Доклады Академии Наук СССР
1951. Том LXXIX, № 1

ФИЗИКА

И. М. ХАЛАТНИКОВ

# ЭФФЕКТИВНАЯ МАССА $He^3$ И СКОРОСТЬ ВТОРОГО ЗВУКА В РАСТВОРАХ $He^3$ в $He^4$

*(Представлено академиком Л. Д. Ландау 25 IV 1951)*

В растворах $He^3$ в $He^4$, так же как и в чистом $He^4$, ниже $\lambda$-точки, наряду с обычным звуком, могут распространяться незатухающие температурные волны (второй звук). И. Я. Померанчуком ([1]) была выведена формула, определяющая скорость второго звука $c_2$ в слабых растворах * $He^3$ в $He^4$:

$$c_2^2 = \frac{\rho_s}{\rho_n}\left[\frac{(S_0 + kx/m_3)^2 T}{(C_0 + 3kx/2m_3)} + \frac{kTx}{m_3}\right]. \tag{1}$$

Здесь $\rho_n$ — плотность нормальной части раствора; $\rho_s = \rho - \rho_n$ — плотность сверхтекучей части растворов; $S_0$ — энтропия и $C_0$ — теплоемкость чистого гелия II; $x = \frac{N_3 m_3}{N_4 m_4 + N_3 m_3}$ — концентрация; $N_3$ и $N_4$ — числа атомов $He^3$ и $He^4$ в растворе; $m_3$ и $m_4$ — массы атомов $He^3$ и $He^4$; $T$ — температура.

Формула (1) выведена в предположении, что частицы примеси подчиняются классической статистике. При достаточно низких температурах будет сказываться отклонение распределения частиц примеси от классического. Указанное явление проявляется, однако, лишь при очень низких температурах, порядка 0,1 — 0,2° K для раствора $He^3$ в $He^4$ с концентрацией порядка 0,05.

Плотность нормальной части жидкости $\rho_n$ слагается из двух частей: из нормальной плотности $\rho_{n4}$ чистого гелия II и нормальной плотности примеси $\rho_{n3}$. Нормальная плотность примеси существенно зависит от вида энергетического спектра примесей в растворе. Если минимуму энергии соответствует нулевой импульс, $\rho_{n3}$ имеет вид

$$\rho_{n3} = \frac{\rho}{m_3} x\mu, \tag{2}$$

где $\mu$ — эффективная масса примеси.

Во втором логически возможном случае, когда минимуму энергии соответствует неравный нулю импульс $p_0$, согласно ([1]), имеем

$$\rho_{n3} = \frac{\rho}{m_3} x \frac{p_0^2}{3kT}. \tag{3}$$

---

* Вопрос о поведении концентрированных растворов $He^3$ в $He^4$ также поддается рассмотрению. Соответствующие выражения для скорости первого и второго звуков в таких растворах получены.

Таким образом, в этом случае, в отличие от предыдущего, эффективная масса $\mu_{эф} = p_0^2/3kT$ оказывается зависящей от температуры.

В последнее время были произведены измерения скорости второго звука в растворах $He^3$ в $He^4$ [2], позволяющие сделать определенные выводы об энергетическом спектре $He^3$ в растворе.

В указанной работе авторы произвели измерения скорости второго звука в растворах $He^3$ в $He^4$ с молярной концентрацией в пределах от 0,09 до 0,8% и в температурном интервале от 1,25 до 1,7° К*. Входящие в формулу (1) величины $S_0$, $C_0$ и $\rho_{n4}$ являются известными функциями температуры (см., например, [3]). Таким образом, результаты [2] позволяют вычислить с помощью формулы (1) величину нормальной плотности примеси $\rho_{n3}$, а следовательно, и величину эффективной массы $He^3$ в растворе. Такие вычисления дали для эффективной массы $\mu$ значение

$$\mu = 8{,}5\ m_1 \qquad (m_1 \text{— масса протона}).$$

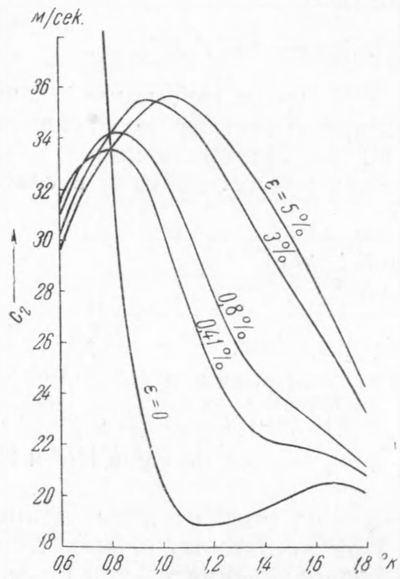


Рис. 1. Температурная зависимость скорости второго звука в растворах $He^3$ в $He^4$ различных концентраций ε. Кружочками изображены экспериментальные значения скорости [2], сплошные кривые — теоретические значения

