

МЕТОДИЧЕСКИЕ ЗАМЕТКИ

Заметки о свойствах гелия

С.М. Стишов

Обсуждаются исторические аспекты специфических свойств термодинамики плавления и сверхтекучего состояния гелия.

Ключевые слова: гелий, плавление, сверхтекучесть

PACS numbers: 01.65.+g, 05.30.Jp, 67.25.-k

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2024.02.039650>

Содержание

1. Плавление гелия (360).
 2. О сверхтекучести HeII (362).
- Список литературы (364).

1. Плавление гелия

Как хорошо известно, жидкий гелий (^3He и ^4He) не кристаллизуется при атмосферном давлении. Для получения твёрдого гелия необходимо приложить некоторое давление, как показано на рис. 1. Для объяснения этой ситуации обычно, но не вполне правильно, утверждают, что кристаллическая решётка гелия разрушается "нулевыми" колебаниями. На самом деле "нулевая" энергия столь значительно увеличивает равновесный объём гелия, что существование кристаллического гелия при атмосферном давлении становится энергетически невыгодным (детальное обсуждение этого вопроса содержится в книге Ф. Лондона [1]). Обратим внимание на график 2 на рис. 1, изображающий кривую плавления ^3He . Напомним, что наблюдаемый минимум давления был предсказан И. Померанчуком [2] как результат потери энтропии в жидком гелии при упорядочивании ядерных спинов. Этот эффект выражается в отрицательных значениях производной dT/dP , что наблюдается при самых низких температурах вплоть до < 1 мК, при которых происходит упорядочивание ядерных спинов в твёрдом гелии. Однако обычно кривую плавления ^3He изображают в логарифмическом масштабе (рис. 2), что маскирует истинный характер её поведения.

Здесь уместно указать на малоизвестную особенность кривой плавления ^4He (рис. 3), где наблюдается почти незаметный минимум давления, связанный, по-видимому, со спецификой поведения энтропии в сверхтекучем

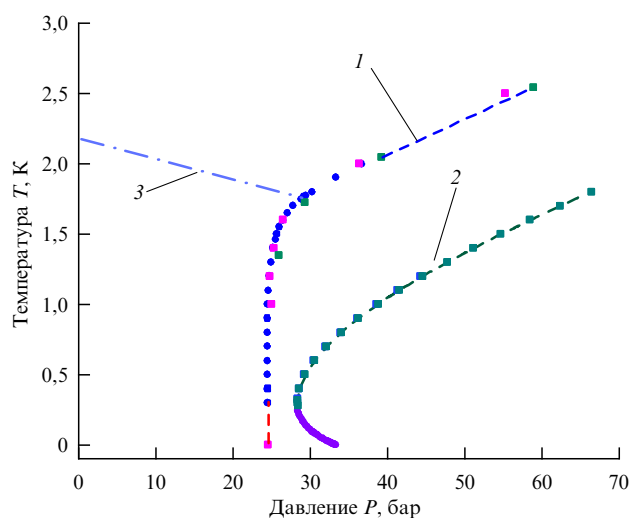


Рис. 1. Кривые плавления ^3He и ^4He по данным [3–8]. 1 — ^4He , 2 — ^3He , 3 — фазовый переход в сверхтекучее состояние в ^4He .

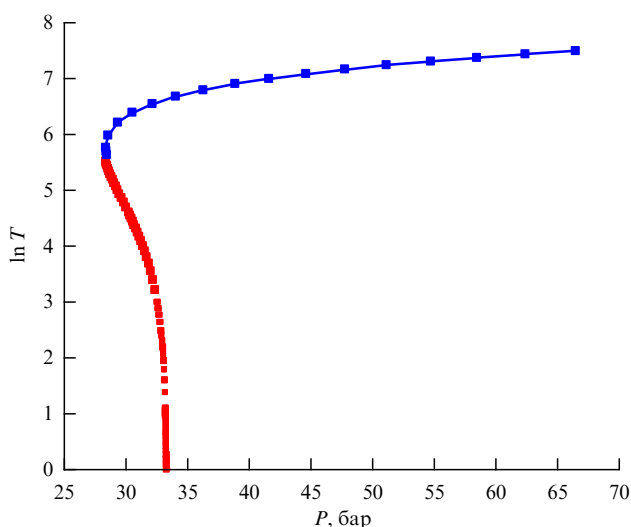


Рис. 2. Логарифм температуры плавления ^3He как функция давления. (Построено по данным [6, 8].)

