{i\mathbf{q}\mathbf{r} - i\omega_q t} \left[ \delta V_q(z) - \xi_{0q} \left( \frac{\hbar^2 (\mathbf{k} \parallel \mathbf{q})}{M_{\text{He}}} - \hbar\omega_q \right) \frac{\partial}{\partial z} \right]. \quad (30)$$

Это выражение для оператора сюрфон-риплонного взаимодействия в адиабатическом пределе может быть

использовано для различных физических задач, связанных с рассеянием сюрфонов на риплонах.

#### 4.2. Вычисление матричных элементов сюрфон-риплонного взаимодействия

Вычислим недиагональные матричные элементы  $V_{0k}$  оператора (30) в базисе (10), (11). Матричные элементы оператора импульса  $p_z = -i\hbar\partial/\partial z$  равны

$$\int \psi_0^*(z) \frac{-i\hbar\partial}{\partial z} \psi_k(z) dz = \frac{2\sqrt{2/l}\hbar k \kappa^{3/2}(\kappa^2 - k^2)}{(\kappa^2 + k^2)^2}. \quad (31)$$

Матричные элементы потенциала (25) с приближенной функцией (29) записываются в виде

$$\delta V_{qk0} \approx 4\pi\epsilon_0 n_{\text{He}} \xi_{0q} \cos(\omega_q t) \times \int_{z_0}^{\infty} dz \psi_0^*(z) \psi_k \left[ \frac{\sigma_0^{12}}{80z^8} - \frac{\sigma_0^6}{8z^2} \right] \frac{q^2}{1 + q^2 z^3 / 8\sigma_0}. \quad (32)$$

Самая сильная зависимость от  $z$  в матричном элементе потенциала (25) происходит от множителя

$$\left[ \frac{\sigma_0^{12}}{80z^8} - \frac{\sigma_0^6}{8z^2} \right].$$

Поэтому в оставшемся зависящем от  $z$  множителе можно заменить  $z^3$  на среднее значение  $\langle z^3 \rangle \approx 60 \text{ \AA}^3$ :

$$\frac{q^2}{1 + q^2 z^3 / 8\sigma_0} \approx \frac{q^2}{1 + q^2 \langle z^3 \rangle / 8\sigma_0}.$$

Теперь интеграл существенно упрощается и выражается через специальную функцию, зависящую только от одного аргумента  $k$ :

$$\begin{aligned} \delta V_{qk0} &\approx 4\pi\epsilon_0 n_{\text{He}} \xi_{0q} \cos(\omega_q t) \frac{q^2 \kappa^{3/2} \sqrt{2/l}}{1 + q^2 \langle z^3 \rangle / 8\sigma_0} \times \\ &\times \int_{z_0}^{\infty} dz \sin[k(z - z_0)] (z - z_0) \exp[-\kappa(z - z_0)] \left[ \frac{\sigma_0^{12}}{80z^8} - \frac{\sigma_0^6}{8z^2} \right] = \\ &= V_{qt0} \int_0^{\infty} dz \sin(kz) \exp[-\kappa z] \left[ \frac{\sigma_0^6}{80(z + z_0)^8} - \frac{1}{8(z + z_0)^2} \right]. \end{aligned} \quad (33)$$

В последней строке введена амплитуда матричного элемента, зависящая только от волнового числа риплона  $q$  и параметров основного состояния сюрфона:

$$V_{qt0} \equiv 4\pi\epsilon_0 n_{\text{He}} \sigma_0^6 \kappa^{3/2} \sqrt{2/l} \cos(\omega_q t) \xi_{0q} \frac{q^2}{1 + q^2 \langle z^3 \rangle / 8\sigma_0}. \quad (34)$$

Эта амплитуда для перехода из основного состояния сюрфона в непрерывный спектр имеет размерность энергии и характеризует силу взаимодействия сюрфона с одним риплоном. Если нормировать сюрфон на единицу площади, а непрерывный спектр на единицу длины (1 см), то подстановка констант в (34) дает следующее значение для  $V_{qt0}$ , где энергия измеряется в кельвинах, а волновой вектор в  $\text{\AA}^{-1}$ :

$$V_{qt0}^{\text{He}^4} \approx 4,3 \cdot 10^{-9} [\text{K}] \frac{q^{7/4}}{1 + 3q^2} [\text{\AA}] \cos(\omega_q t). \quad (35)$$