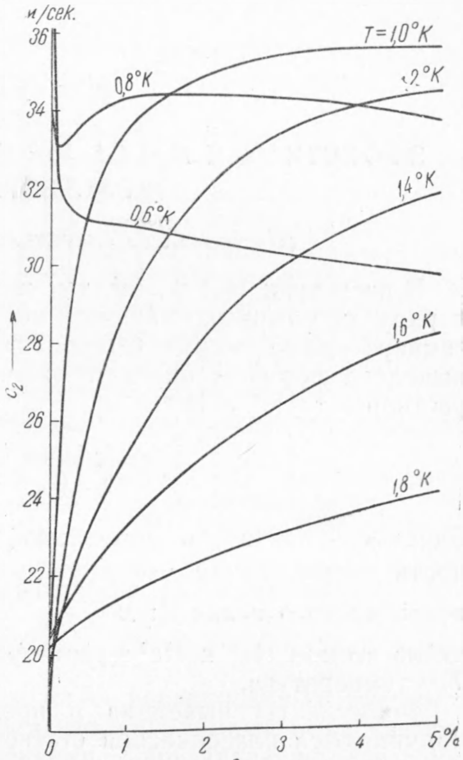


Рис. 2. Зависимость скорости второго звука в растворах $He^3$ в $He^4$ от концентрации раствора. Сплошные кривые — теоретические значения скорости (при заданной температуре)

Разброс значений $\mu$, полученных из значений $c_2$ при различных концентрациях и температурах, не превышал 5% от приведенного значения. Таким образом, эффективная масса оказалась в пределах

* Молярная концентрация $\varepsilon = \dfrac{N_3}{N_4 + N_3}$ связана с концентрацией $x = \dfrac{N_3 m_3}{N_4 m_4 + N_3 m_3}$, фигурирующей в наших формулах, соотношением $\dfrac{1}{\varepsilon} - 1 = \left(\dfrac{1}{x} - 1\right)\dfrac{m_3}{m_4}$. Для малых концентраций $x = \varepsilon \dfrac{m_3}{m_4}$.

точности эксперимента не зависящей от температуры величиной. Этот результат позволяет нам сделать однозначный вывод о том, что $He^3$, растворенный в гелии II, имеет энергетический спектр с минимумом при нулевом значении импульса, другими словами, энергия примеси в растворе имеет вид:

$$E = \frac{p^2}{2\mu} \quad (p \text{ — импульс}). \tag{4}$$

Заметим, что в случае, если бы минимуму соответствовал не нулевой импульс $p_0$, изменение эффективной массы в условиях эксперимента ([2]) при изменении температуры от 1,25 до 1,7° K достигло бы 35%.

Авторы работы ([2]) сравнивали результаты своих измерений с вычислениями И. Я. Померанчук ([1]) и обнаружили расхождение, на основании которого сделали заключение о наличии не нулевого импульса $p_0$ для $He^3$, растворенного в гелии II. Такое заключение ошибочно, так как вычисления ([1]) производились в предположении, что эффективная масса $He^3$ равна массе атома $He^3$. В действительности же истинная эффективная масса почти в три раза превосходит массу атома $He^3$. Значение величины эффективной массы $He^3$ позволяет нам предвычислить температурный ход скорости второго звука в растворах $He^3$ в $He^4$ при различных концентрациях. Результаты вычислений для интервала температур от 0,6 до 1,8° K изображены на рис. 1 и 2.

Институт физических проблем
им. С. И. Вавилова
Академии наук СССР

Поступило
23 IV 1951

## ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

[1] И. Померанчук, ЖТФ, **19**, 42 (1949). [2] E. Lynton and N. Fairbank, Phys. Rev., **80**, 1043 (1950). [3] Л. Ландау, Journ. of Physics, **11**, 91 (1947).