

536
Г 834

МИНИСТЕРСТВО ВЫСШЕГО И СРЕДНЕГО СПЕЦИАЛЬНОГО
ОБРАЗОВАНИЯ СССР

МОСКОВСКИЙ ордена ЛЕНИНА и ордена ОКТЯБРЬСКОЙ РЕВОЛЮЦИИ
ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

В. А. ГРИГОРЬЕВ

ОСОБЕННОСТИ СВЕРХТЕКУЧЕГО
ГЕЛИЯ



Москва

1985

МИНИСТЕРСТВО ВЫСШЕГО И СРЕДНЕГО СПЕЦИАЛЬНОГО
ОБРАЗОВАНИЯ СССР

МОСКОВСКИЙ ордена ЛЕНИНА и ордена ОКТЯБРЬСКОЙ РЕВОЛЮЦИИ
ЭНЕРГЕТИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ

В. А. ГРИГОРЬЕВ

Утверждено
учебным управлением МЭИ
в качестве учебного пособия
для студентов

УЧЕБНОЕ ПОСОБИЕ

по курсу

ОСНОВЫ КРИОФИЗИКИ

ОСОБЕННОСТИ СВЕРХТЕКУЧЕГО ГЕЛИЯ

Редактор А. К. ГОРОДОВ



Москва

1985

УДК 536.48 (075.8)

Особенности сверхтекучего гелия. Григорьев В. А. /Под ред. А. К. Городова.—М.: Моск. энерг. ин-т, 1985.—52 с.

В учебном пособии изложены современные представления о свойствах сверхтекучего гелия Не-II, обусловленные квантовой природой этой необычной жидкости. Особое внимание обращено на описание свойств, связанных с их сверхтекучестью и сверхтеплопроводностью, играющих, как известно, важнейшую роль в процессе теплоотдачи в Не-II.

Пособие содержит справочный материал в виде таблиц, которые иллюстрируют описываемые свойства и явления и необходимы для расчета теплообменных характеристик сверхтекучего гелия.

Пособие предназначено для студентов вечернего факультета специальности «Криогенная техника» и может быть использовано студентами дневного отделения этой же специальности.

Р е ц е н з е н т ы:

доктор технических наук профессор В. В. Андрианов,
доктор технических наук профессор В. В. Костюк.

ПРЕДИСЛОВИЕ

Как известно, жидкий гелий является единственной жидкостью, имеющей две различные фазы, одна из которых — Не—I (сверхтекучий гелий) — обладает уникальными свойствами.

Аномальная температурная зависимость плотности жидкого гелия от температуры, обнаруженная известным голландским ученым Камерлинг—Оннесом в 1911 г., является по существу первым указанием на существование в жидком гелии λ -перехода из Не—I в Не—II. Этот переход был окончательно выявлен в 1924 г. на кривой $\rho=f(T_s)$, а несколько позднее подтвержден исследованиями зависимости диэлектрической проницаемости жидкого гелия (1928 г.) и теплоемкости (1932 г.) от температуры. Приблизительно в это же время были введены понятия Не—I и Не—II.

Аномальное поведение пленок Не—II впервые было зафиксировано в 1922 г., явление сверхтеплопроводности — в 1935 г., сверхтекучести — в 1938 г.

Переход Не—I в Не—II сопровождается резким изменением свойств переноса. При температурах существования Не—II ($T < 2,172$ К) жидкий гелий обладает исключительно высокой теплопроводностью (при определенных температурах — более чем на порядок выше коэффициента теплопроводности серебра или меди и во много миллионов раз пре-восходит теплопроводность Не—I), значительной теплоемкостью и исчезающе (при протекании через узкие щели или капилляры) малой вязкостью.

Большие заслуги в изучении необычных свойств Не—II принадлежат советским ученым.

В 1941 г. Л. Д. Ландау, основываясь на результатах экспериментальных исследований П. Л. Калицы, предлагает двухскоростную модель и строит теорию сверхтекучести Не—II, позволяющую объяснить сверхтеплопроводность и сверхтекучесть гелия в области температур Не—II. Одним из блестящих подтверждений теории сверхтекучести явилось

экспериментальное открытие существования второго звука в Не-II (В. П. Пешков, 19⁴⁶ г.). В 19⁴⁶ г. Э. Л. Андроникашвили удалось осуществить непосредственное измерение концентраций нормальной и сверхтекучей компонент в зависимости от температуры, также подтверждающее двухскоростную модель Л. Д. Ландау.

В конце 50-х годов наметился некоторый кризис двухскоростной модели. Например, согласно этой модели, сверхтекучую компоненту трудно привести во вращение — вместе с сосудом должна вращаться лишь нормальная компонента. В то же время опыты по вращению цилиндра с гелием доказывали обратное — гелий вращается, как обычная классическая жидкость. Для объяснения этого феномена было высказано предположение, что вращающийся Не-II пронизан рядом вихревых нитей с квантованными циркуляцией и энергией, причем возникновение вихрей не означает срыва сверхтекучести. Существование вихрей, экспериментально подтверждённое (1967 г.), дало толчок новым теоретическим исследованиям Не-II (аналогичным теории сверхпроводников 2-го рода). В частности, новое толкование получило понятие критических скоростей — скоростей, при которых происходит массовое образование вихрей, т. е. возникает турбулентность в Не-II. Таким образом, были заложены основы современного макроскопического описания Не-II, в котором двухскоростная гидродинамика Л. Д. Ландау дополняется принципом квантования.

1. ОБЩИЕ СВЕДЕНИЯ О ГЕЛИИ

Гелий — одноатомный газ без цвета, запаха и вкуса — относится к числу сравнительно редких на Земле* инертных газов. Атмосферный воздух содержит около $5 \cdot 10^{-4}\%$ гелия. Промышленная добыча гелия осуществляется из природных и нефтяных газов, содержащих гелий с концентрацией 0,5—0,1% (по объему).

Природный гелий состоит из двух изотопов ^3He и ^4He . Изотоп ^4He имеет атомную массу 4,003 и состоит из двух протонов и двух нейтронов. Более легкий изотоп ^3He с атомной массой 3,0017 имеет нечетное число частиц. В естественном виде гелий представляет собой вещество, в основном состоящее из более тяжелого изотопа (атмосферный гелий содержит лишь $1,2 \cdot 10^{-4}\% ^3\text{He}$), поэтому термин «гелий» обычно относят к изотопу ^4He .

В отличие от подавляющего большинства редких элементов, которые были открыты в результате активных поисков с помощью соответствующих химических реакций, гелий был обнаружен почти случайно в 1868 г. французом Ж. Жансеном и англичанином Дж. Н. Локьером при исследовании спектра солнечной короны.

В 1871 г. Дж. Н. Локьер впервые объявил о присутствии на Солнце нового элемента, названного гелием (от греческого *helios* — Солнце).

Долгое время присутствие гелия на Земле выявить не удалось, лишь в январе 1895 г. он был обнаружен английским физиком У. Рамзаем в составе газов, выделяющихся при нагревании некоторых природных минералов.

Малая масса атомов, обеспечивающая большую нулевую энергию, и чрезвычайно слабые межатомные силы, обусловленные простотой атома гелия и отсутствием дипольных моментов, приводят к тому, что гелий с большим трудом кон-

* По существующим на сегодня представлениям во Вселенной на долю гелия приходится приблизительно 23% всей космической массы (второе место после водорода).

денсируется, а будучи сконденсированным, остается жидким (под давлением насыщенных паров) вплоть до абсолютного нуля температур. Жидкий гелий чрезвычайно прозрачен, обладает весьма малой плотностью: приблизительно в 7 раз меньше плотности воды, значит легкие и инертные атомы гелия находятся на больших расстояниях друг от друга и, следовательно, его достаточно трудно перевести в жидкое состояние.

Первую попытку охладить гелий предпринял Ольшевский в Кракове в 1896 г. Она была неудачной, так же как и более поздние попытки Дьюара (1901 г.), Траверса (1903 г.) и вновь Ольшевского (1905 г.). Заслуга получения жидкого гелия принадлежит Камерлинг-Оннесу, которому в июле 1908 г. удалось охладить этот трудноконденсируемый газ в руководимой им физической лаборатории Лейденского Университета. Попытки Камерлинг-Оннеса получить твердый гелий путем снижения давления паров над поверхностью жидкого гелия оказались неудачными (твердый гелий впервые удалось получить преемнику Камерлинг-Оннеса на посту руководителя Лейденской лаборатории Кизому лишь в 1926 г.).

При температурах от критической точки ($T_{kp}=5,201\text{ K}$, $P_{kp}=2,274 \cdot 10^5\text{ Pa}$) до так называемой λ -точки ($T=2,172\text{ K}$, $P=0,0504 \cdot 10^5\text{ Pa}$) (рис. 1) жидкий гелий обладает всеми свойствами, присущими обычной классической жидкости и не имеет аномалий в свойствах. При температурах и давлениях выше λ -точки гелий называется Не—I, а при понижении температуры ниже λ -точки он переходит в новое состояние, называемое Не—II. Наклон λ -линии, разделяющей области устойчивости этих двух различных жидких фаз гелия, показывает, что с повышением давления температура λ -перехода снижается. При больших давлениях Не—II переходит в твердое состояние. Кривая затвердевания гелия от 0 до примерно 1 K практически параллельна оси температур, а затем по мере повышения температуры давление затвердевания возрастает по степенному закону. Точка пересечения λ -линии с кривой, ограничивающей твердое состояние, характеризуется параметрами $T=1,763\text{ K}$ и $P=30,127 \cdot 10^5\text{ Pa}$.

Как следует из рис. 1, у гелия отсутствует тройная точка. Жидкая фаза простирается вплоть до абсолютного нуля температур, и, чтобы получить твердую фазу, нужно приложить

к жидкости давление более $25 \cdot 10^5$ Па*. При затвердевании плотность гелия меняется незначительно (ее изменение составляет приблизительно 5%).

Изучение поведения гелия при его переходе через λ -линию показало, что наблюдаемый переход не имеет свойств, присущих фазовому переходу первого рода, т. е. наблюдаемое явление идет без выделения или поглощения теплоты. Было установлено, что в данном случае имеет место фазовый переход второго рода, характерной особенностью которого является разрыв первой производной энталпии по температуре. Это означает, что в некоторой области температур для гелия зависимость удельной теплоемкости при постоянном давлении от температуры имеет экстремальный характер, т. е. $c_p \rightarrow \infty$. Температуру T_λ , при которой возникает эта аномалия, благодаря характерной форме последней, напоминающей греческую букву «ламбда» (рис. 2), называют λ -точкой.



Рис. 1. Фазовая диаграмма гелия

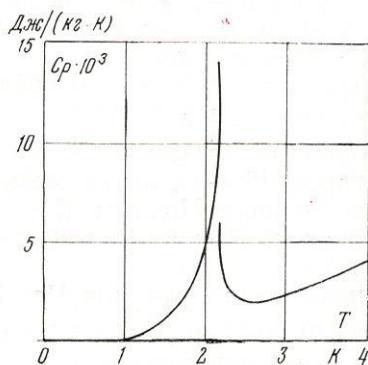


Рис. 2. Теплоемкость жидкого гелия

До начала 60-х годов вопросы, связанные с изучением особенностей поведения Не-II, относились к разряду чисто физических проблем, не имеющих прикладного значения. Однако развитие энергетики и электрофизики, поставившее в

* Твердый гелий можно получить и путем сжатия газа. Так, например, перевод гелия, находящегося при $T=50 \text{ K}$, в твердое состояние требует давления около $7 \cdot 10^8 \text{ Па}$.

повестку дня, в частности, необходимость решения конкретных вопросов использования явления сверхпроводимости в технике, заставило иначе подойти и к формулировке задач исследования всех аспектов поведения Не-II в различных условиях.

В настоящее время достигнут такой этап исследований Не-II, когда наряду с необходимостью дальнейшего накопления экспериментальной информации о закономерностях поведения этого уникального вещества в различных условиях требуется строгое обобщение уже полученного материала и построение на этой основе теорий теплообмена с Не-II, позволяющих получить инженерные методики и осуществлять конкретные расчеты интенсивности теплоотдачи к Не-II.

2. ОСНОВЫ ДВУХСКОРОСТНОЙ МОДЕЛИ ПО Л. Д. ЛАНДАУ

Не-II является квантовой жидкостью, и его свойства не могут быть объяснены с позиций классической (использующей законы Ньютона) механики, а требуют квантовомеханического описания.