С.М. Стишов. Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Ленинский просп. 53, 119991 Москва, Российская Федерация
E-mail: stishovsm@lebedev.ru

Статья поступила 5 октября 2023 г.,
после доработки 13 февраля 2024 г.

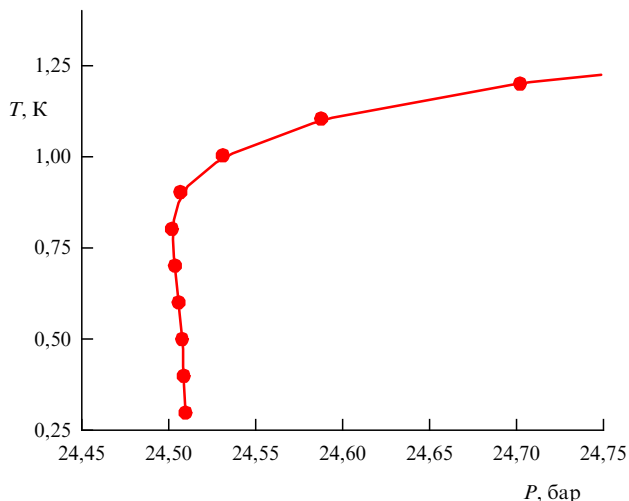


Рис. 3. Кривая плавления ⁴He. (Построено по данным высокого разрешения [7].)

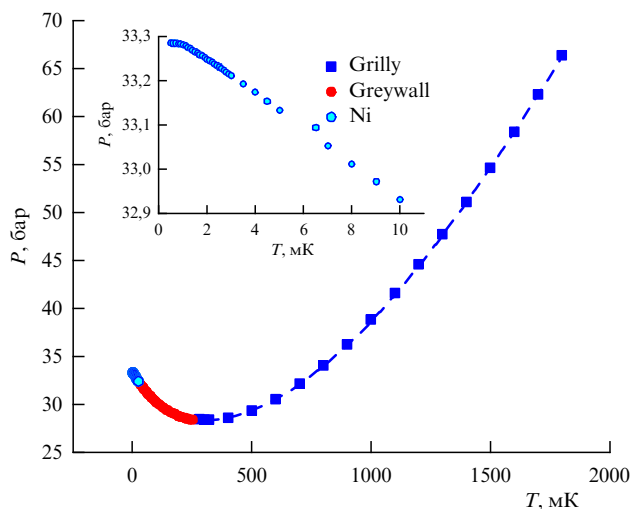


Рис. 4. Кривая плавления ³He по данным [6, 8, 10]. На вставке изображена низкотемпературная часть кривой, свидетельствующая о фазовом переходе в твёрдом ³He.

гелии (см. по этому поводу [9]). Рисунок 4 демонстрирует также малоизвестные детали поведения кривой плавления ³He. Видно, что при температуре порядка 1 мК наклон кривой испытывает скачок, очевидно связанный с магнитным фазовым переходом в твёрдом веществе. На рисунке 5 детализируется указанное поведение производной. Подчеркнём, что, по-видимому, имеет место следующее соотношение: $dP/dT \rightarrow 0, T \rightarrow 0$, т.е. обращения dP/dT в нуль в соответствии с теоремой Нернста следует ожидать непосредственно при $T = 0$ (что, как мы знаем, недостижимо), а до тех пор наклон кривой плавления ³He всегда конечен.

