

ГИДРОДИНАМИКА СВЕРХТЕКУЧЕЙ ЖИДКОСТИ

§ 137. Основные свойства сверхтекучей жидкости

При температурах, близких к абсолютному нулю, в свойствах жидкости на первый план выдвигаются квантовые эффекты; в таких случаях говорят о *квантовых жидкостях*. Фактически лишь гелий остается жидким вплоть до абсолютного нуля; все другие жидкости затвердевают значительно раньше, чем в них становятся заметными квантовые эффекты. Существуют, однако, два изотопа гелия — ${}^4\text{He}$ и ${}^3\text{He}$, отличающиеся статистикой, которой подчиняются их атомы. Ядро ${}^4\text{He}$ не имеет спина, и вместе с ним равен нулю и спин атома в целом; эти атомы подчиняются статистике Бозе — Эйнштейна. Атомы же ${}^3\text{He}$ обладают (за счет своего ядра) спином $1/2$ и подчиняются статистике Ферми — Дирака. Это различие имеет фундаментальное значение для свойств образуемых этими веществами квантовых жидкостей; в первом случае говорят о *квантовой бозе-жидкости*, а во втором — о *ферми-жидкости*. В этой главе будет идти речь только о первой из них.

При температуре 2,19 К жидкий гелий (изотоп ${}^4\text{He}$) имеет так называемую λ -точку (фазовый переход второго рода)¹⁾. Ниже этой точки жидкий гелий (в этой фазе его называют He II) обладает рядом замечательных свойств, из которых наиболее существенным является открытая П. Л. Капицей в 1938 г. *сверхтекучесть* — свойство протекать по узким капиллярам или щелям, не обнаруживая никакой вязкости.

Теория сверхтекучести была развита Л. Д. Ландау (1941). Ее микроскопическая часть изложена в другом томе этого Курса (см. IX глава III). Здесь же мы остановимся лишь на макроскопической гидродинамике сверхтекучей жидкости, которая может быть построена на базе представлений микроскопической теории²⁾.

Отправным пунктом гидродинамики гелия II является следующий основной результат микроскопической теории. При от-

¹⁾ λ -точки образуют линию на фазовой диаграмме гелия в плоскости p, T . Температура 2,19 К отвечает точке пересечения этой линии с линией равновесия жидкости с паром.

²⁾ Ферми-жидкость изотопа ${}^3\text{He}$ тоже становится сверхтекучей, но при гораздо более низких температурах $\sim 10^{-3}$ К. Гидродинамика этой сверхтекучей жидкости более сложна ввиду более сложного характера описываемого ее состояния «параметра порядка» (ср. IX § 54).

личных от нуля температурах гелий II ведет себя так, как если бы он представлял собой смесь двух различных жидкостей. Одна из них сверхтекуча и при движении вдоль твердой поверхности не обнаруживает никакой вязкости. Другая же ведет себя, как обычная нормальная вязкая жидкость. При этом весьма существенно, что между обеими этими движущимися «друг через друга» частями массы жидкости нет трения, т. е. не происходит передачи импульса от одной из них к другой.

Следует, однако, самым решительным образом подчеркнуть, что рассмотрение жидкости как смеси нормальной и сверхтекучей ее частей является не более чем способом наглядного описания явлений, происходящих в квантовой жидкости. Как и всякое описание квантовых явлений в классических терминах, оно не вполне адекватно. В действительности надо говорить, что в квантовой жидкости — гелии II — может существовать одновременно два движения, каждое из которых связано со своей эффективной массой (так что сумма обеих этих масс равна полной истинной массе жидкости). Одно из этих движений нормально, т. е. обладает теми же свойствами, что и движение обычной вязкой жидкости; другое же — сверхтекуче. Оба эти движения происходят без передачи импульса от одного к другому. В определенном смысле можно говорить о сверхтекучей и нормальной частях массы жидкости, но это отнюдь не означает возможности реального разделения жидкости на две части¹⁾.

Лишь имея в виду все эти оговорки относительно истинного характера происходящих в гелии II явлений, можно пользоваться терминами *сверхтекучая часть* и *нормальная часть* жидкости как наглядным способом краткого описания этих явлений. Мы, однако, будем предпочитать пользоваться более точными терминами *сверхтекучее движение* и *нормальное движение*, не ассоциируя их с компонентами «смеси» двух «частей» жидкости.

Представление о двух видах движения дает простое объяснение наблюдающимся на опыте основным свойствам течения гелия II. Отсутствие вязкости при протекании гелия II по узкой щели объясняется тем, что в щели имеет место сверхтекучее движение жидкости, не обнаруживающее трения; можно сказать, что нормальная часть, задерживается в сосуде, протекая через щель несравненно медленнее, со скоростью, соответствующей ее вязкости и ширине щели. Напротив, измерение вязкости гелия II

¹⁾ Независимо от Ландау, качественная идея о макроскопическом описании гелия II с помощью разделения его плотности на две части и введения двух полей скоростей была высказана Л. Тиссой (L. Tisza, 1940); эта идея позволила ему также предсказать существование двух видов звуковых волн в гелии II (см. ниже § 141). Однако, ввиду ошибочности исходных микроскопических представлений последовательная теория сверхтекучести (в том числе ее гидродинамика) в работах Тиссы не была построена.