Согласно гипотезе де-Бройля, волновые свойства у микроскопических тел проявляются при условии $\lambda_D \geq l$ (где $\lambda_D = h(3mKT)^{-1/2} \approx 12,6 T^{-1/2}$ Å — длина волны де-Бройля, а $l \approx (6m/\rho)^{1/3}$ — величина межатомного расстояния). Здесь h — постоянная Планка; K — постоянная Больцмана; m — масса атома ${}^4\text{He}$; ρ — плотность Не-II; T — абсолютная температура.

Имея в виду, что для Не-II при $T=2\text{ K}$ $\rho \approx 146 \text{ кг}/\text{м}^3$, $m=6,648 \cdot 10^{-27} \text{ кг}$, то $l \approx 4,4 \text{ Å}$ и $\lambda_D \approx 8,9 \text{ Å}$, т. е. $\lambda_D > l$, и, следовательно, поведение Не-II должно определяться квантовыми эффектами.* (При $T \rightarrow 0 \lambda_D \gg l$.)

В основе современного квантовомеханического описания свойств Не-II лежит концепция газа квазичастиц (КВЧ), развитая Л. Д. Ландау в 1941—1947 гг.

Согласно представлениям Л. Д. Ландау, жидкий гелий при температурах существования Не-II может рассматриваться как совокупность элементарных возбуждений или квантовая система. Каждое из элементарных возбуждений

* Кроме Не-II к квантовым жидкостям относятся также ${}^3\text{He}$ и смесь ${}^3\text{He}$ и ${}^4\text{He}$.

может быть представлено в виде некой квазичастицы, способной двигаться внутри жидкости. При этом предполагается, что количество возбуждений невелико, а энергия их взаимодействия значительно меньше собственной энергии квазичастиц. Другими словами, можно считать, что элементарные термические возбуждения ведут себя в известном смысле, как идеальный газ КВЧ.

При $T=0$ квантовая система находится в своем наименее энергетическом состоянии. При температуре, отличной от нуля, в системе возникают элементарные термические возбуждения и ее состояние интерпретируется как совокупность произвольно взаимодействующих квазичастиц. Полную энергию жидкости при этом можно представить как сумму энергий возбуждений отдельных квазичастиц.

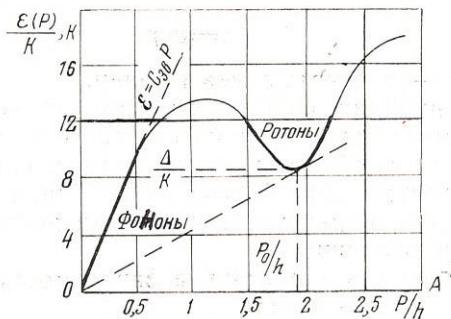


Рис. 3. Энергетический спектр жидкого гелия

Имея в виду, что каждая из квазичастиц, движущихся внутри жидкости,* характеризуется отдельными значениями энергии ε и импульса p , основной характеристикой газа КВЧ в целом является его энергетический спектр $\varepsilon=f(p)$, т. е. совокупность энергетических уровней.

Концепция элементарных термических возбуждений (концепция газа КВЧ) позволяет описывать тепловые свойства макроскопической квантовой системы «жидкий гелий».

Энергетический спектр жидкого гелия (рис. 3) был постулирован Л. Д. Ландау (1941 — 1947 гг.) и позднее (1959 — 1961 гг.) получил экспериментальное подтверждение.

* Следует подчеркнуть, что под движением квазичастиц понимается не движение отдельных атомов, а следствие возбуждения всей системы.

Энергетический спектр Не-II может быть «предсказан» исходя из осредненных макросвойств, например, теплоемкости этой жидкости. В частности, знание зависимости теплоемкости от температуры открывает путь к расчету внутренней энергии Не-II; последняя позволяет найти функцию распределения газа КВЧ и дать картину энергетического спектра $\varepsilon=f(p)$.

Согласно современным представлениям, в жидком гелии существуют возбуждения двух видов.

При $T \leq 0,6$ К газ КВЧ состоит преимущественно из фононов (звуковых квантов). Фононный участок энергетического спектра гелия представляет собой участок прямой, выходящей из начала координат под конечным углом (см. рис. 3). На этом участке зависимость энергии от импульса имеет вид

$$\varepsilon = c_0 p, \quad (1)$$

где $c_0 \approx 239$ м/с — скорость звука в гелии.

При более высоких энергиях зависимость $\varepsilon=f(p)$ отклоняется от прямой линии и проходит последовательно через максимум и минимум.* Термические возбуждения с энергиами вблизи минимума кривой $\varepsilon=f(p)$ получили название ротонов и дают конкурирующий с фононами вклад во все термодинамические величины.

Для ротонного участка спектра зависимость $\varepsilon=f(p)$ может быть представлена в виде

$$\varepsilon = \Delta + \frac{(p-p_0)^2}{2\mu}, \quad (2)$$

где p_0 — значение импульса, при котором функция ε имеет минимум, равный Δ .

Величину μ , имеющую размерность массы, обычно называют эффективной массой ротона: $\mu=0,16m$.

Знание энергетического спектра жидкого Не-II позволяет с высокой степенью точности рассчитать его термодинамические свойства, а также объяснить механизм переноса тепла и массы в жидком гелии при низких температурах.

Говоря об этом механизме, следует прежде всего отметить, что в условиях теплового равновесия, когда все направления

* Экспериментальные измерения позволили получить следующие параметры спектра:

$$\Delta/K = 6,67 \pm 0,04 \text{ K}; \quad p_0/\hbar = 1,936 \pm 0,05 \text{ } \text{\AA}^{-1}.$$

\vec{p} равновероятны, средний импульс (на единицу объема жидкости) газа КВЧ $\langle \vec{p} \rangle$, очевидно, тождественно равен нулю или, что то же самое, плотность массового потока квазичастич равна нулю. Другими словами, в условиях теплового равновесия газ КВЧ не вызывает массового потока $\vec{j} = \rho \vec{W}$.

С другой стороны, в условиях движения газа КВЧ (при наличии термических возбуждений) макроскопический импульс \vec{p} оказывается отличным от нуля и пропорционален скорости движения \vec{W} , т. е.

$$\langle \vec{p} \rangle = k \vec{W}. \quad (3)$$

Коэффициент пропорциональности при \vec{W} имеет размерность плотности вещества, $\text{кг}/\text{м}^3$, и получил название плотности нормального движения ρ_n (или плотности нормальной компоненты), а импульс единицы объема газа КВЧ $\langle \vec{p} \rangle$, следовательно, представляет собой плотность потока массы нормального движения \vec{j}_n , $\text{кг}/\text{м}^2 \cdot \text{с}$.

Тогда скорость движения газа КВЧ может быть названа скоростью нормального движения и соотношение (3) должно быть записано в виде

$$\langle \vec{p} \rangle = \vec{j}_n = \rho_n \vec{W}_n \quad (4)$$

Поскольку в действительности жидкость в сосуде неподвижна (т. е. видимое макроскопическое движение в Не-II отсутствует), суммарный импульс жидкости $\vec{j} = 0$, и, следовательно, масса $\rho - \rho_n$ должна обладать другим импульсом, равным $\vec{j} - \vec{j}_n$, и противоположно направленной скоростью.

Таким образом, при наличии термических возбуждений в Не-II должно существовать одновременно два внутренних макроскопических движения.

Второе внутреннее движение получило название сверхтекущего движения.

В этом случае:

$\vec{j}_s = \vec{j} - \vec{j}_n$ — импульс единицы объема, или плотность потока массы сверхтекущего движения;

$\rho_s = \rho - \rho_n$ — плотность сверхтекущего движения (или плотность сверхтекущей компоненты);

$\vec{W}_s = \vec{j}_s / \rho_s$ — скорость сверхтекущего движения.

Плотность всей жидкости

$$\rho = \rho_n + \rho_s. \quad (5)$$

При фиксированной температуре жидкости термическими возбуждениями «охвачено» лишь часть ρ_n/ρ ее массы.

Доля массы $\rho_s/\rho = 1 - \rho_n/\rho$, участвующая в s — движении (сверхтекучем движении), «не содержит» термических возбуждений.

В отличие от s -движения n -движение может рассматриваться как движение вязкой жидкости.

Очевидно:

- (a) — при $T \rightarrow 0$ $\rho_n \rightarrow 0$, $\rho_s \rightarrow \rho$;
- при $T \rightarrow T_\lambda$ $\rho_n \rightarrow \rho$, $\rho_s \rightarrow 0$.

Параметры ρ_n/ρ и ρ_s/ρ по существу характеризуют соответственно неупорядоченное и упорядоченное состояние Не-II. Поэтому иногда отношения ρ_n/ρ и ρ_s/ρ называют параметрами неупорядоченности (упорядоченности).

Таким образом, согласно современным представлениям, Не-II можно условно рассматривать как совокупность двух компонент — сверхтекучей, обладающей нулевой вязкостью, нулевой энтропией и не несущей квантов возбуждения (т. е. как бы находящейся при абсолютном нуле температур), и нормальной, которая ведет себя, как обычная жидкость, и обладает квантами возбуждения (фононами и ротонами).

При $T=0$ К Не-II целиком состоит из сверхтекучей компоненты с плотностью ρ_s , а при $T=T_\lambda$ — только из нормальной с плотностью ρ_n . Плотность потока массы (суммарный массовый расход) покоящейся жидкости равен нулю, т. е.

$$\rho_n \vec{W}_n + \rho_s \vec{W}_s = 0. \quad (6)$$

В случае движущегося Не-II

$$\vec{j} = \vec{j}_n + \vec{j}_s, \quad (7)$$

и его среднемассовая скорость

$$\vec{W} = \vec{j}/\rho. \quad (8)$$

В первом приближении ρ_n/ρ аппроксимируется отношением $(T_s/T_\lambda)^7$, а ρ_s/ρ — выражением

$$[1 - (T_s/T_\lambda)^7]. \quad (9)$$

Отношение ρ_s/ρ может быть также описано следующим выражением:

$$\rho_s/\rho = a\varepsilon^{0,67} (1+b\varepsilon^{0,5}), \quad (10)$$

где $\varepsilon = \frac{T-T_\lambda(P)}{T_\lambda(P)}$; $a=1,396-0,02883 P$; $b=0,6514-$

$-0,04548 P+0,005265 P^2$. Давление P выражено в барах.

Соотношение (10) справедливо, начиная от $\varepsilon=10^{-2}$ и вплоть до температур, отстоящих примерно на 10 мкК от точки λ -перехода.

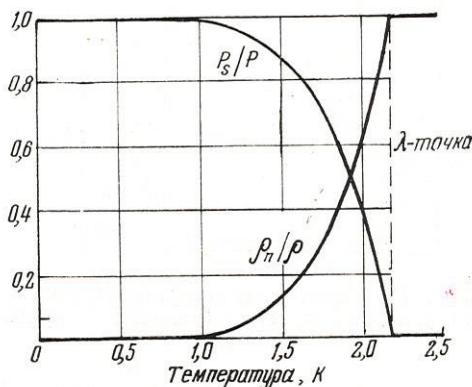


Рис. 4. Зависимость ρ_n/ρ и ρ_s/ρ от температуры при давлении насыщенных паров

На рис. 4 (см. также табл. П.4) приведены экспериментально полученные зависимости отношений ρ_n/ρ и ρ_s/ρ от температуры.

3. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНЫЕ НАБЛЮДЕНИЯ

Своеобразный характер переноса теплоты в сверхтекучем гелии, заключающийся в неразделимости переноса теплоты и массы в Не-II, проявляется в ряде необычных эффектов, наблюдавшихся экспериментально и подтверждаемых в конечном итоге двухскоростной моделью Л. Д. Ландау.

3.1. Течение Не-II по капиллярам и малым зазорам (щелям)

Если два сосуда с Не-II соединить при помощи капилляра (или щели) диаметром 1—10 мкм и создать разность

уровней жидкости (см. рис. 5), то гелий будет перетекать из одного сосуда в другой даже при $\Delta P \rightarrow 0$, что свидетельствует о том, что вязкость жидкости практически отсутствует. Расход жидкости G , протекающей по капилляру, очевидно, пропорционален величине $\Delta P/\mu$, т. е. $G \sim \Delta P/\mu$, где μ — коэффициент динамической вязкости. Поскольку $\Delta P \rightarrow 0$, то и $\mu \rightarrow 0$, что говорит о том, что Не-II обладает свойством сверхтекучести.