На рисунке 6 представлены зависимости энтропии плавления изотопов гелия и аргона как функции безразмерной температуры плавления. Видно, что в классическом пределе при $T \rightarrow \infty$ энтропии плавления Ar и He приобретают одно и то же значение, в то же время при низких температурах энтропия плавления гелия всегда меньше энтропии плавления аргона. Два следующих рисунка, по крайней мере, частично раскрывают эту проблему. На рисунке 7 изображены энтропии плавления изотопов гелия как функции их среднего межатомного

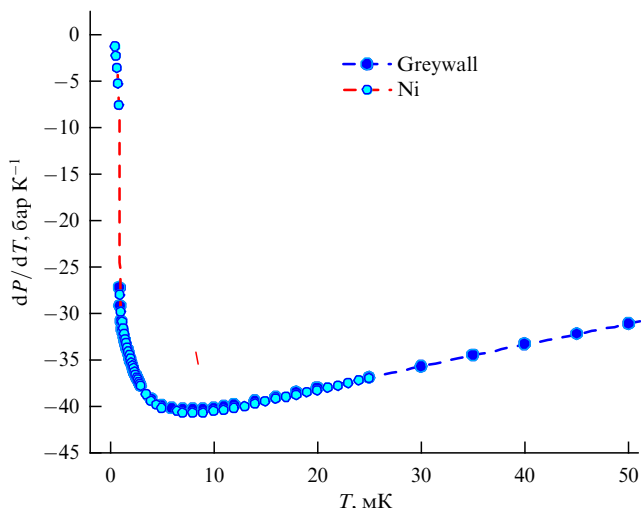


Рис. 5. Зависимость производной давления плавления ³He dP/dT от температуры по данным [8, 10]. Виден резкий разрыв производной в области ~ 1 мК. По-видимому, производная $dP/dT \rightarrow 0$ непосредственно при $T \rightarrow 0$.

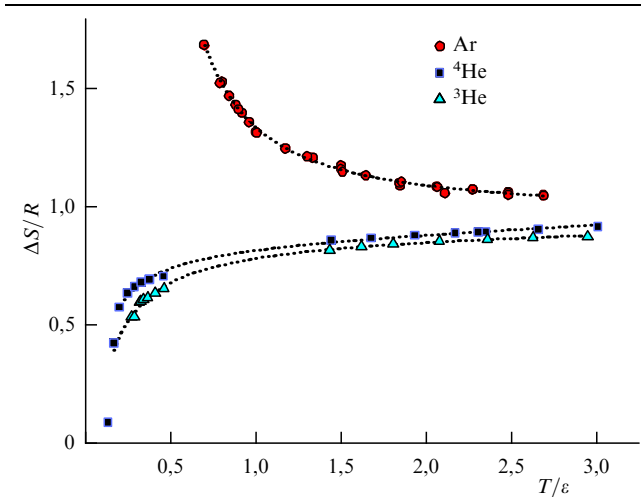


Рис. 6. Энтропия плавления аргона и изотопов гелия как функция приведённой температуры плавления по данным [4, 11]. Здесь $\epsilon_{Ar} = 119,3$ К, $\epsilon_{He} = 10,22$ К — значения минимумов потенциалов парного взаимодействия соответственно для Ar и He.

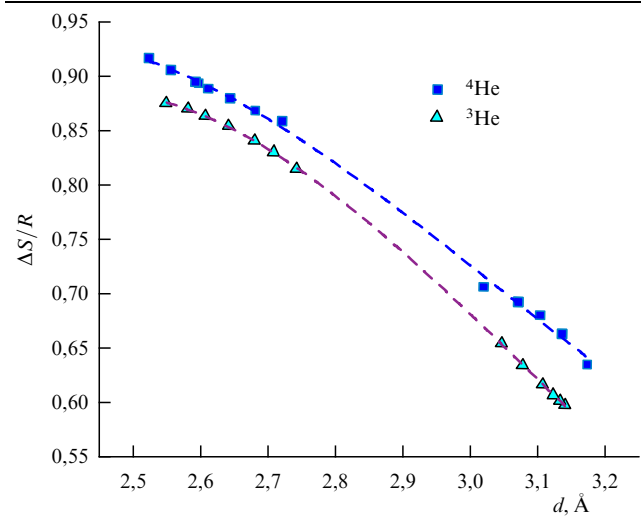


Рис. 7. Зависимость энтропии плавления изотопов гелия от среднего межатомного расстояния $d = (V/N)^{1/3}$ твёрдого гелия вдоль кривой плавления. (Рассчитано по данным [4].)