по затуханию крутильных колебаний погруженного в жидкость диска должно давать отличные от нуля значения: вращение диска создает вокруг него нормальное движение жидкости, останавливающее диск благодаря свойственной этому движению вязкости. Таким образом, в опытах с протеканием по капилляру или щели обнаруживается сверхтекучее движение жидкости, а в опытах с вращением диска в гелии II обнаруживается ее нормальное движение.

Помимо отсутствия вязкости, сверхтекучее движение жидкости обладает еще и следующими двумя важнейшими свойствами: оно не сопровождается переносом тепла и всегда потенциально. Оба эти свойства тоже следуют из микроскопической теории, согласно которой нормальное движение жидкости представляет собой в действительности движение «газа возбуждений»; напомним, что коллективное тепловое движение атомов квантовой жидкости можно рассматривать как совокупность отдельных элементарных возбуждений, ведущих себя как некоторые квазичастицы, движущиеся в занимаемом жидкостью объеме и обладающие определенными импульсами и энергиями.

Энтропия гелия II определяется статистическим распределением элементарных возбуждений. Поэтому при всяком движении жидкости, при котором газ квантов возбуждения остается неподвижным, не возникает никакого макроскопического переноса энтропии. Это и значит, что сверхтекучее движение не сопровождается переносом энтропии, или, другими словами, не переносит тепла. Отсюда в свою очередь следует, что течение гелия II, при котором имеет место лишь сверхтекучее движение, является термодинамически обратимым,

Перенос тепла нормальным движением жидкости представляет собой механизм теплопередачи в гелии II. Он имеет, таким образом, своеобразный конвективный характер, принципиально отличный от обычной теплопроводности. Всякая разность температур в гелии II приводит к возникновению в нем внутренних нормальных и сверхтекучих движений; при этом оба потока (сверхтекучий и нормальный) могут компенсировать друг друга по количеству переносимой ими массы, так что никакого реального макроскопического переноса массы в жидкости может и не быть.

В дальнейшем мы будем обозначать скорости сверхтекучего и нормального движений соответственно как v_s и v_n . Описанный механизм переноса тепла означает, что плотность потока энтропии равна произведению $v_n \rho s$ скорости v_n на энтропию единицы объема жидкости (s — энтропия, отнесенная к единице ее массы). Плотность потока тепла получается соответственно умножением потока энтропии на T , т. е. равна

$$q = \rho T s v_n. \quad (137,1)$$

Свойство потенциальности сверхтекучего движения выражается равенством

$$\operatorname{rot} \mathbf{v}_s = 0, \quad (137,2)$$

которое должно иметь место в любой момент времени во всем объеме жидкости. Это свойство является макроскопическим выражением той особенности энергетического спектра гелия II, которая лежит в основе микроскопической теории сверхтекучести: элементарные возбуждения, обладающие большой длиной волны (т. е. малыми импульсами и энергиями), являются звуковыми квантами — фононами. Поэтому макроскопическая гидродинамика сверхтекучего движения не должна допускать никаких других колебаний, кроме звуковых, что и обеспечивается условием (137,2)¹⁾.

В силу потенциальности сверхтекучее движение жидкости не оказывает никакой силы на стационарно обтекаемое твердое тело (парадокс Даламбера; см. § 11). Напротив, нормальное движение приводит к возникновению действующей на обтекаемое тело силы сопротивления. Если движение жидкости таково, что сверхтекучий и нормальный потоки массы взаимно компенсируются, то мы получим весьма своеобразную картину: на погруженное в гелий II тело будет действовать сила, в то время как никакого суммарного переноса массы жидкости нет.

Задача

Между концами капилляра с гелием II поддерживается малая разность температур ΔT . Определить тепловой поток, распространяющийся вдоль капилляра.

Решение. Согласно формуле (138,3) перепад давления между обоими концами капилляра $\Delta p = \rho s \Delta T$. Этот перепад создает в капилляре нормальное движение, средняя (по сечению) скорость которого равна

$$\bar{v}_n = R^2 \Delta p / 8\eta l$$

(R — радиус, l — длина капилляра, η — вязкость нормального движения; ср. (17,10)). Полный тепловой поток равен

$$T \rho s \bar{v}_n \pi R^2 = \frac{T \pi R^4 \rho^2 s^2 \Delta T}{8\eta l}.$$

В обратном направлении возникает сверхтекучее движение, скорость которого определяется условием отсутствия суммарного переноса массы: $v_s = -\bar{v}_n \rho_n / \rho_s$.

§ 138. Термомеханический эффект

Так называемый термомеханический эффект в гелии II заключается в том, что при вытекании гелия из сосуда через тонкий капилляр в сосуде наблюдается нагревание; наоборот, в

¹⁾ Более полное микроскопическое обоснование этого утверждения — см. IX § 26.