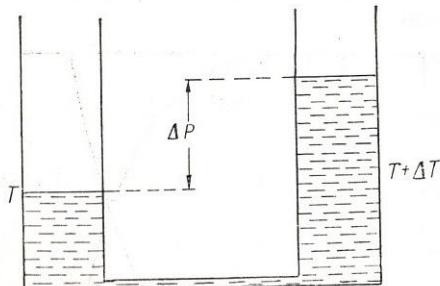


Рис. 5. Схема, иллюстрирующая механокалорический и термомеханический эффекты в Не-II

Если создать, например, в правом сосуде избыточное давление ΔP , то, как показывает эксперимент, в результате течения жидкости через капилляр температура в этом сосуде будет повышаться. По-видимому, по капилляру без трения (с нулевой вязкостью) движется главным образом сверхтекучая компонента, не несущая квантов возбуждения. Нормальная же компонента не может пройти по капилляру столь малого диаметра, ее концентрация в правом сосуде возрастает, что обусловливает рост температуры.*

Другим классическим примером неразделимости процессов переноса теплоты и массы в Не-II может служить тер-

* Повышение температуры будет наблюдаться и в сосуде, из которого просто вытекает Не-II через отверстие столь же малого размера. Вытекающая из сосуда сверхтекучая компонента не несет с собой энтропии, следовательно, оставшаяся жидкость обладает той же энтропией, но распределенной по меньшей массе, т. е. жидкость нагревается. Аналогичным образом можно объяснить, что сосуд, в который втекает жидкость с нулевой энтропией, будет охлаждаться. Это явление получило название механокалорического эффекта — нагревание (охлаждение) Не-II в сосуде при вытекании (втекании) из него жидкости через капилляр (щель) достаточно малого диаметра.

момеханический эффект, заключающийся в возникновении движения Не-II под действием разности температур. При подводе теплоты к одному из сосудов жидкость (а точнее, ее сверхтекучая компонента) начинает перетекать по капилляру в этот сосуд, в результате чего между сосудами устанавливается разность уровней, или разность давлений ΔP .

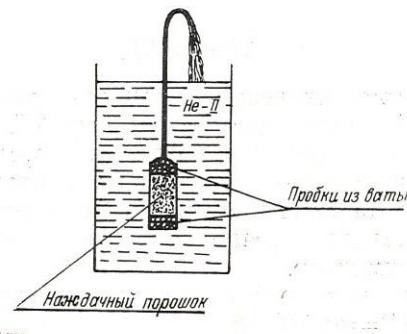


Рис. 6. Принципиальная схема, иллюстрирующая фонтанирование Не-II

Еще одной иллюстрацией этого эффекта может служить так называемое фонтанирование Не-II. Конец широкой трубы (см. рис. 6), заполненной мелким (например, наждачным) порошком, опускают в гелиевую ванну. К другому ее концу присоединяется вертикально расположенный капилляр. При нагревании наждачного порошка сверхтекучая компонента втекает в мельчайшие извилистые каналы, образованные его частичками, создавая разность уровней (давлений), наличие которой обусловливает появление из капилляра фонтанирующей струи Не-II.

Было установлено, что для равновесного состояния или для условий, приближающихся к нему (квазиравновесных), значения химических потенциалов для одного и того же уровня жидкости каждого из сосудов (см. рис. 5) одинаковы, т. е.

$$\varphi(P_1 T_1) = \varphi(P_2 T_2) \quad (11)$$

или

$$\Delta\varphi = 0. \quad (12)$$

Иначе говоря, движущей силой сверхтекучего движения является разность химических потенциалов, и течение сверхте-

кучей компоненты осуществляется в сторону меньшего химического потенциала (химический потенциал в этом случае выступает в качестве некоего аналога давления).

Поскольку

$$\Delta\varphi = -s\Delta T + dP/\rho, \quad (13)$$

то, записав эту формулу в виде приращений, с учетом (12) найдем, что

$$\Delta P = \rho s \Delta T. \quad (14)$$

Здесь ΔP — термомеханическая разность давлений между объемами Не-II с разностью температур ΔT .

Выражение (14) получило название формулы Лондона. Оно свидетельствует о том, что появление разности температур в Не-II всегда вызывает появление разности давлений и наоборот и дает достаточно хорошее количественное совпадение с экспериментом.*

Если разность давлений обусловлена разностью уровней жидкости, т. е. $\Delta P = \rho g \Delta H$, то

$$\Delta H = s \Delta T g^{-1}. \quad (15)$$

Расчеты, проведенные по этой формуле, показывают, что если, например, создать между сосудами, соединенными капилляром, разность температур $\Delta T = 10^{-3}$ К, то при $T = 1,9$ К разница уровней составит около 7,5 см. Другими словами, течение сверхтекучей компоненты из сосуда с меньшей температурой в более нагретый сосуд будет продолжаться до тех пор, пока в последнем не возникнет избыточное давление $\Delta P \approx 106$ Па (соответствующее разнице уровней $\Delta H = 7,5$ см), которое прекратит дальнейшее движение сверхтекучей компоненты.

3.2. Опыты с дисками, колеблющимися в Не-II

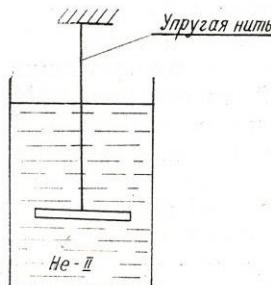
Одним из наиболее убедительных экспериментальных подтверждений двухскоростной модели Не-II являются опыты по затуханию крутильных колебаний в жидком гелии.

Оказывается, что если в Не-II с помощью упругой нити подвесить круглый диск из тонкой алюминиевой фольги (как это показано на рис. 7) и сообщить этому диску малые кру-

* Если скорость течения сверхтекучей компоненты превышает некоторое критическое значение (см. гл. 4), соотношения (11) и (14) становятся неправомерными.

тильные колебания вокруг оси нити, то колебания такого осциллирующего маятника будут носить затухающий характер. Это, несомненно, свидетельствует о том, что Не-II в данном случае ведет себя, как обычная вязкая (ньютоновская) жидкость. (В идеальной невязкой жидкости затухания колебаний не должно быть.) По темпу затухания колебаний, естественно, можно судить о вязкости жидкости.

Рис. 7. Схема, иллюстрирующая опыт с колеблющимся диском в Не-II



Измеренный таким методом коэффициент динамической вязкости Не-II, как оказывается, имеет тот же порядок, что и величина μ жидкого Не-I, что противоречит данным, полученным из экспериментов по течению Не-II сквозь узкие щели и капилляры, которые, как показано выше, обнаружили полное отсутствие вязкости Не-II (точнее, его s -компоненты).

Вместе с тем, используя подобный осциллирующий маятник, Э. Л. Андроникашвили в 1946 г. убедительно продемонстрировал справедливость двухскоростной модели, впервые экспериментально измерив зависимость отношения ρ_s/ρ (а следовательно, и μ_s/μ) от температуры, и получил кривые, изображенные на рис. 4. В опытах Э. Л. Андроникашвили пакет из нескольких дисков был подвешен в Не-II на упругой крутильной нити. Диски были жестко скреплены по оси симметрии и располагались на малых (около 0,1 мм) расстояниях друг от друга.*

По изменению частоты колебаний ω , обусловленному вязкостью гелия (жидкость или ее часть, обладающая вяз-

* Экспериментальные результаты не зависели от расстояния между дисками, если оно не превышало толщину вязкого пограничного слоя $(\mu/\rho\omega)^{1/2}$, где μ — вязкость жидкости (n — компоненты).

костью, задерживалась в зазорах между дисками, вызывая их торможение), вычислялся момент инерции системы M , который, как оказалось, зависел от температуры в гелиевой ванне, увеличиваясь по мере ее приближения к T_λ . При уменьшении температуры степень затухания колебаний снижалась. Полученные результаты позволили сделать вывод, что с дисками взаимодействует лишь n -компоненты, обладающие вязкостью, а сверхтекучая компонента, по-видимому, вообще не участвует в движении и свободно (без трения) скользит по поверхности дисков.

Поскольку, концентрация n -компоненты изменяется с температурой, то отношение $M(T)/M(T_\lambda)$ по существу тождественно равно отношению ρ_n/ρ (см. рис. 4), где ρ — плотность жидкости, не зависящая от температуры. Так, при $T=T_\lambda$ вместе с дисками вращается вся находящаяся между ними жидкость, в то время как, например, при $T=1\text{ K}$, поскольку ρ , заполненного мелкодисперсным наждачным порошком, и ρ не увлекают жидкость, находящуюся между ними.

3.3. Парадоксы вращения Не-II

Если жидкий гелий (Не-I) поместить внутри контейнера, заполненного мелкодисперсным наждачным порошком, и привести этот контейнер во вращение вокруг оси его симметрии, то после внезапной остановки контейнера движение Не-I также практически мгновенно прекратится. Вязкое взаимодействие жидкости с частичками порошка не позволит гелию по инерции продолжать циркулировать внутри порошка.

Совершенно иная картина наблюдалась, если в процессе вращения такой контейнер охлаждался до температуры, меньшей, чем температура T_λ . В этом случае можно было видеть, что жидкость (или по крайней мере часть ее) продолжает вращаться практически бесконечно долгое время (как показали опыты, часы и даже недели).* При этом величина момента инерции вращающейся жидкости заметно зависела от температуры гелия.

Очевидно, что вращение n -компоненты Не-II прекращалось из-за ее вязкости после остановки сосуда, в то время

* Подобное вращение можно легко зарегистрировать по прецессии контейнера (если несколько отклонить его ось вращения), что говорит о существовании момента количества движения, связанного с течением жидкости относительно оси контейнера.

как s -движение, не взаимодействующее со стенками микроканалов засыпки, сохранялось. В этом случае отношение значений моментов инерции

$$M'(T)/M'(T_s) = \rho_s/\rho$$

монотонно уменьшалось с ростом температуры от единицы (при $T=0$ К) до нуля (при $T=T_s$) — см. рис. 4. Подобный вывод в совокупности с результатами, полученными в описанных ранее опытах со стопой колеблющихся дисков, позволяет получить соотношение

$$M(T)/M(T_s) + M'(T)/M'(T_s) = 1, \quad (16)$$

которое с высокой точностью было подтверждено в многочисленных экспериментах.

Соотношение (1.16), или эквивалентное ему выражение (1.5), справедливо и для повышенных давлений (недогретого Не-II), хотя закономерности изменения ρ_n/ρ и ρ_s/ρ от температуры будут несколько другими,* чем это представлено на рис. 4 для насыщенного Не-II.

Двухскоростная модель Л. Д. Ландау предусматривает, что нормальная компонента является классической вязкой жидкостью, тогда как сверхтекучая компонента движется без трения с твердыми стенками и нормальной компонентой. В этом случае следовало бы ожидать, что свободная поверхность Не-II, помещенного во вращающийся контейнер, примет форму, отличную от предсказываемой в рамках классической теории вязкой жидкости, поскольку s -компоненты (т. е. часть жидкости, тем большая, чем ниже температура) во вращении участвовать не должна. Следовало бы также предположить, что при $T \rightarrow 0$ Не-II, по существу в этом случае состоящий целиком из s -компоненты, вообще невозможно привести во вращение и мениск должен оставаться практически плоским. Форма мениска определяется действием двух давлений: гидростатического ($\rho g H$) и центробежного ($0,5 \cdot \rho \omega^2 r^2$), где r — расстояние от оси вращения. Если вращается только n -компоненты, то глубина мениска ΔH может быть определена как

$$\Delta H = \frac{\rho_n}{\rho} \frac{\omega^2 R^2}{2g}, \quad (17)$$

где R — радиус контейнера.

* Зависимость ρ_s/ρ от температуры для любых давлений Не-II, как уже отмечалось, определяется выражением (10).

Однако эксперимент опровергает эти ожидания. Опыт показывает, что даже при $T \rightarrow 0$ в этом случае свободная поверхность Не-II представляет собой параболоид вращения, как и для нормальной жидкости, и жидкость обладает моментом количества движения, соответствующим ее вращению как целого. Другими словами, Не-II, вопреки ожиданиям, вращается как обычная вязкая жидкость.

Эксперимент показывает, что

$$\Delta H = \frac{\omega^2 R^3}{2g}. \quad (18)$$

Это свидетельствует об участии обеих компонент во вращательном движении (отношение плотностей в соотношении (17) сокращается при условии $\rho = \rho_n + \rho_s$).

В этом случае оставаться в рамках двухскоростной модели даёт возможность лишь утверждение, что сверхтекучая компонента вращается с той же угловой скоростью, что и нормальная. Кроме того, в дальнейшем будет показано, что во всех этих опытах была превышена величина некоторой критической скорости $\omega_{kp} (\approx 1 \text{ об/ч})$, что приводит по существу к разрушению сверхтекучести и видимому «твердотельному» вращению.*

3.4. Опыт со сверхтекучей «аэродинамической трубой»

В этом опыте концы цилиндрического сосуда, помещенного в Не-II (рис. 8), снабжаются двумя перегородками (вставками), изготовленными из мелкодисперсного наждакового порошка. Эти перегородки, как уже отмечалось, имеют огромное количество узких каналов различного размера и

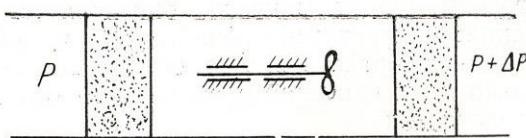


Рис. 8. Иллюстрация опыта с поведением пропеллера в сверхтекучей «аэродинамической трубе»

* Вращение сверхтекучей компоненты в рассматриваемом случае не похоже на вращение при наличии вязких напряжений, а представляет собой более сложное вращение s -компоненты вокруг некоторых вихревых нитей (подробнее см. гл. 4).