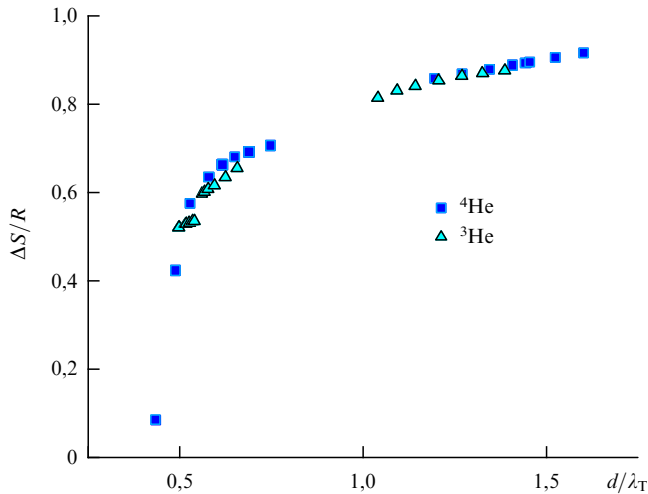


Рис. 8. Зависимость энтропии плавления изотопов гелия от приведённого среднего межатомного расстояния d/λ_T , где $d = (V/N)^{1/3}$, $\lambda_T = h/(2\pi mT)^{1/2}$ — тепловая длина волны де Бройля для твёрдого гелия вдоль кривой плавления. (Рассчитано по данным [4].) Любопытно, что зависимость энтропии плавления изотопов гелия от межатомного расстояния масштабируется с помощью тепловой длины волны де Бройля в соответствии с формулой Сакура–Тетроде.

расстояния вдоль кривой плавления. Существенная разница в значениях энтропии плавления изотопов, приведённых к одинаковому объёму, вполне очевидна. В этой связи заметим, что в случае изотопов гелия эффекты квантовой статистики затухают достаточно быстро с температурой, и в области рассматриваемых температур квантовые эффекты проявляются только как следствие квантования пространства, записанного в известном выражении для классической статистической суммы ещё Сакуром и Тетроде. В итоге, если масштабировать межатомные расстояния посредством тепловой длины волны де Бройля $\lambda_T = h/(2\pi mT)^{1/2}$, то, как видно на рис. 8, энтропии плавления изотопов Не становятся практически неразличимыми. Полезно записать известное выражение для энтропии классического идеального газа:

$$\frac{S}{kN} = \ln \left(\frac{V}{N\lambda_T^3} \right) + \frac{5}{2}, \quad (1)$$

или

$$\frac{S}{kN} = 3 \ln \left(\frac{d}{\lambda_T} \right) + \frac{5}{2}, \quad (2)$$

означающее, что тепловая длина волны λ_T играет в данном случае роль масштабирующего множителя, или, если угодно, параметра приведения. Очевидно, что λ_T сохраняет эту роль и в случае взаимодействующих систем, что и находит своё воплощение в данных, представленных на рис. 6 и 8.

2. О сверхтекучести HeII

В 1938 г. в журнале *Nature* были опубликованы две статьи: Kapitza P "Viscosity of Liquid Helium Below the λ -Point" [12]; Allen J F, Misener A D "Flow of Liquid Helium II" [13], объявляющие об открытии нового физического явления — сверхтекучести в низкотемпературной фазе