График зависимости безразмерного интеграла (33) от волнового числа  $k$ , характеризующего состояния непрерывного спектра, при  $\kappa = (1,15 \text{ \AA})^{-1}$  и  $z_0 \approx 1,75 \text{ \AA}$  представлен на рис. 4. Для дальнейшего вычисления времени испарения сюрфона воспользуемся аппроксимирующей формулой

$$\delta V_{qk0} = -V_{qt0} (k/26) e^{-1,5k}, \quad (36)$$

дающей достаточное согласие с точной функцией (см. рис. 4), где значение  $V_{qt0}$  для  $^4\text{He}$  дается формулой (35).

Гамильтониан сюрфон-риплонного взаимодействия состоит из двух частей — поправок к потенциальной и кинетической энергии сюрфона:

$$\hat{V}_{q0k} = \delta V_{q0k} - K_{q0k}.$$

Матричный элемент кинетической части сюрфон-риплонного взаимодействия дается выражением

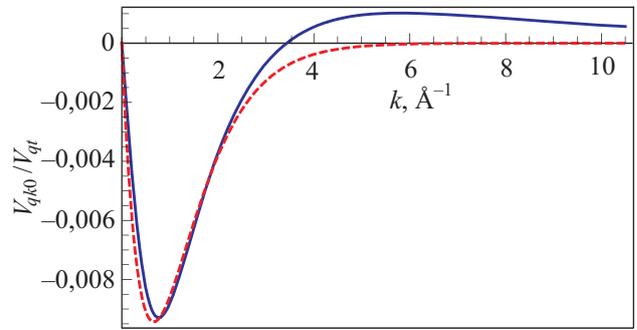


Рис. 4. Зависимость матричного элемента  $\delta V_{qk0}$  от импульса атома в состоянии непрерывного спектра. Сплошная линия — результат численного интегрирования выражения (33). Максимум абсолютной величины (минимум функции)  $\delta V_{qk0}$  при  $k \approx 1 \text{ \AA}^{-1}$  связан в основном с притяжением в потенциале Леннарда-Джонса. Другой максимум при  $k \approx 6 \text{ \AA}^{-1}$ , связанный с отталкиванием на коротком расстоянии, не играет существенной роли, поскольку у атома гелия недостаточно энергии для таких больших  $k$ . Пунктирная линия — функция  $f(k) = -(k/26) e^{-1,5k}$ , дающая неплохую аппроксимацию матричного элемента при волновом векторе непрерывного спектра  $k < 2 \text{ \AA}^{-1}$ , куда испаряется сюрфон с наибольшей вероятностью.

$$\begin{aligned}
 K_{q0k} &= \left\langle q, 0 \left| \xi_{0q} \left( \frac{\hbar^2(\mathbf{k}_{\parallel}\mathbf{q})}{M_{\text{He}}} - \hbar\omega_q \right) \frac{\partial}{\partial z} \right|_{q0k} \right\rangle = \\
 &= \xi_{0q} \left( \frac{\hbar^2(\mathbf{k}_{\parallel}\mathbf{q})}{M_{\text{He}}} - \hbar\omega_q \right) \frac{2\sqrt{2/l}\kappa^{3/2}(\kappa^2 - k^2)}{(\kappa^2 + k^2)^2} \lesssim \\
 &\lesssim 5 \cdot 10^{-8} E_s^{\text{He4}} 2\sqrt{2/l}\kappa \approx 7 \cdot 10^{-11} \text{ [K]}.
 \end{aligned}$$

Этот матричный элемент на 1–2 порядка меньше матричного элемента (36), связанного с поправкой к потенциальной энергии. Поэтому в дальнейшем будем учитывать только потенциальную часть (36) сюрфон-риплонного взаимодействия.