неправильной формы и непроницаемы для вязкой нормальной компоненты.

Очевидно, что в случае создания на одном из концов цилиндра некоторого избыточного давления ΔP через цилиндр (получивший условное название сверхтекучей «аэродинамической трубы») будет двигаться лишь s -компоненты. Нормальная компонента, находящаяся между вставками, будет практически неподвижна ($W_n \approx 0; j_n \approx 0$).

Обнаружено, что при малых скоростях движения s -компоненты (меньших некоторой критической скорости, равной примерно 6 мм/с) поток s -движения ведет себя, как и ожидалось, как идеальная жидкость (пропеллер, установленный по оси трубы, не вращался).* Другими словами, s -движение при малых скоростях \vec{W}_s не взаимодействует ни с n -движением, ни со стенками трубы и лопастями пропеллера (вязкое трение отсутствует) и является, по-видимому, потенциальным (безвихревым), для которого $\text{rot } W_s = 0$. Индуцированное подобным путем медленное s -движение может сохраняться неопределенно долгое время.

При превышении величины критической скорости поток ведет себя как обычная вязкая жидкость, поскольку сверхтекущее движение приводит к появлению крутящего момента, действующего на пропеллер. Предполагается, что при таких скоростях сверхтекущее движение турбулизируется, s -компонента теряет черты идеальной жидкости (появляется взаимодействие с лопастями пропеллера), т. е. сверхтекучесть разрушается.

3.5. Течение пленок Не-II

Одним из наиболее характерных проявлений сверхтекучести Не-II является образование на любой твердой поверхности, находящейся в соприкосновении с жидкостью, тонкой потенциально движущейся по этой поверхности пленки гелия.

* Согласно так называемому парадоксу Даламбера—Эйлера, результирующая сила, действующая со стороны движущейся идеальной жидкости (т. е. жидкости, лишенной вязкости, вихреобразований и поверхностей разрыва скоростей), на тело, погруженное в эту жидкость, равно нулю. При обтекании пропеллера s -потоком с малыми скоростями становится неправомерным обычное условие классической аэrodинамики (условие Жуковского) — отрыв пограничного слоя на задней кромке обтекаемого тела. Отсутствие циркуляции вокруг крыльев пропеллера исключало возникновения подъемной силы, и пропеллер не вращался.

Способность жидкостей или насыщенных паров образовывать адсорбированную пленку на поверхности тел, находящихся в контакте с ними, общеизвестна, однако вследствие малости ван-дер-ваальсовских сил в гелии толщина пленки Не-II заметно превышает толщину адсорбированных пленок любых других жидкостей. (Средняя толщина пленки гелия составляет $(2,5-3,5) \cdot 10^{-6}$ см, т. е. порядка 100 атомных слоев.*.) Такие толщины пленки исключают течение вдоль пленки *n*-компоненты.

Наличие гелиевой пленки на стенах сосуда с Не-II может привести к значительным потерям гелия—обстоятельство, хорошо знакомое экспериментаторам. Кроме того, существование пленки увеличивает площадь зеркала испарения жидкого гелия и осложняет откачуку его паров.

Наиболее характерными примерами переноса больших масс жидкости вдоль пленки могут служить ставшие уже классическими опыты, когда пустой сосуд, частично погруженный в ванну с Не-II, наполняется жидкостью до того же уровня, который имеет гелий в ванне. Или заполненный и поднятый над гелиевой ванной сосуд с Не-II «самопрозвольно» опорожняется—жидкий гелий, передвигаясь в виде пленки по стенкам сосуда, собирается на поверхности дна и капает вниз, создавая впечатление, что сосуд имеет течь.

Тщательные экспериментальные и теоретические исследования движущихся пленок Не-II показали, что, как и в случае *s*-течения через узкие щели и капилляры, движущей силой, вызывающей течение *s*-компоненты вдоль пленки, является разность химических потенциалов. Это позволяет объяснить экспериментально наблюдаемые явления, когда пленка движется от места с более низкой температурой к месту с более высокой (вклад в $\Delta\varphi$ вносит температурный градиент) либо от более высокого к более низкому уровню жидкости (движущей силой является разность гравитационных потенциалов между концами пленки).

При превышении некоторой критической скорости *s*-течения в пленке** потенциальность течения нарушается, возникает диссиляция и сверхтекучесть разрушается.

* Толщина пленки Не-II δ на высоте H над уровнем жидкости в некотором (статическом) приближении может быть описана выражением

$$\delta = (\alpha/gH)^{1/3}, \quad (19)$$

где α — константа, определяемая материалом и состоянием твердой поверхности.

** Скорость движения по сечению пленки приблизительно постоянна.

Параметры движущихся пленок Не-II (также как толщина, скорость переноса и т. п.) определяются большим числом самых различных факторов, причем сведения о свойствах таких пленок носят в основном качественный характер. Так, скорость переноса в пленке Не-II практически не зависит от перепада давлений (разности высот), длины и определяется лишь наименьшим пересекаемым ею периметром.

В диапазоне температур гелия 0,8—1,5 К скорость переноса приблизительно постоянна и составляет около $7,5 \cdot 10^{-6}$ см³/с на 1 см периметра. По мере приближения к T_c скорость переноса снижается, что объясняется изменением концентрации ρ_s (уменьшением отношения ρ_s/ρ). Скорость переноса слабо зависит от материала твердой поверхности, но заметно возрастает с увеличением ее шероховатости, обусловленной как чистотой обработки, так и наличием на поверхности загрязнений, сконденсировавшихся газов (например, воздуха) в виде кристаллов льда и т. п. Толщина пленки весьма слабо зависит от температуры.

Подводя итог описанным выше экспериментальным наблюдениям, можно заключить, что *s*-движение, возникающее в Не-II, при малых скоростях W_s не взаимодействует (не обменивается импульсом) со стенками и *n*-движением, т. е. *s*-компоненты является по существу идеальной жидкостью. Различные способы измерения ρ_n и ρ_s , позволяющие получить зависимость этих параметров от температуры, дают практически совпадающие результаты и подтверждают двухскоростную модель Л. Д. Ландау. Однако во всех рассмотренных случаях при превышении определенной критической скорости происходит некая внутренняя перестройка *s*-течения, приводящая к вязкому диссилиативному взаимодействию со стенками и *n*-компонентой; *s*-течение теряет черты идеальной жидкости, и сверхтекучесть разрушается.

4. Критические скорости

Вопрос о критических скоростях, превышение которых, как это уже неоднократно отмечалось, приводит к срыву сверхтекучести и резкому ухудшению теплообменных характеристик Не-II, является одним из наиболее важных для практики использования этого уникального криоагента.

Задача определения области скоростей, в которой может существовать сверхтекучесть, теоретически впервые была решена Л. Д. Ландау. Принято, что при температуре $T=0$

Не-II полностью состоит из термически невозбужденных атомов—газ КВЧ отсутствует, а $p_n = 0$. При движении Не-II с такой температурой вдоль элемента твердой поверхности его взаимодействие с этой поверхностью в форме вязкого трения должно отсутствовать.

Торможение жидкости за счет трения со стенкой (при $T \neq 0$) сопровождается образованием элементарных возбуждений (газа КВЧ) с импульсом, направленным против вектора скорости этого движения. Вследствие торможения энергия жидкости будет уменьшаться, причем уменьшаться (поскольку Не-II квантовая жидкость) определенными порциями. Подобный анализ ситуации в Не-II, связанной с возникновением в нем элементарных возбуждений квазичастиц, при которых начинается динамическое взаимодействие «твёрдая стенка»—Не-II, позволил Л. Д. Ландау получить условие «срыва» сверхтекучести в виде

$$\varepsilon(p) - Wp \leq 0 \quad (20)$$

(вклад от возникающих возбуждений должен быть меньше или равен нулю).

Из (20) следует, что наименьшая скорость течения гелия, при которой должен произойти «срыв» s -движения (скорость, при которой могут возникнуть возбуждения в жидком гелии)*, равна

$$W_{kp} = \min \frac{\varepsilon(p)}{p}. \quad (21)$$

Соотношение (21) получило название критерия сверхтекучести Ландау.

Если спектр $\varepsilon(p)$ таков, что $\varepsilon(p)/p$ может быть равно нулю, то s -движение невозможно. Если $\varepsilon(p)/p$ имеет конечное значение, то s -движение существует в диапазоне $0 < W < W_{kp}$. Другими словами, если $\varepsilon(p)/p$ отлично от нуля, то при сравнительно малых скоростях движения жидкости элементарные возбуждения рождаются не будут и жидкость сверхтекучая.

Нетрудно видеть, что минимум отношения $\varepsilon(p)/p$ удовлетворяет условию

$$\frac{\varepsilon(p)}{p} = \frac{d \varepsilon(p)}{dp}, \quad (22)$$

* При скоростях, меньших W_{kp} , возникновение элементарных возбуждений энергетически невыгодно.

т. е. минимум обеспечивается в точке касания прямой, проведенной из начала координат, с кривой $\varepsilon = f(p)$. Эта точка, как видно, например, из рис. 3, лежит практически вблизи минимума кривой $\varepsilon = f(p)$, что позволяет с хорошим приближением считать

$$W_{kp} \approx \Delta/p \approx 60 \text{ м/с.}$$

При скоростях, меньших этого значения, согласно Л. Д. Ландау, движение Не-II потенциально, т. е. жидкость будет двигаться без трения. При превышении этой скорости течение Не-II должно сопровождаться возникновением возбуждений и, следовательно, диссипацией энергии.

Критерий (21) справедлив для любых температур $0 \leq T \leq T_c$. При $T > 0$ в Не-II будут существовать готовые возбуждения (нормальная компонента). И, следовательно, при температуре, отличной от нуля, без трения будет двигаться лишь s -компоненты; нормальная компонента должна вести себя как обычная вязкая жидкость и будет тормозиться вследствие трения о стенку.

Однако, как показывает эксперимент, величины W_{kp} , получаемые из опыта, оказываются на 2—3 порядка ниже расчетных. Это свидетельствует о том, что столь малые критические скорости, как правило, не связаны со срывом сверхтекучести, вызванным появлением элементарных возбуждений, соответствующих спектру рис. 3, а обусловлены каким-то иным механизмом диссипации. Тем не менее, как будет показано ниже, соотношение (21) имеет фундаментальное значение.

Единственно обоснованным предположением, позволяющим объяснить реально наблюдаемые значения критических скоростей в Не-II, является допущение существования в жидкости возбуждений других типов (кроме фононов и ротонов).

Такими возбуждениями являются так называемые квантованные вихри.

Впервые квантованные (или квантовые) вихри были обнаружены во вращающемся Не-II.

Как отмечалось в гл. 3, при вращении цилиндрического контейнера со сверхтекучей жидкостью, вопреки ожиданиям, сверхтекучая компонента вращалась с той же угловой скоростью, что и нормальная, т. е. Не-II вращался как классическая жидкость. Для объяснения этого явления, не укладывающегося в понятия гидродинамики сверхтекучей жид-

кости Л. Д. Ландау и предполагающего безвихревой характер сверхтекучего движения, Л. Онсагером (1949 г.) и Р. П. Фейнманом (1955 г.) было высказано предположение о квантовании циркуляции сверхтекучего гелия. Согласно гипотезе Онсагера—Фейнмана, кроме термических возбуждений газа фононов и ротонов в Не-II могут существовать некоторые механические возбуждения, связанные с квантованием циркуляций *s*-течений.

Безвихревой (потенциальный) характер сверхтекучего движения, как уже отмечалось, характеризуется условием

$$\text{rot } \vec{W}_s = 0. \quad (23)$$

Это же условие может быть записано в виде равенства нулю циркуляции Γ сверхтекучей скорости \vec{W}_s вдоль произвольного контура:

$$\Gamma \equiv \oint_l \vec{W}_s \cdot d\vec{l} = 0. \quad (24)$$

(Интеграл берется по любому контуру, не выходящему за границы сосуда, т. е. полностью находящемуся в жидкости.)

Очевидно, что если условие (24) выполняется во всем объеме сверхтекучей жидкости, то вращение *s*-компоненты невозможно.

