

Э.Л.Андроникашвили

«Температурная зависимость нормальной плотности гелия-II»

ЖЭТФ **18**, 424 (1948)

ТЕМПЕРАТУРНАЯ ЗАВИСИМОСТЬ НОРМАЛЬНОЙ ПЛОТНОСТИ ГЕЛИЯ II¹

Э. Л. Андроникашвили

По изменению момента инерции стопки легких дисков, параллельных друг другу и погруженных в гелий II, выяснена температурная зависимость плотности его нормальной компоненты в интервале от λ -точки до 1,34°К. Определена глубина проникновения в гелий II вязкой волны при различных температурах.

1. В предыдущей статье [1] автором сообщалось о возможности непосредственно наблюдать два вида движения в гелии II и определять по периоду колебания системы, состоящей из параллельных дисков, ту массу гелия II, которая связана с тепловыми возбуждениями, существующими в квантовой жидкости. Эта часть массы гелия II, в отличие от другой (сверхтекучей) части, не связанной с тепловыми возбуждениями, как известно, получила название „нормальной массы“.

Предварительные опыты дали в области температур от λ -точки до 1,76°К хорошее совпадение с результатами Пешкова [2], полученными им из измерений скорости распространения второго звука в гелии II. Некоторое расхождение, впрочем, вполне укладывающееся в рамки погрешностей обоих экспериментов, может быть объяснено неполным увлечением жидкости, имевшим место в экспериментах Андроникашвили [1]. Продолжить опыты по определению нормальной плотности в область более низких температур в свое время оказалось невозможным по техническим причинам.

Как выяснилось, скорость второго звука в гелии II в действительности оказалась значительно ниже, чем это вытекало из первоначальной теории сверхтекучести, развитой Ландау [3]. Расхождения между экспериментами Пешкова и теоретическими данными Лифшица [4], предвычислившего температурную зависимость скорости второго звука, составляют около 20%, и не могут быть объяснены неточностью измерений термодинамических величин, входящих в формулу для скорости второго звука.

Такие расхождения сказываются, между прочим (в особенности сильно это чувствуется при достаточно низких температурах), и на значении основных констант энергетического спектра Δ и μ (Δ — ширина щели, отделяющей первый возбужденный уровень от невозбужденного состояния, и μ — масса ротона). Благодаря этому выяснилась необходимость ввести более или менее существенные изменения в энергетический спектр тепловых возбуждений и приписать их коротковолновой части другие значения указанных постоянных, а также ввести новую постоянную ρ_0 , играющую роль импульса покоящегося ротона [5].

В связи с этим казалось существенным продолжить непосредственные измерения плотности нормальной компоненты гелия II в область более низких температур, чем изученные раньше, так как этот метод дает возможность проверить теоретические значения констант незави-

¹ Доложено на сессии Отделения физико-математических наук АН СССР 20 февраля 1948 г.

симым способом. Следует заметить, что непосредственная проверка теории может быть осуществлена только в области температур, достаточно удаленных от λ -точки.

2. Метод, использованный в данной работе, ничем не отличается от метода, описанного ранее [1], и эксперимент проводился с помощью такого же прибора. Однако для полноты изложения напомним основную идею опыта.

Стопка параллельных друг другу дисков, насаженных на общую ось на определенном расстоянии друг от друга, окружена тонкостенным металлическим ведерком, жестко с ним связанным. Весь прибор, будучи подвешен на тонкой упругой нити, мог совершать колебания вокруг своей оси, проходившей перпендикулярно к плоскостям дисков. При движении в своей плоскости диски увлекают нормальную часть гелия II, тогда как сверхтекучая часть остается неподвижной. Нормальная часть жидкости (ее количество зависит от температуры), заключенная между дисками, а также жидкость, окружающая внешние поверхности прибора, увлекаясь им, вносит свой вклад в момент инерции прибора, благодаря чему этот последний принимает значения, зависящие от температуры. Об изменениях момента инерции легко судить по периоду колебания, отсчитываемому с помощью секундомера. Укрепленное на подвесной системе зеркальце позволяет определять логарифмический декремент затухания и его температурную зависимость.