жидкого гелия. Это открытие и последующие экспериментальные и теоретические работы привели к созданию ряда революционных концепций в физике вообще. Именно это обстоятельство и подвигнуло Нобелевский комитет на присуждение Нобелевской премии П. Капице в 1978 г. спустя 40 лет после публикации. А как же Аллен и Майзнер? Их нет в числе лауреатов! Ряд свидетельств указывает, что Капица отказался получать премию вместе с Алленом и Майзнером, именно поэтому процесс присуждения премии занял так много времени. События, связанные с открытием сверхтекучести, публикацией и присуждением Нобелевской премии описаны рядом авторов (см. например, [14–16]). Здесь немаловажно отметить, что само название "сверхтекучесть" (superfluidity) было предложено П.Л. Капицей, что провидчески объединило вновь открытое явление с другим "сверхсвойством" материи — сверхпроводимостью. По поводу работы Аллена и Майзнера Гриффин пишет [16]: "Without the stimulus of the earlier work of both Allen and Misener, it is doubtful whether Kapitza would ever have become interested in measuring the viscosity of helium-II or have received the Nobel prize". Действительно, Капица знал о работах Аллена и Майзнера, в том числе из переписки с Резерфордом об исследованиях жидкого гелия, проводимых в Мондовской лаборатории, и понимал их значение. Как сказал сам Капица [14]: "Мне в жизни в первый раз удалось найти такое фундаментальное свойство вещества. Я много делал экспериментов в разных областях, но это уже вопрос везения или невезения. Когда такой случай подвернулся, нельзя было его упускать". Трудно интерпретировать слова Капицы, особенно в связи с приведённым выше высказыванием Гриффина, однако ясно одно: Капица свой шанс не упустил.

Далее оставалось построить теорию сверхтекучести гелия. Для начала Капица совершил чудесное освобождение Льва Ландау из рук чекистов (см. детали, связанные с освобождением Ландау, в [14]). Ландау приступил к работе, и в 1941 г. опубликовал статью под названием "Теория сверхтекучести гелия-II" [17]. Параллельно над этой проблемой работали Ф. Лондон и Л. Тисса, бывший постдок Ландау с харьковских времён. Именно Тисса впервые предложил двухжидкостную модель сверхтекучего гелия. И Лондон, и Тисса считали бозе-эйнштейновскую (БЭ) конденсацию главным фактором, определяющим сверхтекучесть [1]. Ландау переформулировал двухжидкостную теорию Тиссы, убрав из неё анализ поведения отдельных атомов гелия, оперируя вместо этого с элементарными возбуждениями макроскопической системы — фононами и ротонами. Ландау полностью проигнорировал возможный эффект БЭ-конденсации, полагая вслед за Капицей, что роль скоро "сверхсвойства" обнаруживаются у бозе- и ферми-систем, то, по-видимому, эти свойства не определяются статистикой. Для объяснения явления сверхтекучести гелия Ландау постулировал существование специального спектра возбуждений, состоящего из двух ветвей, разделённых энергетической щелью (рис. 9), отделяющей состояния с потенциальным и вихревым движениями жидкости.

Однако 21 октября 1946 г. на общем собрании Физико-математического отделения АН СССР Н.Н. Боголюбов рассказал о своей работе под названием "К теории сверхтекучести", где он построил микроскопическую теорию слабонеидеального бозе-газа, обладающего свойством сверхтекучести [18].

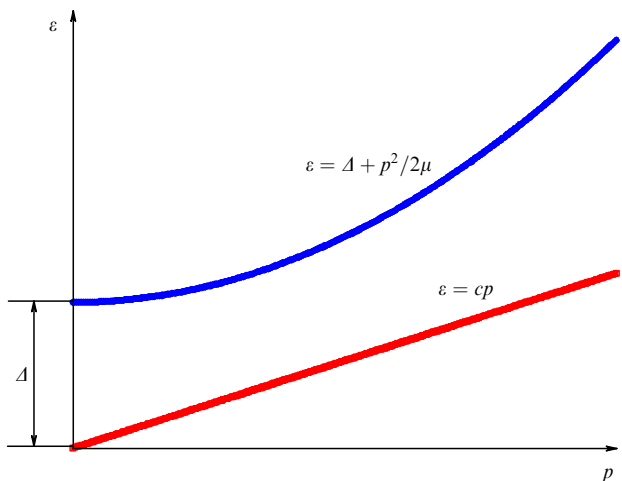


Рис. 9. Спектр элементарных возбуждений в сверхтекучем гелии, первоначально предложенный Ландау [17].