Л. Онсагер и Р. П. Фейнман предположили, что циркуляция Γ сверхтекучей скорости вдоль произвольного контура подчиняется условию квантования, т. е.

$$\Gamma = \oint_l \vec{W}_s \cdot d\vec{l} = n \frac{2\pi\hbar}{m} = \Gamma_0 n, \quad (25)$$

где $n = 0, 1, 2, \dots$ — «уровни» возбуждения циркуляции *s*-течения; Γ_0 — квант циркуляции:

$$\Gamma_0 = \frac{2\pi\hbar}{m} \approx 1 \cdot 10^{-7} \text{ м}^2/\text{с}. \quad (26)$$

Квантование циркуляции *s*-течения может быть продемонстрировано на примере вращающегося Не-II.

Твердотельное вращение Не-II с позиций квантованных вихрей может быть объяснено следующим образом. При вращении сверхтекучего гелия в нем возникают вихревые линии (вихревые нити) или просто вихри, равномерно пронизывающие объем жидкости. Эти прямолинейные вихри движутся вместе со стенками и *n*-движением, причем по мере увеличения частоты вращения число таких *s*-вихрей возрастает.

Циркуляция вокруг центра каждого вихря также квантуется (кратна кванту циркуляции Γ_0).

Схематическое изображение («образ») квантового вихря (квантовой нити), возникшего в идеальной (невязкой) жидкости, представлен на рис. 9. Поток s -движения вокруг вихревой нити представляет собой ряд концентрических окружностей, находящихся в плоскости, перпендикулярной оси вихря. Скорость W направлена по касательной к окружности и падает по закону

$$W = \frac{\text{const}}{r}. \quad (27)$$

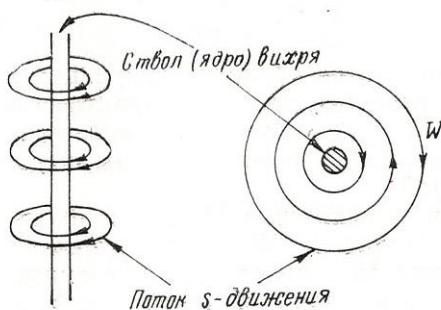


Рис. 9. Схематическое изображение квантового вихря

Циркуляция по любой замкнутой линии, содержащей внутри центр нити, постоянна и, например, для окружности радиуса r равна

$$\Gamma = \oint \vec{W} d\vec{l} = \frac{\text{const}}{r} 2\pi r = 2\pi \text{const},$$

откуда

$$\text{const} = \Gamma / 2\pi$$

и

$$W = \frac{\Gamma}{2\pi r}. \quad (28)$$

Циркуляция же по любому контуру, не охватывающему центр нити:

$$\oint \vec{W} d\vec{l} \equiv 0, \text{ т. е. } \text{rot } \vec{W} = 0.$$

Следовательно, течение вне оси вихревой нити потенциально, т. е. в целом Не-II не теряет своих сверхтекущих свойств. Иначе говоря, требование теории Л. Д. Ландау (23) нарушается только на самих вихревых линиях.

Из соотношения (28) следует, что при $r \rightarrow 0$ $W \rightarrow \infty$ и $\text{rot } \vec{W} \rightarrow \infty$. Однако это не подтверждается на практике.

В действительности квантовый вихрь имеет ствол (ядро) радиусом $a = 1-4 \text{ \AA}$, свойства которого отличаются от свойств окружающей жидкости. Вне ствола вихря (при $r > a$) распределение скорости сверхтекущей компоненты определяется выражением (28), т. е.

$$w_s = \frac{n\hbar}{mr}, \quad (29)$$

и, следовательно, в этой области циркуляция квантуется.

При $r \gg a$ плотность ρ_s остается практически неизменной. Вблизи ствола, т. е. когда $r \rightarrow a$, плотность резко падает, и внутри ствола $\rho_s = 0$. Иначе говоря, ствол вихря как бы заполнен n -компонентой.

Действительно, увеличение W_s при $r \rightarrow 0$ не может быть беспребудельным. Величина W_s на некотором радиусе $r = a$ достигает критической скорости, предсказанной Л. Д. Ландау (скорости срыва s -течения), $W_{kp} \approx 60 \text{ м/с}$, и, следовательно, в пределах ядра (при $r \leq a$) s -движение существовать не может, поскольку там было бы $W_s > W_{kp}$ и ρ_s безусловно равно нулю (s -компоненты отсутствует).

Подобный подход позволяет оценить величину радиуса ствола вихря. Принимая $n = 1$ и $r = a$, из (29) можно определить

$$a = \Gamma_0 / 2\pi W_{kp}.$$

Подстановка численных значений ($\Gamma_0 = 1 \cdot 10^7 \text{ м}^2/\text{с}$ и $W_{kp} = 60 \text{ м/с}$) дает, что $a \approx 2.7 \text{ \AA}$.

Предположение о том, что жидкость в ядре вихря представляет собою по существу Не-I, позволяет допустить, что на расстояниях $r \approx a$ имеет место фазовый переход. Однако подобная интерпретация может вызвать возражение, поскольку в области размером, соизмеримым с атомным масштабом (равным $2a$), использование понятий и свойств макроскопической жидкости, по-видимому, некорректно.

Согласно другим предположениям, сердцевина вихря является либо полой, либо заполненной сверхтекущей жидкостью,

участвующей в твердотельном вращении. Все эти гипотезы еще ждут своего экспериментального подтверждения.

Движение s -компоненты вокруг ствола вихря представляет собою потенциальное циркуляционное течение как бы вокруг некоторого твердого тела, например, тонкой проволочки.

Увеличение скорости s -течения по мере приближения к стволу вихря должно (согласно закону Бернулли) приводить к падению давления. Этот эффект, по мнению ряда исследователей, и создает силу, с которой вихрь «присасывается» к поверхности, на которой он кончается, создавая постоянное «натяжение» (прямолинейность) вихрей и обусловливая их упругие свойства. Экспериментально показано, в частности, что при незначительном (за счет внешних воздействий) изгибе прямолинейных вихрей возникает упругая возвращающая сила.

Критическая скорость ω_{kp} , при которой возможно образование первого прямолинейного квантового вихря s -течения во вращающемся сосуде с Не-II, записывается в виде

$$\omega_{kp} = \frac{\Gamma_0}{2\pi R^2} \ln R/a. \quad (30)$$

Для $R=10$ см, например (принимая $a=3$ Å), $\omega_{kp} \approx 3 \cdot 10^{-5}$ с⁻¹, что свидетельствует о том, что квантованные вихри возникают при весьма ничтожных угловых скоростях. Поскольку угловая скорость суточного вращения Земли составляет всего $7,4 \cdot 10^{-5}$ с⁻¹, очевидно, в больших сосудах вихри могут образовываться даже в покоящемся Не-II только из-за его участия во вращении Земли. Следовательно, практически при любых реальных скоростях вращения сосудов гелий находится в закритическом режиме, т. е. содержит много вихрей.

Первый вихрь располагается по оси вращающегося цилиндра. При условии $\omega > \omega_{kp}$ во вращающейся жидкости возникает система из нескольких ($N \gg 1$) прямолинейных квантованных вихрей, параллельных оси вращения, и картина s -течения становится довольно сложной. При угловых скоростях $\omega > \omega_{kp}$ число вихревых нитей, как правило, равно целому числу, которое с ростом ω изменяется скачкообразно. При значительном превышении ω_{kp} сечение вращающегося Не-II имеет как бы ячеистую структуру. Центром каждой из таких ячеек являются центры неподвижных (во вращающейся с угловой скоростью ω системе отсчета) вихревых нитей, каждая из которых имеет наименьшую из возможных

циркуляцию Γ_0 . (Уровни циркуляции $n=2, 3, \dots$ менее устойчивы.)

Схематическая картина потока, наблюдаемая из врачающейся системы отсчета, изображена на рис. 10. Сплошными линиями здесь обозначено направление течения потока; штриховыми — линии, на которых локальная скорость s -движения W_s равна нулю.

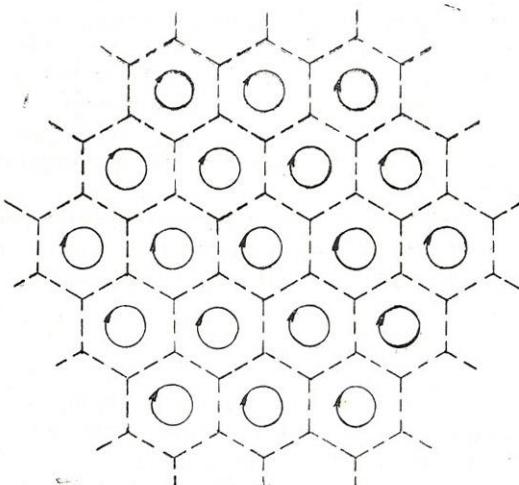


Рис. 10. Схематическая картина потока, состоящего из системы ($N \gg 1$) квантовых вихрей

«Скелет» (или «решетка») стволов вихрей, а с ней и все s -движение, вращается вместе с сосудом и n -компонентой, как твердое тело с угловой скоростью, равной угловой скорости вращения сосуда.

Экспериментально показано, что если осторожно затормозить вращение сосуда, то вихревые нити в жидкости остаются неопределенного долгое время. Эти незатухающие течения могут быть определены следующим образом. К сосуду с гелием, который был неподвижен в течение нескольких часов после остановки вращения, подводилась теплота и температура его повышалась. Подведенная теплота разрушала незатухающие течения, и их момент количества движения передавался сосуду, который начинал вращаться.

Возникновение во вращающемся Не-II вихрей приводит в итоге к взаимодействию между нормальной и сверхтекучей компонентами, которое и обуславливает критические явления, наступающие при скоростях, заметно меньших, чем это предсказывает теория Л. Д. Ландау. Аналогичное взаимодействие при наличии вихрей в виде некоторого вихревого сопротивления возникает между сверхтекучей компонентой и стенками сосуда, в котором осуществляется вращение.

Таким образом, наблюдаемые на практике критические скорости связаны с появлением вихрей и, как следствие, с возникновением взаимодействия (так называемого «взаимного трения») *s*-компоненты с нормальной и стенками сосуда. Истинная природа этого трения, приводящего к диссипативному взаимодействию сверхтекучей компоненты с нормальной и твердыми стенками, еще не установлена.

Другим примером квантованных вихрей могут служить так называемые вихревые кольца. Вихревое кольцо — это вихревая нить, замкнутая сама на себя (вихревые нити сворачиваются в замкнутые кольца).

Возбуждения в виде вихревых колец, образующиеся в сверхтекучей жидкости, позволяют объяснить, например, значения критических скоростей, наблюдавшихся при течении Не-II в капиллярах. Согласно существующим на сегодня представлениям, возникающие вихревые кольца взаимодействуют с фононами и ротонами *n*-движения, в результате чего возникает внутреннее трение, обуславливающее срыв сверхтекучести.

Следует отметить, что квантованные вихри вследствие малого статистического веса не играют заметной роли в термодинамике Не-II (не влияют на его термодинамические свойства), но их вклад в гидродинамику оказывается существенным.

Условие квантования циркуляции *s*-движения, выдвиннутое Л. Онсагером и Р. П. Фейнманом, успешно дополняет двухскоростную теорию Л. Д. Ландау и составляет вместе с ней основу современного теоретического описания Не-II, позволяющего с единых позиций объяснить все экспериментальные факты. В то же время вопрос о критических скоростях и квантовых эффектах в сверхтекучем гелии является одним из самых сложных и до конца не ясных в гидродинамике Не-II.

5. РАСПРОСТРАНЕНИЕ СЛАБЫХ ВОЗМУЩЕНИЙ В He-II

Л. Д. Ландау показал, что в He-II могут быть реализованы волновые процессы двух видов, каждый из которых характеризуется своей скоростью.

К первому виду относятся обычные звуковые колебания (волны давления), представляющие собой колебания плотности, во время которых нормальная и сверхтекучая компоненты движутся как единое целое.

Скорость распределения таких колебаний плотности или давления V_1 , названных первым звуком, выражается обычной формулой скорости звука

$$V_1 = \sqrt{\left(\frac{\partial P}{\partial \rho}\right)_s}. \quad (31)$$

Затухание первого звука в He-II обусловлено обычными классическими эффектами вязкости и теплопроводности, которые приводят к диссипации энергии волны.

Типичные результаты по скорости первого звука в жидким гелию приведены на рис. 11.