Описание прибора: число дисков $N=50$; расстояние между дисками $a=0,021$ см; толщина диска $d_1=0,0013$ см; радиус оси, на которую насажены диски, $r=0,728$ см; радиус дисков $R=1,725$ см; внутренний радиус ведерка $R_1=1,755$; внешний радиус его $R_2=1,765$ см; высота ведерка $L=1,193$ см; толщина доньшка $d_2=0,03$ см; масса прибора $M=10,8$ г; момент инерции его $J=6,73$ г·см².

Для обеспечения более полного увлечения нормальной части гелия II системой дисков период подвесной системы был несколько увеличен по сравнению с тем, каким он был в предыдущей работе [1].

Дьюаровский сосуд с гелием, внутри которого была подвешена стопка, был выбран возможно более широким (внутренний диаметр 8 см). Эта предосторожность разрешила избежать влияния стенок дьюара на период затухания подвесной системы. Весь прибор устанавливался на фундаменте, что значительно уменьшало погрешность измерения, так как таким способом можно было избежать перемешивания и увлечения сверхтекучей части гелия II, возбуждаемых в обычных условиях передачей на подвесную систему посторонних колебаний.

Температура гелиевой ванны определялась по упругости насыщенных паров (лейденская шкала 1932 г. с поправками 1937 г.), измерявшейся с помощью ртутного манометра и катетометра. Остальные детали эксперимента см. в [1].

3. Как было отмечено выше, в нашем опыте жидкость увлекается не только стопкой дисков, но и наружными частями прибора: верхнее и нижнее дно, боковая стенка цилиндрического сосуда, окружающего диски. Естественно, что количество увлекаемой при колебаниях прибора жидкости зависит от ее вязкости. Поэтому, как бы полно ни было увлечение внутри прибора, точное определение нормальной плотности гелия II возможно только при условии знания вязкости его нормальной компоненты, или, что то же, величины глубины проникновения $\lambda = (2\eta/\rho_n \omega)^{1/2}$, где η — вязкость жидкости, ρ_n — ее плотность и ω — круговая частота колебаний.

К сожалению, несмотря на многочисленные исследования вязкости гелия II, достаточно надежных сведений об этой величине до сих пор не имеется. Вследствие этого вязкость нормальной компоненты подлежала определению из тех же экспериментов, что и значение его нормальной плотности.

Не останавливаясь на подробностях решения гидродинамической задачи, отметим здесь только, что в условиях нашего эксперимента глубина проникновения λ в жидком гелии может быть найдена из уравнения

$$\frac{\operatorname{sh}(a/\lambda)}{\cos(a/\lambda) + \operatorname{ch}(a/\lambda)} = \frac{\omega_0^2 - \omega^2 + 2\omega(\gamma - \gamma_0)}{\omega_0^2 - \omega^2 - 2\omega(\gamma - \gamma_0)} \frac{\sin(a/\lambda)}{\cos(a/\lambda) + \operatorname{ch}(a/\lambda)} - \frac{1}{N} \left(1 + \frac{2LR_2^3}{R_1^4} \right), \quad (1)$$

где ω — частота колебаний системы, погруженной в гелий, ω_0 — частота системы в вакууме, γ — затухание в гелии, γ_0 — затухание в ва-

кууме. Что касается нормальной плотности гелия II, то она может быть определена из другого уравнения, получающегося также из гидродинамического решения задачи

$$\pi N \nu \rho_n R_1^4 \omega \frac{1}{\lambda} \left[\frac{\sin(a/\lambda) + \text{sh}(a/\lambda)}{\cos(a/\lambda) + \text{ch}(a/\lambda)} + \frac{1}{N} \left(1 + \frac{2LR_2^3}{R_1^4} \right) \right] = J(\omega_0^2 - \omega^2), \quad (2)$$

где ν обозначает кинематическую вязкость. В этом выводе допущено предположение, что зазор между стопкой дисков и окружающим его цилиндром отсутствует и что радиус оси равен нулю.