#### 4.3. Оценка времени испарения сюрфона

Вероятность перехода в единицу времени между двумя состояниями непрерывного спектра дается выражением [24]

$$w_{if}(\mathbf{k}_{\parallel i}) = \frac{2\pi}{\hbar} \int dv_i dv_f |V_{kq}|^2 \delta(E_f - E_i). \quad (37)$$

Интегрируя по углу  $d\phi$   $\delta$ -функцию в выражении (38), получаем

$$w_{if}(k_{\parallel i}) = \frac{2\pi}{\hbar} \int_0^{\infty} \frac{Sd(q^2)}{(2\pi)^2} n_B(\omega_q) \int \frac{ldk_z}{2\pi} \frac{|V_{kq}|^2 2M_4^0}{\hbar^2 2k_{\parallel i} q |\sin \phi_0|}, \quad (39)$$

где

$$\sin \phi_0 = \frac{1}{k_{\parallel i} q} \sqrt{(k_{\parallel i} q)^2 - \left( \frac{M_4^0}{\hbar} \sqrt{\frac{\alpha}{\rho}} q^{3/2} - \frac{q^2 + k_z^2}{2} - \frac{M_4^0 |E_s^{\text{He4}}|}{\hbar^2} \right)^2}. \quad (40)$$

От  $k_z$  сильнее всего зависит матричный элемент  $V_{kq}$ , график которого изображен на рис. 4. Более слабая зависимость от  $k_z$  имеется в подкоренном выражении в (40), возникающем из-за закона сохранения энергии. Для приближенного расчета в уравнении (40) заменим  $k_z^2$  на среднее значение  $\langle k_z^2 \rangle \approx 1 \text{ \AA}^{-2}$ . Тогда один двумерный интеграл сводится к двум одномерным:

$$w_{if}(k_{\parallel i}) \approx \frac{1}{\hbar^3} \int_0^{\infty} \frac{Sd(q^2)}{(2\pi)^2} \frac{M_4^0 n_B(\omega_q)}{\sqrt{(k_{\parallel i} q)^2 - \left( \frac{M_4^0}{\hbar} \sqrt{\frac{\alpha}{\rho}} q^{3/2} - \frac{q^2}{2} - \frac{\langle k_z^2 \rangle}{2} - \frac{M_4^0 |E_s^{\text{He4}}|}{\hbar^2} \right)^2}} \int ldk_z |V_{kq}|^2.$$

Второй интеграл

$$\int ldk_z |V_{kq}|^2 \approx 2V_{qT0}^2 \cdot 10^8 \int_0^{\infty} dk_z |(k_z / 26) e^{-1,5k_z}|^2 = 2,2 \cdot 10^5 V_{qT0}^2.$$

Первый интеграл вычисляем численно, подставляя значения констант. Окончательное выражение для численного интегрирования

$$w_{if}^{\text{He4}}(k_{\parallel i}) \approx 1,22 \cdot 10^{13} \int_0^{\infty} \frac{d(q^2)}{\exp\left(-\frac{11,8}{T} q^{3/2}\right) - 1} \frac{q^{7/2}}{(1+3q^2)^2} \frac{1}{\sqrt{(k_{\parallel i} q)^2 - \left( q^{3/2} - \frac{q^2}{2} - \frac{1}{2} - 0,615^2 \right)^2}}. \quad (41)$$

Здесь энергии  $E_f$  и  $E_i$  даются выражением (18), а  $n_B$  — функция распределения Бозе с нулевым химическим потенциалом [22]. Для упрощения далее берем массу сюрфона равной массе свободного атома, что не меняет порядок величины времени испарения сюрфона (см. рис. 2, 3).

Интегрирование по импульсу риплона  $\mathbf{q}$  удобно осуществлять в полярных координатах:

$$\begin{aligned}
 w_{if}(k_{\parallel i}) &= \frac{\pi}{\hbar} \int_{-\pi}^{\pi} d\phi \int_0^{\infty} \frac{Sd(q^2)}{(2\pi)^2} n_B(\omega_q) \int \frac{ldk_z}{2\pi} |V_{kq}|^2 \times \\
 &\times \delta \left[ \frac{\hbar^2}{2M_4^0} (q^2 + 2k_{\parallel i} q \cos \phi + k_z^2) + |E_s^{\text{He4}}| - \hbar \sqrt{\frac{\alpha}{\rho}} q^{3/2} \right].
 \end{aligned} \quad (38)$$