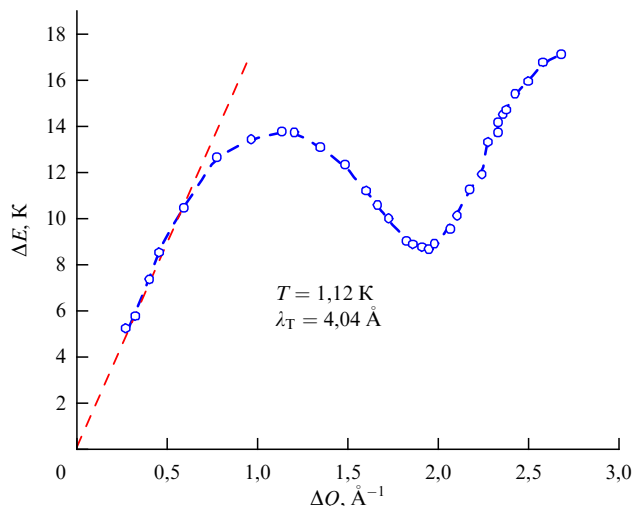


Рис. 12. Результаты детальных исследований спектра возбуждений сверхтекучего гелия [22].

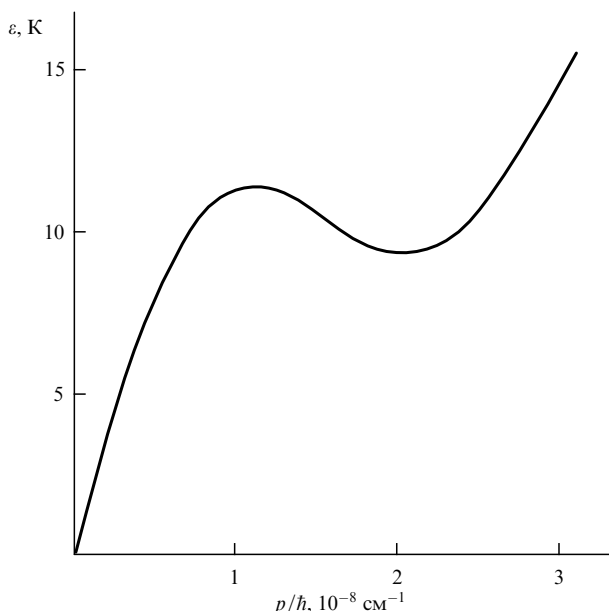


Рис. 10. Спектр элементарных возбуждений в сверхтекучем гелии, предложенный Ландау в работе [20].

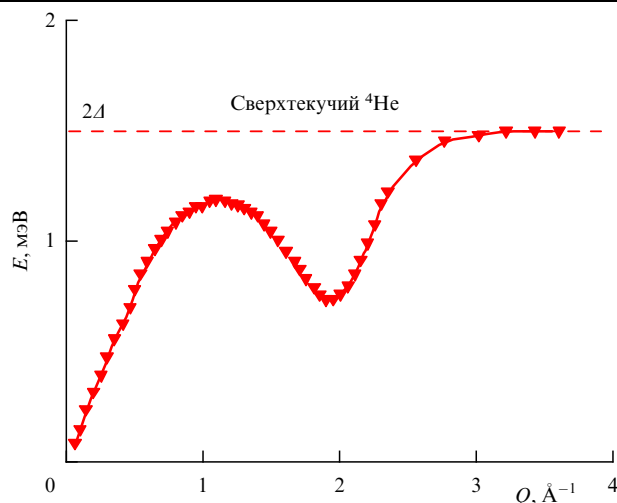


Рис. 13. Результаты современных исследований фонов-ротонной моды спектра возбуждений сверхтекучего гелия [25].