Решая графически уравнение (1) и подставляя найденные значения λ в уравнение (2), можно (после разложения в ряд тригонометрических и гиперболических функций) получить выражение для ρ_n :

$$\rho_n = \frac{2J(\omega_0^2 - \omega^2)}{\pi N a R_1^4 \omega^2} \left[1 + \lambda \left(\frac{1}{L} + 2 \frac{R_2^3}{R_1^4} \right) \right]^{-1}. \quad (3)$$

Так как изменения линейных размеров прибора, возникающие вследствие сильного охлаждения, не могут быть определены достаточно точно, предпочтительнее оперировать с относительными значениями нормальной плотности, выраженными в процентах к плотности гелия I вблизи λ -точки. В этом случае в формулу для ρ_n/ρ в первом приближении входят только частоты колебаний, тогда как константы прибора входят во множитель, вносящий незначительные поправки.

Глубина проникновения в этой серии опытов может быть определена грубо ориентировочно. Однако и такие приближенные значения оказываются вполне достаточными для наших целей, коль скоро эта величина входит в формулу для ρ_n/ρ только в поправочный член:

$$\frac{\rho_n}{\rho} = \frac{\theta_{II}^2 - \theta_0^2}{\theta_I^2 - \theta_0^2} \frac{1 + \lambda_I [(1/L) + (2R_2^3/R_1^4)]}{1 + \lambda_{II} [(1/L) + (2R_2^3/R_1^4)]}. \quad (4)$$

Здесь θ_0 , θ_I и θ_{II} обозначают периоды колебания прибора в пустоте, в гелии I и в гелии II.

В результате измерения периодов колебаний первоначально определялось значение ρ_n/ρ без поправочного множителя:

$$(\rho_n/\rho)_1 = (\theta_{II}^2 - \theta_0^2) / (\theta_I^2 - \theta_0^2). \quad (4a)$$

Полученное отсюда значение ρ_n подставлялось в значение корня уравнения (1), откуда и определялась глубина проникновения λ . После этого вносилась необходимая поправка, и окончательное значение $(\rho_n/\rho)_2$ определялось уже по формуле (4).

4. Результаты двух серий измерений показаны в табл. 1 и на рис. 1. Так как при понижении температуры абсолютное значение $(\theta_{II}^2 - \theta_0^2)$ постепенно уменьшается, в то время как абсолютная погрешность измерения периодов остается постоянной, точность определения ρ_n/ρ быстро падает. Этим объясняется большое значение относительных погрешностей при низких температурах, приведенных в последнем столбце таблицы.

Построенный нами приборчик был настолько легок, что на нем, возможно, сказывались даже небольшие радиометрические эффекты (связанные с неравномерным теплоподводом с разных сторон), которые могли вносить искажения в измерения величины затухания. Поэтому для точных определений глубины проникновения применявшаяся-

Таблица I

Дата	T (°K)	θ_n (сек.)	θ_1 (сек.)	θ_{II} (сек.)	$(\gamma - \gamma_n) \times 10^3$ (сек.⁻¹)	$\lambda \cdot 10^3$ (см)	$(\rho_n/\rho)_1$ (%)	$(\rho_n/\rho)_2$ (%)	$\Delta(\rho_n/\rho)$? ρ_n/ρ (%)
30/XII—1946	2,21	27,24	31,79	—	4,50	4,8	100	100	—
	2,11	27,24	31,79	30,83	3,62	4,4	77,8	77,8	2,0
	1,89	27,24	31,79	29,36	2,15	4,4	44,7	44,7	2,8
	1,529	27,24	31,79	27,85	0,79	7,35	12,5	11,8	7,4
	1,427	27,24	31,79	27,61	0,57	9,55	7,6	7,0	11
	1,338	27,24	31,79	27,48	0,47	12,4	4,9	4,3	17
3/I—1947	2,22	27,35	32,09	—	?	?	100	100	—
	2,148	27,35	32,09	31,45	?	?	85,6	85,6	1,8
	2,113	27,35	32,09	31,12	?	?	78,2	78,2	1,9
	2,078	27,35	32,09	30,76	?	?	70,4	70,4	2,0
7/I—1947	2,03	27,35	32,09	30,40	2,99	4,2	62,5	62,5	2,1
	1,995	27,35	32,09	30,17	2,81	4,5	57,6	57,6	2,3
3/I—1947	1,943	27,35	32,09	29,79	?	?	49,5	49,5	2,5
7/I—1947	1,83	27,35	32,09	29,15	1,82	4,2	36,1	36,1	3,1
	1,731	27,35	32,09	28,77	1,46	4,8	28,3	28,0	3,7
	1,64	27,35	32,09	28,35	1,10	5,75	19,8	19,2	4,8