Условие сохранения энергии, учитываемое  $\delta$ -функцией, определяет угол  $\phi_0$  между импульсами сюрфона и риплона через их абсолютные величины:

$$\cos \phi_0 = \frac{1}{k_{\parallel i} q} \left( \frac{M_4^0}{\hbar} \sqrt{\frac{\alpha}{\rho}} q^{3/2} - \frac{q^2 + k_z^2}{2} - \frac{M_4^0 |E_s^{\text{He4}}|}{\hbar^2} \right).$$

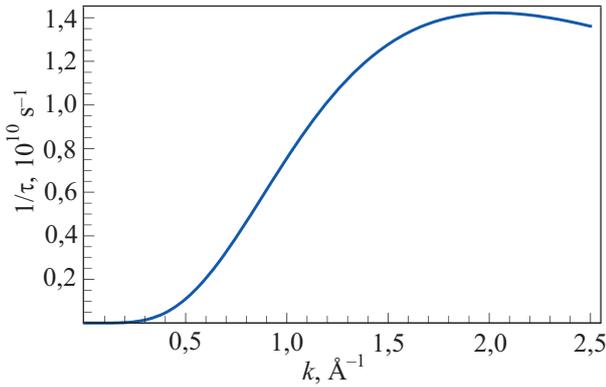


Рис. 5. Зависимость скорости испарения сюрфона от его волнового вектора при  $T = 1,5$  К.

Этот интеграл сильно зависит как от импульса сюрфона вдоль плоскости, так и от температуры. График зависимости интеграла от импульса сюрфона при  $T = 1,5$  К представлен на рис. 5. При этом скорость испарения сюрфонов в адиабатическом пределе получилась почти в 2 раза выше, чем в антиадиабатическом (сравните рис. 5 с пунктирной кривой на рис. 2, соответствующей эффективной массе сюрфона, равной массе свободного атома). Эта завышенная оценка скорости испарения сюрфонов в адиабатическом пределе связана, вероятно, с переоценкой эффективного сюрфон-риплонного взаимодействия в уравнении (23).

На рис. 2 и 5 видно, что существенное испарение испытывают только быстрые (горячие) сюрфоны, концентрация которых быстро падает при понижении температуры. Сюрфоны с энергией  $\hbar^2 k_{\parallel i}^2 / 2M_4^0 \approx T = 1,5$  К имеют волновой вектор  $k_{\parallel i} \approx 0,36 \text{ \AA}^{-1}$ . При таком  $k_{\parallel i}$  их скорость испарения

$$w_{if}^{\text{He4}} \approx 3 \cdot 10^8 \text{ s}^{-1}, \quad (42)$$

что соответствует ширине уровня сюрфона

$$\Gamma = \hbar w_{if}^{\text{He4}} \approx 3 \cdot 10^{-19} \text{ эрг} = 0,0022 \text{ К}. \quad (43)$$

Это намного меньше характерной энергии сюрфона, поэтому сюрфоны можно считать квазичастицами, или возбуждениями на поверхности жидкого гелия. Следует отметить, что мы получили верхнюю оценку скорости испарения сюрфонов, поскольку не учитывали затухание риплонов, связанное с вязкостью жидкости. Это затухание особенно сильно для риплонов с высокой энергией, которые вносят основной вклад в испарение сюрфонов. Поэтому учет затухания риплонов должен дополнительно увеличить время жизни сюрфонов.