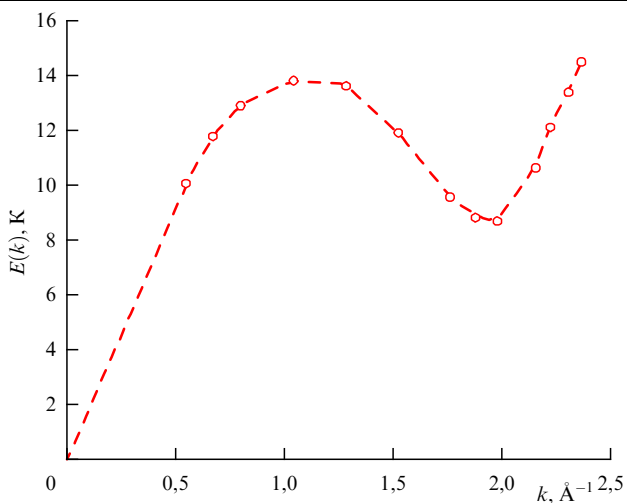


Рис. 11. Первое экспериментальное подтверждение существования ротонов в спектре элементарных возбуждений, следующее из данных по неупругому рассеянию нейтронов [21].

Судя по некоторым свидетельствам, этот доклад Боголюбова подвергся резкой критике со стороны Ландау (см., например, [19]). Тем не менее через весьма короткое время Ландау опубликовал краткое сообщение [20], где фактически использовал результаты работы Боголюбова (рис. 10). В дальнейшем форма спектра элементарных возбуждений в гелии, предложенная в работах Ландау и Боголюбова, нашла полное экспериментальное подтверждение в результатах нейтронных исследований (рис. 11 – 13). Теоретические исследования спектра возбуждений в бозе-жидкости, проведенные Л. Питаевским [23], показали, что при больших импульсах фонов-ротонное (ФР) возбуждение должно распадаться на два возбуждения, каждое с энергией Δ , и, следовательно, кривая $\varepsilon(p)$ стремится к предельному значению 2Δ , что нашло экспериментальное подтверждение [24].

И хотя в связи с тотальным успехом теории сверхтекучести Ландау вопрос о роли БЭ-конденсации оказался почти забытым, тем не менее проблема осталась нерешённой. Однако в 2012 г. появилась статья под интригующим названием "Phonon-roton modes in liquid ^4He coincide with Bose – Einstein Condensation" [26], где утверждалось, что фонов-ротонная мода в спектре возбуждений жид-

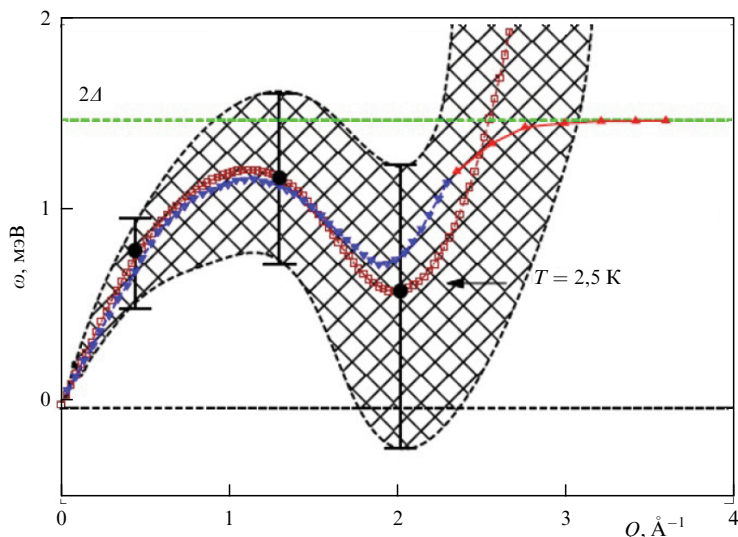


Рис. 14. Дисперсия центра и полуширины функции $S(Q, \omega)$ жидкого гелия при $T = 2,5$ К и давлении насыщенных паров — квадраты. Фоновая кривая дисперсии при низкой температуре — треугольники [28].