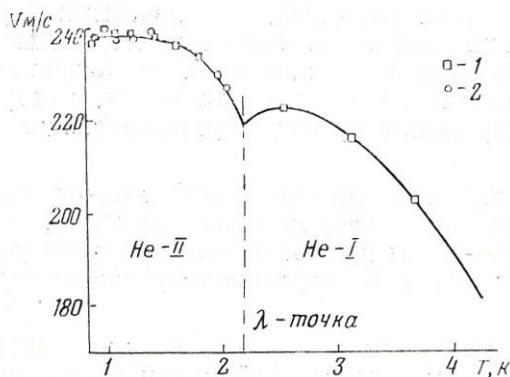


Рис. 11. Скорость первого звука в жидким гелию при давлении насыщенных паров: 1 — частота 2,0 МГц; 2 — частота 121 МГц

Скорость V_1 слабо зависит от температуры во всем интервале от 0 К почти до λ -точки. Аномальный минимум на кривой $V_1=f(T)$ при λ -температуре обусловлен переходом He-I — в He-II.

Асимптотическое значение этой скорости при $T=0$ составляет $V_1(0)=238,3\pm 0,1$ м/с, а в λ -точке $V_1(T_\lambda)=217,3$ м/с. Согласно некоторым рекомендациям при $T < T_\lambda$, скорость первого звука изменяется по закону $(T_\lambda-T)^{0,9}$. При повышении давления V_1 заметно возрастает.

Второй вид волнового процесса в Не-II, получивший название «второй звук», представляет собой пульсации (колебания) n - и s -движений, сопровождаемые пульсациями энтропии и температуры. При этом плотность и давление в жидкости не меняются; жидкость в целом остается неподвижной.

Если произвести возмущение в Не-II путем попеременного нагревания или охлаждения неподвижной пластины, то первый звук (т. е. распространение волн плотности в жидкости) практически не генерируется, энергия же, поступающая в жидкость, распространяется в виде температурных волн. В отличие от необратимого распространения температурных возмущений в классических жидкостях в Не-II такие возмущения распространяются в виде волн. Нормальная и сверхтекучая компоненты по отдельности испытывают сжатия и разрежения, при этом колебания полной плотности отсутствуют. Так как сверхтекучая компонента не переносит энтропии, разрежения и сжатия этой компоненты сопровождаются обратимыми повышениями и понижениями температуры. Таким образом, второй звук представляет собой распространение энтропии (или температурной волны) при почти постоянной полной плотности $\rho=\rho_n+\rho_s$ (осциллируется отношение ρ_s/ρ , а следовательно, и локальная температура). Из уравнения (6) следует, что для того, чтобы сохранялся нулю суммарный поток массы, обе жидкости должны двигаться в антифазе.

Более детальный анализ механизма возникновения и распространения волновых процессов в Не-II позволяет сделать вывод, что первый и второй звук в Не-II взаимосвязаны между собой. Так, если возбудить звуковые колебания в парах гелия на межфазной границе Не-II — пар, то они вызовут механические колебания межфазной границы — звуковая волна начнет распространяться в глубь Не-II. При этом повышение давления выше некоторого среднего (равновесного) вызовет конденсацию пара, а при понижении ниже этого среднего значения — испарение Не-II. Колебания конденсации и испарения вызовут колебания температуры межфазной границы, т. е. в глубь объема Не-II будет уходить слабый второй звук, фактически порожденный первым зву-

ком. Аналогичным образом, создав температурные колебания в объеме Не-II (второй звук), получим над его поверхностью в парах гелия слабый первый звук. Иначе говоря, если из объема Не-II к межфазной границе приходит волна второго звука (температурные колебания), то в газе мы можем слышать обычный первый звук.

Экспериментальные наблюдения второго звука впервые были осуществлены В. П. Пешковым, который измерил его скорость вплоть до температуры 1 К.

Скорость второго звука описывается выражением, полученным Л. Д. Ландау:

$$V_2 = \sqrt{\frac{\rho_s}{\rho_n} \cdot \frac{T s^2}{c_p}}. \quad (32)$$

Как видно из (32), измерение скорости второго звука открывает одну из возможностей для измерения параметров ρ_n и ρ_s .

Зависимость скорости второго звука в Не-II от температуры приведена на рис. 12.

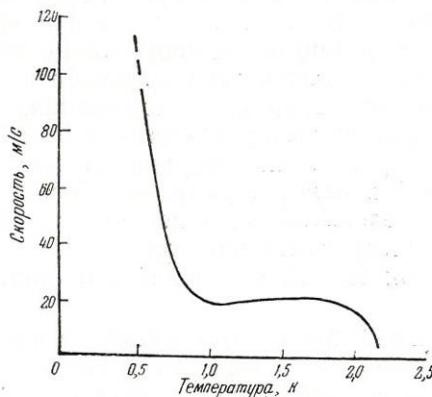


Рис. 12. Зависимость скорости второго звука в Не-II от температуры

Скорость V_2 в отличие от V_1 заметно зависит от температуры. Она обращается в нуль вместе с ρ_s в λ -точке и растет при понижении температуры до некоторого постоянного значения, равного, согласно предсказаниям Л. Д. Ландау, $V_1/\sqrt[3]{2}$ при 0 К. В интервале 1,3—1,8 К температура оказывается практически постоянной, равной приблизительно 20 м/с.

С повышением давления скорость второго звука заметно уменьшается, сохраняя при этом тот же характер зависимости от температуры.

В Не-II можно выделить еще два волновых процесса, в которых участвует только сверхтекучая компонента.

Это прежде всего так называемый третий звук, обусловленный поверхностным волновым движением в тонких (при мерно 50—100 Å) пленках Не-II, адсорбированных на твердой стенке.

В пленках такой толщины *n*-движение вследствие вязкости полностью заторможено. Вызывая в таких пленках колебания скорости *s*-движения, можно получить волну, бегущую по ее свободной поверхности, т. е. третий звук. Колебания температуры вдоль пленки приводят к колебаниям ее толщины: изменяющаяся концентрация *s*-компоненты на различных участках пленки ведет к возникновению гребней и впадин (на гребне волны концентрация *s*-компоненты оказывается выше, и, следовательно, температура гребня ниже, чем во впадине, и наоборот — см. рис. 13). Возникающие при этом процессы испарения и конденсации способствуют постепенному ослаблению волн.

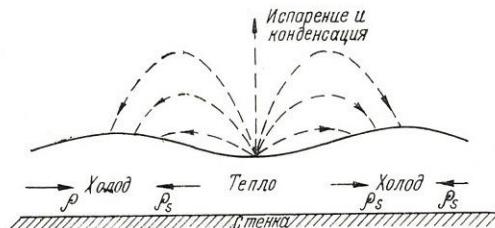


Рис. 13. Механизм возникновения третьего звука в пленке Не-II

Третий звук можно возбудить, освещая пленку пульсирующим во времени пучком инфракрасного излучения. Пульсирующее тепловое излучение приведет к пульсации температуры, что в свою очередь приведет к «перекачке» сверхтекучей компоненты и осцилляции толщины пленки. Последнее может быть зафиксировано по поляризации света.

Скорость третьего звука может быть приближенно записана в виде

$$V_3 = \sqrt{\frac{\rho_s}{\rho} f \delta}, \quad (33)$$

где f —сила на единицу массы гелия, обусловленная ван-дер-ваальсовым притяжением со стороны твердой стенки; δ — толщина пленки.

Величина этой скорости лежит в пределах 0,1—1 м/с.

Четвертый звук представляет собой колебания сверхтекущей компоненты вдоль оси очень узких каналов или капилляров, когда нормальная компонента у стенок заторможена ($W_n=0$). В этом случае возникает осцилляция температуры, а поскольку свободная поверхность отсутствует, осциллирует и полная плотность гелия.

Приближенно

$$V_4 = \sqrt{\frac{\rho_s}{\rho} V_1^2 + \frac{\rho_n}{\rho} V_2^2}, \quad (34)$$

что хорошо согласуется с имеющимися экспериментальными данными.

Как следует из (34), по порядку величин скорость четвертого звука находится между скоростью первого и второго звуков.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Физические константы

- $h=6,626 \cdot 10^{-34}$, Дж·с
 $\hbar=h/2\pi=1,055 \cdot 10^{-34}$, Дж·с } — постоянная Планка.
 $K=1,381 \cdot 10^{-23}$, Дж/К — постоянная Больцмана.
 $m_0=1,66 \cdot 10^{-27}$ кг — атомная единица массы.
 $M_4=4,0026$ г/атом — атомная масса ${}^4\text{He}$.
 $\frac{2\pi\hbar}{m}=h/m=0,997, \frac{\text{м}^2}{\text{с}}$ — квант циркуляции в сверхтекучем
He-II.
 $m=6,6464 \cdot 10^{-27}$ кг — масса атома ${}^4\text{He}$.
 $R=8,314$, Дж/моль.

Константы ${}^4\text{He}$ в λ -точке

- K — универсальная газовая постоянная.
 $T_\lambda=2,172$ К.
 $P_\lambda=0,0504 \cdot 10^5$ Па.
 $\rho_\lambda=146,17$ кг/м³.
 $s_\lambda=1560$ Дж/кг К.

Наклон λ -кривой в разных переменных

- $dP_\lambda/dT=-112,49 \cdot 10^5$ Па/К.
 $d\rho_\lambda/dT=-242,5$ кг/м³·К.
 $ds_\lambda/dT=2558$ Дж/кг·К².
 $d\varphi_\lambda/dT=-78540$ Дж/кг·К (φ, Дж/кг — химический потенциал).
-

Таблица П.1

Давление, температура, плотность и удельная энтропия ${}^4\text{He}$,
соответствующие λ -линиям

$P_\lambda \cdot 10^{-5}$, Па	T_λ , К	ρ_λ , кг/м ³	s_λ , Дж/кг·К
0,050	2,172	146,2	1559
1,013	2,163	148,1	1538
2,026	2,154	149,9	1517
2,360	2,150	150,6	—
3,039	2,143	151,7	1496
4,052	2,133	153,3	1477
5,065	2,122	154,8	1459
6,078	2,111	156,3	1442
6,929	2,100	157,6	—
7,091	2,099	157,7	1425
8,104	2,087	159,0	1409
9,117	2,075	160,3	1394
10,130	2,063	161,5	1379
11,143	2,051	162,7	1365
11,052	2,050	162,7	—
12,156	2,038	163,8	1351
13,169	2,025	164,9	1337
14,182	2,012	166,0	1324
14,871	2,000	166,9	—
15,195	1,998	167,1	1311
16,208	1,985	168,1	1298
17,221	1,971	169,1	1286
18,234	1,957	170,1	1273
18,457	1,950	170,5	—
19,247	1,942	171,0	1261
20,260	1,928	171,9	1249
21,273	1,913	172,8	1237
21,830	1,900	173,6	—
22,286	1,897	173,7	1225
23,299	1,882	174,6	1213
24,312	1,866	175,5	1201
25,325	1,850	176,3	1189
25,021	1,850	176,3	—
28,030	1,800	178,8	—
30,127	1,763	180,4	—

Таблица П.2

Температура и давление, соответствующие кривой затвердевания ${}^4\text{He}$

$T, \text{ К}$	$P \cdot 10^{-5}, \text{ Па}$
0,3	24,993
0,4	24,992
0,5	24,991
0,6	24,989
0,7	24,987
0,8	24,985
0,9	24,991
1,0	25,015
1,1	25,073
1,2	25,189
1,3	25,385
1,4	25,708
1,50	26,217
1,55	26,560
1,60	27,003
1,65	27,567
1,70	28,322
1,75	29,385
1,8	30,829
1,9	33,948
2,0	37,320

Таблица П.3

Давление насыщенных паров и вязкость He-II в зависимости от температуры

$T, \text{ К}$	$P, \text{ Па}$	$\mu \cdot 10^7, \text{ Па} \cdot \text{с}$
0,6	$3,748 \times 10^{-2}$	—
0,7	$3,038 \times 10^{-1}$	—
0,8	$1,525 \times 10^0$	158
0,9	$5,543 \times 10^0$	65
1,0	$1,600 \times 10^1$	37
1,1	$3,895 \times 10^1$	23
1,2	$8,331 \times 10^1$	17,7
1,3	$1,610 \times 10^2$	16
1,4	$2,873 \times 10^2$	15,1
1,5	$4,798 \times 10^2$	14,1
1,6	$7,585 \times 10^2$	13
1,7	$1,145 \times 10^3$	12,8
1,8	$1,662 \times 10^3$	12,8
1,9	$2,330 \times 10^3$	13,8
2,0	$3,169 \times 10^3$	14,6
2,1	$4,190 \times 10^3$	16,5
2,15	$4,770 \times 10^3$	21,5

Таблица П.4

Плотность, отношение нормальной компоненты плотности к общей плотности, удельная энтропия, удельная теплоемкость при постоянном давлении Не-II в зависимости от температуры и давления