ся установка не могла быть пригодной, что, впрочем, и не существенно для вычисления ρ_n/ρ . Все же стоит отметить, что при высоких температурах из-за различных погрешностей уравнение (1), бу-

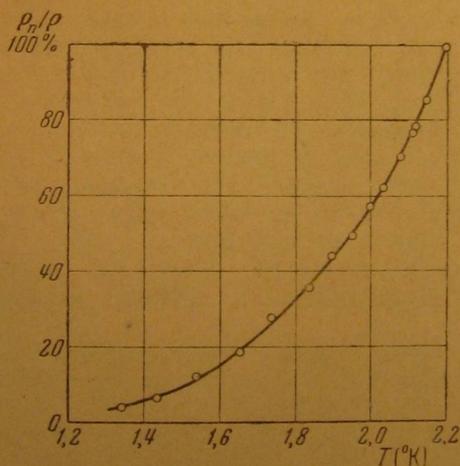


Рис. 1. Температурная зависимость плотности нормальной компоненты гелия II

дучи очень чувствительным к значениям входящих в него величин, во многих случаях, отмеченных в табл. I знаком вопроса, не имело действительных положительных корней.

Плотность гелия I, вычисленная из измеренных величин по формуле (3), получилась равной $0,143 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$ для одной серии измерений и $0,149 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$ для другой. (Истинное значение плотности гелия I в настоящее время принято равным $0,1455 \text{ г} \cdot \text{см}^{-3}$.)

5. Сравнение значений, полученных нами для ρ_n/ρ , со значениями, определенными Пешковым [2], показывает, что наибольшие расхождения, имеющие место при низких температурах, не выходят за преде-

лы погрешностей обоих экспериментов. Таким образом характер температурной зависимости нормальной плотности можно считать окончательно установленным.

Следует отметить, что в интервале температур от λ -точки до $1,7 - 1,6^\circ \text{K}$ предпочтительнее пользоваться значениями, приводимыми в данной работе (относительная погрешность менее 5%), тогда как в области более низких температур данные Пешкова имеют несомненные преимущества, так как в его методе неточность измерения не зависит от температуры и не превышает 5% .

На основании описанных измерений можно сделать, хотя и качественные, но небезыңтересные выводы о температурной зависимости вязкости нормальной компоненты гелия II. От λ -точки вязкость падает сначала экспоненциально (следуя закону убывания ρ_n), достигает постоянного значения, равного примерно $1 \cdot 10^{-5}$ пуаза (область температур $1,85^\circ - 1,55^\circ \text{K}$), и снова начинает увеличиваться с дальнейшим понижением температуры. Эти выводы, легшие в основу последующих исследований, были в дальнейшем подтверждены.

Институт физических проблем
Академии Наук СССР

Поступила в редакцию
10 декабря 1947 г.

Литература

- [1] Э. Л. Андроникашвили. ЖЭТФ, 16, 780, 1946. — [2] В. П. Пешков. ЖЭТФ, 16, 1000, 1946. — [3] Л. Д. Ландау. ЖЭТФ, 11, 592, 1941. — [4] Е. М. Лифшиц. ЖЭТФ, 14, 116, 1944. — [5] Л. Д. Ландау. Journ. of Phys., 11, 91, 1947.