кого гелия возникает только при бозе-эйнштейновской конденсации. Действительно, ширина функции рассеяния в нормальной фазе жидкого гелия является чрезвычайно большой, FWHM (полная ширина на половине высоты) функции $S(Q, \omega)$ в нормальной фазе гелия в 2000–3000 раз больше, чем ширина ФР-моды при 1 К (рис. 14), что соответствует весьма малому времени жизни возбуждений. Существование при этом, хотя и сильно уширенного, ротонного пика ничего не означает, поскольку эта черта наблюдается во многих классических жидкостях и обусловлена достаточно универсальными межчастичными взаимодействиями. Напомним здесь известную формулу Фейнмана [27], связывающую частотный спектр и структурный фактор: $E(k) = \hbar^2 k^2 / 2mS(k)$, или $\omega(k) = \hbar^2 k^2 / 2mS(k)$. Как видно, ротонный минимум $\omega(k)$ соответствует максимуму статического структурного фактора, что в свою очередь означает существование ближнего структурного порядка.

Список литературы

- London F *Superfluids* Vol. 2 (New York: Wiley, 1954)
- Померанчук И *ЖЭТФ* **20** 919 (1950)
- Domb C, Dugdale J S, in *Progress in Low Temperature Physics* Vol. 2 (Ed. C J Gorter) (Amsterdam: North-Holland, 1957) p. 338
- Grilly E R, Mills R L *Ann. Physics* **8** 1 (1959)
- Mills R L, Grilly E R, Sydoraiak S G *Ann. Physics* **12** 41 (1961)
- Grilly E R *J. Low Temp. Phys.* **4** 615 (1971)
- Grilly E R *J. Low Temp. Phys.* **11** 33 (1973)
- Greywall D S *Phys. Rev. B* **33** 7520 (1986)
- Goldstein L *Phys. Rev.* **122** 726 (1961)
- Ni W et al. *J. Low Temp. Phys.* **99** 167 (1995)
- Стишов С М *УФН* **114** 3 (1974); Stishov S M *Sov. Phys. Usp.* **18** 625 (1975)
- Капитза П *Nature* **141** 74 (1938)
- Allen J F, Misener A D *Nature* **142** 643 (1938)
- Рубинин П Е *УФН* **167** 1349 (1997); Rubinin P E *Phys. Usp.* **40** 1249 (1997)
- Valibar S J. *Low Temp. Phys.* **146** 441 (2007)
- Griffin A *Phys. World* **21** (08) 27 (2008) <http://doi.org/10.1088/2058-7058/21/08/36>
- Ландау Л Д *ЖЭТФ* **11** 592 (1941); Landau L D *J. Phys. USSR* **5** 71 (1941)
- Боголюбов Н Н *Изв. АН СССР. Сер. физ.* **11** (1) 77 (1947); *УФН* **93** 552 (1967); Bogolubov N J. *Phys. USSR* **11** 23 (1947)
- Ширков Д, Дубна. Еженедельник ОИЯИ (31–32) 3 (2009)
- Landau L J. *Phys. USSR* **11** 91 (1947)
- Yarnell J L et al. *Phys. Rev. Lett.* **1** 9 (1958)
- Henslow D G, Woods A D B *Phys. Rev.* **121** 1266 (1961)
- Питаевский Л П *ЖЭТФ* **36** 1168 (1959); Pitaevskii L P *Sov. Phys. JETP* **9** 830 (1959)
- Glyde H R et al. *Europhys. Lett.* **43** 422 (1998)
- Diallo S O et al. *Phys. Rev. Lett.* **113** 215302 (2014)
- Bossy J et al. *Europhys. Lett.* **98** 56008 (2012)
- Feynman R P *Phys. Rev.* **94** 262 (1954)
- Glyde H R *Rep. Prog. Phys.* **81** 014501 (2018)

Notes on the properties of helium

S.M. Stishov

Lebedev Physical Institute, Russian Academy of Sciences, Leninskii prosp. 53, 119991 Moscow, Russian Federation

E-mail: stishovsm@lebedev.ru

Historical aspects of the specific properties of the melting thermodynamics and superfluid state of helium are discussed.

Keywords: helium, melting, superfluidity

PACS numbers: **01.65.+g**, **05.30.Jp**, **67.25.-k**

Bibliography — 28 references

Uspekhi Fizicheskikh Nauk **194** (4) 360–364 (2024)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNr.2024.02.039650>

Received 5 October 2023, revised 13 February 2024

Physics – Uspekhi **67** (4) (2024)

DOI: <https://doi.org/10.3367/UFNe.2024.02.039650>