T, K	$\rho, \text{ кг}/\text{м}^3$	ρ_n/ρ	$s,$	$c_p,$
			Дж/кг К	
1	2	3	4	5
<i>Давление насыщения</i>				
1,20	145,2	0,0283	51,5	318
1,25	145,2	0,0368	66,3	408
1,30	145,2	0,0472	84,3	515
1,35	145,2	0,0598	106,0	641
1,40	145,3	0,0748	131,9	786
1,45	145,3	0,0924	162,3	953
1,50	145,3	0,1131	197,8	1142
1,55	145,3	0,1369	238,7	1357
1,60	145,3	0,1643	285,5	1598
1,65	145,3	0,1955	338,7	1869
1,70	145,4	0,2310	399,0	2174
1,75	145,4	0,2712	466,8	2514
1,80	145,4	0,3166	542,9	2896
1,85	145,5	0,3677	627,9	3323
1,90	145,5	0,4253	722,8	3804
1,95	145,6	0,4901	828,5	4351
2,00	145,7	0,5632	946,5	4990
2,05	145,8	0,6469	1079,1	5791
2,10	145,9	0,7484	1231,6	6972
2,15	146,0	0,8856	1416,2	8723
$P = 1,013 \cdot 10^5 \text{ Па}$				
1,20	146,9	0,0291	51,7	325
1,25	146,9	0,0380	66,7	415
1,30	147,0	0,0489	85,0	523
1,35	147,0	0,0620	107,1	649
1,40	147,0	0,0775	133,2	795
1,45	147,0	0,0958	164,0	964
1,50	147,0	0,1170	199,9	1155
1,55	147,0	0,1416	241,2	1372
1,60	147,1	0,1698	288,6	1617
1,65	147,1	0,2020	342,4	1890
1,70	147,2	0,2386	403,3	2196
1,75	147,2	0,2799	471,8	2537
1,80	147,3	0,3266	548,5	2920
1,85	147,3	0,3790	634,3	3349
1,90	147,4	0,4379	729,9	3836
1,95	147,5	0,5040	836,6	4399
2,00	147,6	0,5787	956,2	5071
2,05	147,7	0,6644	1091,4	5927
2,10	147,8	0,7679	1248,0	7161
2,15	148,0	0,9093	1438,7	9313

Продолжение табл. П.4

1	2	3	4	5
$P = 2,026 \cdot 10^5$ Па				
1,20	148,6	0,0302	52,1	332
1,25	148,6	0,0395	67,4	423
1,30	148,6	0,0509	86,1	532
1,35	148,6	0,0645	108,5	659
1,40	148,6	0,0806	135,0	807
1,45	148,6	0,0995	166,2	976
1,50	148,7	0,1214	202,5	1170
1,55	148,7	0,1468	244,4	1390
1,60	148,7	0,1758	292,4	1637
1,65	148,8	0,2090	346,9	1913
1,70	148,8	0,2467	408,5	2222
1,75	148,9	0,2892	477,8	2566
1,80	149,0	0,3372	355,3	2951
1,85	149,0	0,3910	642,0	3385
1,90	149,1	0,4513	738,7	3880
1,95	149,2	0,5191	846,8	4461
2,00	149,3	0,5959	968	5169
2,05	149,5	0,6845	1106,7	6091
2,10	149,7	0,7923	1268,5	7445
2,15	149,9	0,9537	1471,9	11014
$P = 3,039 \cdot 10^5$ Па				
1,20	150,1	0,0313	52,7	339
1,25	150,1	0,0411	68,4	432
1,30	150,1	0,0530	87,4	541
1,35	150,1	0,0671	110,1	670
1,40	150,1	0,0838	137,1	819
1,45	150,2	0,1033	168,8	990
1,50	150,2	0,1260	205,6	1186
1,55	150,2	0,1522	248,0	1408
1,60	150,3	0,1821	296,6	1658
1,65	150,3	0,2163	351,8	1937
1,70	150,4	0,2550	414,2	2249
1,75	150,5	0,2988	484,3	2598
1,80	150,6	0,3480	562,9	2988
1,85	150,7	0,4033	650,6	3429
1,90	150,8	0,4653	748,6	3936
1,95	150,9	0,5350	858,3	4535
2,00	151,0	0,6141	982,2	5282
2,05	151,2	0,7062	1124,2	6280
2,10	151,4	0,8203	1292,2	7803
$P = 4,052 \cdot 10^5$ Па				
1,20	151,5	0,0325	53,5	347
1,25	151,5	0,0428	69,5	440
1,30	151,5	0,0551	88,9	551
1,35	151,6	0,0698	112,0	681

Продолжение табл. П.4

1	2	3	4	5
1,40	151,6	0,0871	139,4	831
1,45	151,6	0,1074	171,6	1005
1,50	151,7	0,1308	208,9	1203
1,55	151,7	0,1577	251,9	1427
1,60	151,8	0,1886	301,2	1680
1,65	151,8	0,2237	357,1	1963
1,70	151,9	0,2636	420,3	2279
1,75	152,0	0,3086	491,4	2632
1,80	152,1	0,3592	570,9	3028
1,85	152,2	0,4159	659,9	3477
1,90	152,3	0,4796	759,3	3998
1,95	152,4	0,5515	871,0	4623
2,00	152,6	0,6383	997,5	5411
2,05	152,8	0,7294	1143,6	6496
2,10	153,0	0,8517	1319,0	8245
$P = 5,065 \cdot 10^5$ Па				
1,20	152,9	0,0338	54,4	354
1,25	152,9	0,0445	70,7	450
1,30	152,9	0,0574	90,5	562
1,35	152,9	0,0726	114,1	693
1,40	153,0	0,0906	142,0	845
1,45	153,0	0,1115	174,6	1020
1,50	153,1	0,1356	212,5	1220
1,55	153,1	0,1634	256,1	1448
1,60	153,2	0,1952	306,0	1704
1,65	153,2	0,2314	362,8	1990
1,70	153,3	0,2723	426,8	2310
1,75	153,4	0,3185	498,9	2668
1,80	153,5	0,3705	579,6	3071
1,85	153,6	0,4288	669,8	3530
1,90	153,8	0,4944	770,9	4067
1,95	153,9	0,5684	884,7	4719
2,00	154,1	0,6534	1014,2	5560
2,05	154,3	0,7542	1165,1	6745
2,10	154,6	0,8875	1349,3	8819
$P = 6,078 \cdot 10^5$ Па				
1,20	154,2	0,0352	55,4	362
1,25	154,2	0,0463	72,1	459
1,30	154,2	0,0597	92,2	572
1,35	154,3	0,0755	116,3	705
1,40	154,3	0,0941	144,6	859
1,45	154,3	0,1157	177,8	1036
1,50	154,4	0,1406	216,3	1239
1,55	154,5	0,1692	260,6	1469
1,60	154,5	0,2020	311,2	1729
1,65	154,6	0,2392	368,8	2019

Продолжение табл. П.4

1	2	3	4	5
1,70	154,7	0,2813	433,8	2344
1,75	154,8	0,3287	506,9	2708
1,80	154,9	0,3821	588,8	3119
1,85	155,0	0,4221	680,5	3589
1,90	155,2	0,5096	783,4	4144
1,95	155,4	0,5861	899,5	4828
2,00	155,5	0,6744	1032,5	5728
2,05	155,8	0,7810	1188,8	7039
2,10	156,1	0,9310	1384,3	9705
$P = 7,091 \cdot 10^5 \text{ Па}$				
1,20	155,5	0,0366	56,5	370
1,25	155,5	0,0482	73,6	469
1,30	155,5	0,0621	94,1	584
1,35	155,5	0,0785	118,6	718
1,40	155,6	0,0977	147,5	874
1,45	155,6	0,1200	181,2	1053
1,50	155,7	0,1457	220,3	1259
1,55	155,7	0,1752	265,3	1492
1,60	155,8	0,2089	316,7	1755
1,65	155,9	0,2472	375,2	2051
1,70	156,0	0,2905	441,2	2382
1,75	156,1	0,3393	515,5	2752
1,80	156,2	0,3942	598,8	3171
1,85	156,4	0,4558	692,1	3654
1,90	156,5	0,5254	796,9	4229
1,95	156,7	0,6046	915,7	4949
2,00	156,9	0,6967	1052,5	5917
2,05	157,2	0,8100	1215,1	7384
$P = 8,104 \cdot 10^5 \text{ Па}$				
1,20	156,7	0,0380	57,7	379
1,25	156,7	0,0501	75,2	479
1,30	156,7	0,0645	96,2	596
1,35	156,8	0,0816	121,1	732
1,40	156,8	0,1014	150,5	889
1,45	156,9	0,1245	184,8	1071
1,50	156,9	0,1510	224,6	1279
1,55	157,0	0,1814	270,3	1516
1,60	157,1	0,2161	322,6	1784
1,65	157,2	0,2555	382,0	2085
1,70	157,3	0,3000	449,2	2422
1,75	157,4	0,3502	524,7	2800
1,80	157,5	0,4066	609,5	3229
1,85	157,7	0,4702	704,5	3726
1,90	157,8	0,5420	811,5	4324
1,95	158,0	0,6241	933,2	5084
2,00	158,3	0,7206	1074,3	6132
2,05	158,6	0,8422	1244,3	7798

Продолжение табл. П.4

1	2	3	4	5
$P = 9,117 \cdot 10^5$ Па				
1,20	157,9	0,0396	59,1	387
1,25	157,9	0,0521	76,9	489
1,30	157,9	0,0671	98,3	608
1,35	158,0	0,0848	123,8	746
1,40	158,0	0,1053	153,8	906
1,45	158,1	0,1291	188,7	1090
1,50	158,1	0,1565	229,1	1302
1,55	158,2	0,1878	275,7	1543
1,60	158,3	0,2235	328,9	1815
1,65	158,4	0,2640	389,3	2122
1,70	158,5	0,3099	457,6	2465
1,75	158,6	0,3615	534,6	2852
1,80	158,8	0,4196	620,9	3292
1,85	158,9	0,4851	717,9	3806
1,90	159,1	0,5594	827,4	4430
1,95	159,3	0,6447	952,4	5236
2,00	159,6	0,7462	1098,4	6377
2,05	159,9	0,8788	1277,0	8327
$P = 10,130 \cdot 10^5$ Па				
1,20	159,0	0,0412	60,5	396
1,25	159,1	0,0542	78,7	500
1,30	159,1	0,0698	100,6	621
1,35	159,1	0,0881	126,6	761
1,40	159,2	0,1094	157,2	924
1,45	159,2	0,1340	192,8	1111
1,50	159,3	0,1622	234,0	1326
1,55	159,4	0,1945	281,4	1571
1,60	159,5	0,2313	335,5	1848
1,65	159,6	0,2730	397,1	2161
1,70	159,7	0,3201	466,7	2512
1,75	159,8	0,3733	545,2	2909
1,80	160,0	0,4332	633,3	3362
1,85	160,1	0,5009	732,5	3895
1,90	160,3	0,5778	844,7	4548
1,95	160,6	0,6668	973,3	5407
2,00	160,8	0,7741	1124,8	6661
2,05	161,2	0,9227	1314,3	9110
$P = 11,143 \cdot 10^5$ Па				
1,20	160,2	0,0429	62,0	406
1,25	160,2	0,0565	80,7	512
1,30	160,2	0,0726	103,1	635
1,35	160,2	0,0916	129,7	778
1,40	160,3	0,1136	160,8	942
1,45	160,3	0,1390	197,2	1133
1,50	160,4	0,1682	239,2	1351