График зависимости скорости испарения сюрфона от температуры при фиксированном начальном импульсе  $k_{\parallel i} = 0,5 \text{ \AA}^{-1}$  (что соответствует энергии сюрфона  $\hbar^2 k_{\parallel i}^2 / 2M_4^0 \approx 3$  К) представлен на рис. 6. Видно,

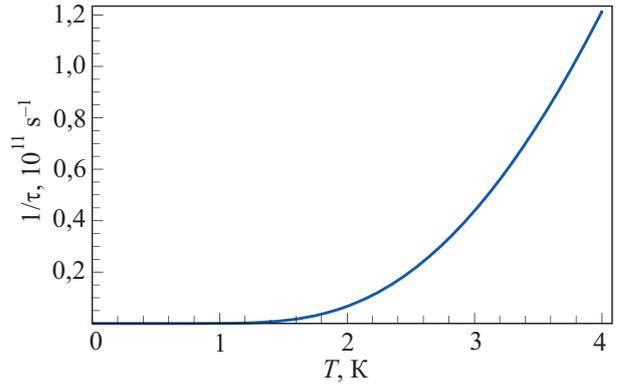


Рис. 6. Температурная зависимость скорости испарения сюрфона при фиксированном начальном импульсе  $k_{\parallel i} = 0,5 \text{ \AA}^{-1}$  (что соответствует энергии сюрфона  $\hbar^2 k_{\parallel i}^2 / 2M_4^0 \approx 3$  К).

что с повышением температуры скорость испарения сюрфона заметно увеличивается. Однако эта скорость испарения даже при  $T = 4$  К не превышает энергии сюрфона, поделенной на  $\hbar$ . Поэтому даже при столь высокой для жидкого  $^4\text{He}$  температуре можно считать сюрфоны квазичастицами.

## 5. Заключение

В работе исследовано сюрфон-риплонное взаимодействие в двух предельных случаях: в адиабатическом пределе, когда сюрфон успевает подстроиться под искривление поверхности жидкости (разд. 4), и в диабатическом пределе, когда смещение поверхности происходит быстрее подстраивания волновой функции сюрфона (разд. 3). Вычислена скорость испарения сюрфонов как функция температуры и энергии движения сюрфона вдоль плоскости. Показано (см. рис. 2 и 5), что быстрее всего испаряются сюрфоны с большой кинетической энергией движения вдоль поверхности («горячие сюрфоны»). При этом основной вклад в скорость испарения вносят риплоны с импульсом, противоположным импульсу сюрфона, так что почти вся кинетическая энергия сюрфона и риплона уходит на активацию сюрфона перпендикулярно поверхности, т.е. уходу атома с поверхности в пар. При повышении температуры время жизни сюрфонов сокращается (см. рис. 3 и 6), что соответствует физической интуиции.

Результаты работы помогают пониманию физических явлений на поверхности жидкости при низкой температуре и могут быть использованы для дальнейшего изучения микроскопической структуры поверхности жидкости. При низкой температуре испарение с поверхности жидкости происходит, в основном, через промежуточное состояние атомов (или молекул) на поверхностном уровне (сюрфон), с последующим испарением сюрфона из-за поглощения поверхностных возбуждений. Явное выражение для потенциала и мат-

ричных элементов сюрфон-риплонного взаимодействия позволяет вычислить подвижность и время жизни (испарения) сюрфонов на поверхности не только гелия, но и других криогенных жидкостей. Полученные результаты также могут быть использованы для исследования электронных явлений на поверхности жидкого гелия.