Продолжение табл. П.4

1	2	3	4	5
1,55	160,5	0,2015	287,4	1601
1,60	160,7	0,2823	405,4	2204
1,70	160,8	0,3309	476,5	2564
1,75	161,0	0,3857	556,5	2971
1,80	161,1	0,4475	946,6	3439
1,85	161,3	0,5175	748,2	3993
1,90	161,5	0,5973	863,4	4681
1,95	161,8	0,6904	996,2	5601
2,00	162,1	0,8048	1154,1	6995
2,05	162,5	0,9895	1360,7	12522
$P = 12,156 \cdot 10^5$ Па				
1,20	161,2	0,0447	63,6	416
1,25	161,2	0,0588	82,8	524
1,30	161,3	0,0756	105,7	650
1,35	161,3	0,0952	132,9	795
1,40	161,4	0,1180	164,7	962
1,45	161,4	0,1443	201,8	1156
1,50	161,5	0,1744	244,7	1379
1,55	161,6	0,2087	293,9	1634
1,60	161,7	0,2478	350,3	1923
1,65	161,8	0,2921	414,4	2251
1,70	161,9	0,3422	486,9	2620
1,75	162,1	0,3987	568,8	3039
1,80	162,3	0,4626	661,0	3523
1,85	162,5	0,5350	765,2	4101
1,90	162,7	0,6181	883,8	4828
1,95	163,0	0,7160	1021,3	5822
2,00	163,3	0,8391	1186,6	7401
$P = 13,169 \cdot 10^5$ Па				
1,20	162,3	0,0466	65,4	426
1,25	162,3	0,0613	85,0	537
1,30	162,3	0,0787	108,5	665
1,35	162,4	0,0990	136,3	813
1,40	162,4	0,1226	168,8	984
1,45	162,5	0,1498	206,7	1181
1,50	162,6	0,1809	250,5	1409
1,55	162,7	0,2163	300,8	1669
1,60	162,8	0,2566	358,4	1965
1,65	162,9	0,3023	423,9	2301
1,70	163,0	0,3540	498,1	2681
1,75	163,2	0,4124	582,0	3114
1,80	163,4	0,4785	676,5	3617
1,85	163,6	0,5537	783,6	4222
1,90	163,8	0,6405	905,9	4994
1,95	164,1	0,7438	1048,7	6076
2,00	164,5	0,8787	1223,1	7929

Продолжение табл. П.4

1	2	3	4	5
$P = 14,182 \cdot 10^5$ Па				
1,20	163,3	0,0487	67,2	438
1,25	163,3	0,0639	87,3	551
1,30	163,3	0,0819	111,4	681
1,35	163,4	0,1030	139,9	832
1,40	163,4	0,1274	173,2	1006
1,45	163,5	0,1555	212,0	1208
1,50	163,6	0,1877	256,7	1440
1,55	163,7	0,2243	308,2	1707
1,60	163,8	0,2659	367,1	2011
1,65	163,9	0,3132	434,2	2356
1,70	164,1	0,3666	510,2	2748
1,75	164,3	0,4270	596,2	3196
1,80	164,5	0,4955	693,3	3719
1,85	164,7	0,5737	803,6	4355
1,90	165,0	0,6645	930,1	5180
1,95	165,3	0,7743	1078,9	6370
2,00	165,7	0,9271	1264,8	8759
$P = 15,195 \cdot 10^5$ Па				
1,20	164,3	0,0508	69,2	449
1,25	164,3	0,0666	89,8	565
1,30	164,3	0,0853	114,5	699
1,35	164,4	0,1072	143,7	853
1,40	164,4	0,1325	177,8	1031
1,45	164,5	0,1616	217,5	1236
1,50	164,6	0,1948	263,3	1474
1,55	164,7	0,2327	316,0	1748
1,60	164,8	0,2757	376,3	2060
1,65	165,0	0,3245	445,1	2416
1,70	165,1	0,3798	523,1	2821
1,75	165,3	0,4424	611,4	3286
1,80	165,5	0,5135	711,4	3832
1,85	165,8	0,5950	825,2	4504
1,90	166,0	0,6905	956,5	5390
1,95	166,4	0,8083	1112,2	6720
$P = 16,208 \cdot 10^5$ Па				
1,20	165,2	0,0531	71,2	462
1,25	165,2	0,0695	92,4	580
1,30	165,3	0,0889	117,8	717
1,35	165,3	0,1116	147,7	874
1,40	165,4	0,1378	182,7	1056
1,45	165,5	0,1679	223,4	1267
1,50	165,6	0,2023	270,3	1511
1,55	165,7	0,2415	324,3	1792
1,60	165,8	0,2860	386,2	2114
1,65	166,0	0,3365	456,7	2481

Продолжение табл. П.4

1	2	3	4	5
1,70	166,1	0,3938	536,9	2902
1,75	166,3	0,4587	627,8	3386
1,80	166,5	0,5327	731,0	3958
1,85	166,8	0,6180	848,7	4670
1,90	167,1	0,7189	985,2	5629
1,95	167,5	0,8469	1149,2	7154
$P = 17,221 \cdot 10^5$ Па				
1,20	166,1	0,0555	73,4	475
1,25	166,2	0,0726	95,2	596
1,30	166,2	0,0927	121,3	736
1,35	166,3	0,1162	152,0	897
1,40	166,3	0,1434	187,9	1083
1,45	166,4	0,1746	229,6	1299
1,50	166,5	0,2102	277,8	1550
1,55	166,6	0,2508	333,2	1839
1,60	166,8	0,2969	396,7	2171
1,65	166,9	0,3492	469,2	2552
1,70	167,1	0,4086	551,7	2989
1,75	167,3	0,4761	645,4	3495
1,80	167,6	0,5533	752,1	4097
1,85	167,8	0,6428	874,2	4855
1,90	168,2	0,7501	1016,7	5904
1,95	168,6	0,8923	1190,7	7749
$P = 18,234 \cdot 10^5$ Па				
1,20	167,0	0,0580	75,8	489
1,25	167,1	0,0758	98,2	613
1,30	167,1	0,0967	125,0	756
1,35	167,2	0,1211	156,5	921
1,40	167,2	0,1493	193,4	1112
1,45	167,3	0,1816	236,2	1334
1,50	167,4	0,2185	285,6	1591
1,55	167,6	0,2605	342,5	1889
1,60	167,7	0,3083	407,8	2233
1,65	167,9	0,3626	482,4	2628
1,70	168,1	0,4243	567,5	3084
1,75	168,3	0,4946	664,3	3615
1,80	168,6	0,5753	774,8	4252
1,85	168,9	0,6696	901,8	5064
1,90	169,2	0,7846	1051,1	6226
1,95	169,8	0,9510	1238	8899
$P = 19,247 \cdot 10^5$ Па				
1,20	167,9	0,0607	78,2	503
1,25	168,0	0,0791	101,3	630
1,30	168,0	0,1009	128,8	777
1,35	168,1	0,1262	161,2	946

Продолжение табл. П.4

1	2	3	4	5
---	---	---	---	---

1,40	168,1	0,1554	199,1	1142
1,45	168,2	0,1889	243,1	1370
1,50	168,3	0,2272	293,9	1635
1,55	168,5	0,2708	352,4	1943
1,60	168,6	0,3204	419,6	2299
1,65	168,8	0,3764	496,4	2711
1,70	169,0	0,4409	584,3	3188
1,75	169,3	0,5142	684,5	3747
1,80	169,5	0,5989	799,2	4424
1,85	169,9	0,6988	931,7	5299
1,90	170,3	0,8236	1089,0	6616

$$P = 20,260 \cdot 10^5 \text{ Па}$$

1,20	168,8	0,0635	80,8	518
1,25	168,8	0,0827	104,6	649
1,30	168,9	0,1053	132,9	799
1,35	168,9	0,1316	166,2	973
1,40	169,0	0,1619	205,2	1175
1,45	169,1	0,1967	250,4	1409
1,50	169,2	0,2364	302,6	1682
1,55	169,4	0,2816	362,8	2000
1,60	169,5	0,3331	432,0	2370
1,65	169,7	0,3916	511,3	2799
1,70	170,0	0,4585	602,1	3300
1,75	170,2	0,5351	706,1	9892
1,80	170,5	0,6242	825,5	4615
1,85	170,9	0,7307	964,2	5567
1,90	171,4	0,8686	1130,9	7123

$$P = 21,273 \cdot 10^5 \text{ Па}$$

1,20	169,6	0,0665	83,6	534
1,25	169,7	0,0864	108,0	668
1,30	169,7	0,1099	137,1	822
1,35	169,8	0,1372	171,4	1001
1,40	169,9	0,1687	211,5	1208
1,45	170,0	0,2048	258,0	1449
1,50	170,1	0,2460	311,7	1731
1,55	170,3	0,2929	373,7	2060
1,60	170,4	0,3464	445,0	2445
1,65	170,6	0,4073	527,0	2895
1,70	170,9	0,4770	621,0	3423
1,75	171,2	0,5574	729,0	4051
1,80	171,5	0,6515	853,6	4828
1,85	171,9	0,7660	999,3	5880
1,90	172,4	0,9240	1178,4	7931

Продолжение табл. П.4

1	2	3	4	5
$P = 22,286 \cdot 10^5$ Па				
1,20	170,5	0,0696	86,4	550
1,25	170,5	0,0903	111,6	687
1,30	170,6	0,1146	141,6	846
1,35	170,6	0,1430	176,9	1030
1,40	170,7	0,1757	218,1	1243
1,45	170,9	0,2132	265,9	1492
1,50	171,0	0,2560	321,3	1782
1,55	171,1	0,3048	385,1	2124
1,60	171,3	0,3603	458,7	2525
1,65	171,6	0,4238	543,4	2997
1,70	171,8	0,4966	640,9	3556
1,75	172,1	0,5810	753,4	4227
1,80	172,5	0,6810	883,7	5067
1,85	172,9	0,8054	1037,5	6252
$P = 23,299 \cdot 10^5$ Па				
1,20	171,3	0,0728	89,3	567
1,25	171,4	0,0943	115,3	708
1,30	171,4	0,1196	146,1	871
1,35	171,5	0,1491	182,5	1060
1,40	171,6	0,1830	224,9	1280
1,45	171,7	0,2220	274,1	1535
1,50	171,9	0,2664	331,1	1836
1,55	172,0	0,3171	396,9	2190
1,60	172,2	0,3749	472,9	2609
1,65	172,5	0,4410	560,6	3107
1,70	172,7	0,5172	661,9	3701
1,75	173,0	0,6062	779,2	4421
1,80	173,4	0,7131	915,9	5338
1,85	173,9	0,8508	1079,3	6729
$P = 24,312 \cdot 10^5$ Па				
1,20	172,2	0,0762	92,4	584
1,25	172,2	0,0985	119,1	729
1,30	172,3	0,1247	150,8	897
1,35	172,3	0,1553	188,2	1091
1,40	172,4	0,1906	231,9	1317
1,45	172,6	0,2311	282,6	1580
1,50	172,7	0,2773	341,2	1890
1,55	172,9	0,3299	409,1	2259
1,60	173,1	0,3900	487,5	2698
1,65	173,4	0,4589	578,3	3225
1,70	173,6	0,5388	683,7	3859
1,75	174,0	0,6330	806,4	4637
1,80	174,4	0,7483	950,4	5650
1,85	175,0	0,9057	1125,9	7450

Продолжение табл. П.4

1	2	3	4	5
$P = 25,325 \cdot 10^5$ Па				
1,20	173,0	0,0796	95,5	602
1,25	173,0	0,1027	123,0	750
1,30	173,1	0,1300	155,7	923
1,35	173,2	0,1618	194,1	1123
1,40	173,3	0,1984	239,1	1355
1,45	173,4	0,2405	291,2	1626
1,50	173,6	0,2884	351,6	1946
1,55	173,8	0,3430	421,4	2329
1,60	174,0	0,4055	502,4	2791
1,65	174,3	0,4774	596,6	3351
1,70	174,6	0,5614	706,4	4033
1,75	174,9	0,6617	835,1	4878
1,80	175,4	0,7876	987,4	6023
1,85	176,1	0,9902	1183,6	11322

ИСПОЛЬЗОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Халатников И. М. Теория сверхтекучести—М.: Наука, 1971.—320 с.
 2. Тилли Д. Р., Тилли Дж. Сверхтекучесть и сверхпроводимость.—М.: Мир, 1977.—304 с.
 3. Паттерман С. Гидродинамика сверхтекучей жидкости.—М.: Мир, 1978.—520 с.
-

СОДЕРЖАНИЕ

Предисловие.	
1. Общие сведения о гелии	5
2. Основы двухскоростной модели по Л. Д. Ландау	8
3. Экспериментальные наблюдения	13
3.1. Течение Не-II по капиллярам и малым зазорам (щелям)	13
3.2. Опыты с дисками, колеблющимися в Не-II	16
3.3. Парадоксы вращения Не-II	18
3.4. Опыт со сверхтекучей «аэродинамической трубой»	20
3.5. Течение пленок Не-II	21
4. Критические скорости	23
5. Распространение слабых возмущений в Не-II	32
Приложение.	
Использованная литература.	

Валентин Александрович Григорьев

Учебное пособие по курсу

«Основы криофизики»

ОСОБЕННОСТИ СВЕРХТЕКУЧЕГО ГЕЛИЯ

(Кафедра криогенной техники)

Технический редактор *Н. Н. Толченова*.

Корректор *Л. В. Варламова*.

Доп. темплан издания МЭИ 1985 г., поз. 5 (учебн.)

Л — 66210. Подписано к печати 19.03.1986 г.

Формат бумаги 60×84/16. Печ. л. 3,25.

Тираж 300.

Заказ 2842.

Уч.-изд. л. 2,6.

Цена 10 коп.

Типография МЭИ, Красноказарменная, 13