1. J.S. Rowlinson and B. Widom, *Molecular Theory of Capillarity*, Dover Publications, Mineola, NY (2002).
2. D.O. Edwards and W.F. Saam, Chapter 4 in *The Free Surface of Liquid Helium*, D.F. Brewer (ed.), Progress in Low Temperature Physics (series), North-Holland Publishing Company (1978).
3. V.S. Edelman, *Sov. Phys. - Uspehi* **130**, 676 (1980).
4. V.B. Shikin and Yu.P. Monarkha, *Two-Dimensional Charged Systems in Helium* (in Russian), Nauka, Moscow (1989).
5. Y. Monarkha and K. Kono, *Two-Dimensional Coulomb Liquids and Solids*, Springer Verlag (2004).
6. H.J. Lauter, H. Godfrin, V.L.P. Frank, and P. Leiderer, *Phys. Rev. Lett.* **68**, 2484 (1992).
7. K.R. Atkins, *Can. J. Phys.* **31**, 1165 (1953).
8. M. Iino, M. Suzuki, and A.J. Ikushima, *J. Low Temp. Phys.* **61**, 155 (1985).
9. M. Iino, M. Suzuki, A.J. Ikushima, and Y. Okuda, *J. Low Temp. Phys.* **59**, 291 (1985); M. Suzuki, Y. Okuda, A.J. Ikushima, and M. Iino, *Europhys. Lett.* **5**, 333 (1988); K. Matsumoto, Y. Okuda, M. Suzuki, and S. Misawa, *J. Low Temp. Phys.* **125**, 59 (2001).
10. A.M. Dyugaev and P.D. Grigoriev, *JETP Lett.* **78**, 466 (2003) [*Pisma v ZhETF* **78**, 935 (2003)].
11. A.D. Grigoriev, P.D. Grigoriev, and A.M. Dyugaev, *J. Low Temp. Phys.* **163**, 131 (2011); arXiv:0905.2306.
12. A.F. Andreev, *JETP* **23**, 939 (1966) [*Zh. Exp. Teor. Fiz.* **50**, 1415 (1966)].
13. C.G. Paine and G.M. Seidel, *Phys. Rev. B* **46**, 1043 (1992).
14. P.M. Platzman and M.I. Dykman, *Science* **284**, 1967 (1999); M.I. Dykman, P.M. Platzman, and P. Seddighrad, *Phys. Rev. B* **67**, 155402 (2003).
15. П.Д. Григорьев, *Письма в ЖЭТФ* **66**, 599 (1997).
16. M.I. Dykman, P.M. Platzman, and P. Seddighrad, *Phys. Rev. B* **67**, 155402 (2003).
17. L.F. Santos, M.I. Dykman, M. Shapiro, and F.M. Izrailev, *Phys. Rev. A* **71**, 012317 (2005).
18. P.D. Grigoriev, A.M. Dyugaev, and E.V. Lebedeva, *JETP* **106**, 316 (2008).
19. P.D. Grigor'ev, A.M. Dyugaev, and E.V. Lebedeva, *JETP Lett.* **87**, 106 (2008) [*Pisma v ZhETF* **87**, 114 (2008)].
20. M.A.H. Tucker and A.F.G. Wyatt, *J. Low Temp. Phys.* (Springer) **100**, 105 (1995).
21. J.E. Lennard-Jones, *Proc. Roy. Soc. A* **106**, 463 (1924).
22. Химический потенциал риплонов равен нулю,  $\mu = 0$ , аналогично химпотенциалу фотонов в излучении черного тела [23]. Это связано с условием равновесия системы, где могут свободно рождаться и поглощаться частицы (в данном случае риплоны). Условие равновесия такой системы требует минимума свободной энергии  $F(N)$  как функции числа частиц  $N$ , т.е.  $dF/dN = \mu = 0$ .
23. L.D. Landau and E.M. Lifshitz, *Course of Theoretical Physics*, **5**: Statistical Physics, 3rd ed., Nauka, Moscow (1976); Pergamon Press, Oxford (1980).
24. L.D. Landau and E.M. Lifshitz, *Course of Theoretical Physics*, Vol. 3: Quantum Mechanics, 3rd ed., Nauka, Moscow (1976); Pergamon Press, Oxford (1980).

### Estimate of surfon evaporation time from the liquid helium surface due to the scattering on riplons

A.D. Grigoriev, P.D. Grigoriev, A.M. Dyugaev, and A.F. Krutov

Recently a new type of surface excitations, surfons, was proposed. Phenomenologically, these excitations can be interpreted as atoms on a surface quantum level. They explain the strong temperature dependence of surface tension coefficient of liquid helium. In the present work we study theoretically the interaction of these excitations with riplons, the quanta of surface waves. We estimate the lifetime of surfons due to the absorption of a ripplon and the subsequent evaporation from the surface. The obtained surfon lifetime considerably exceeds the inverse surfon energy, substantiating the treatment of surfons as quasiparticles.

PACS: **68.03.-g** Gas-liquid and vacuum-liquid interfaces;  
**68.03.Fg** Evaporation and condensation of liquids;  
**68.03.Hj** Liquid surface structure: measurements and simulations;  
**68.03.Kn** Dynamics (capillary waves);  
**67.10.-j** Quantum fluids: general properties.

Keywords: liquid helium, surface excitations, surfons, riplons.