

Р. Г. АРХИПОВ

# О ПОГЛОЩЕНИИ УЛЬТРАЗВУКА В ГЕЛИИ II

(Представлено академиком Л. Д. Ландау 18 V 1954)

В недавней работе Чейза (1) достигнута область дисперсии в поглощении ультразвука. При сравнении своих результатов с теорией Халатникова (2,3) Чейз упустил из виду, что учет  $\partial\Delta/\partial\rho$  изменяет общие выражения (4.11) (2) и (4.12) (2) на

$$\begin{aligned} \left(\frac{\partial p}{\partial \mu_p}\right)_{\rho S} &= N_p \frac{\left[-\frac{\Delta}{T} \left(1 - \frac{\rho}{N_p} \frac{\partial N_p}{\partial \rho}\right) + \left(\frac{\Delta}{T} + \frac{1}{2}\right) \frac{\rho}{T} \frac{\partial \Delta}{\partial \rho}\right] \frac{N_p}{N_\Phi} +}{\left(\frac{\Delta^2}{T^2} + \frac{\Delta}{T} + \frac{3}{4}\right) \frac{N_p}{N_\Phi} + \frac{\pi^4}{9}} + \\ &+ \frac{\frac{\pi^4}{27} \left[3 \left(1 - \frac{\rho}{N_p} \frac{\partial N_p}{\partial \rho}\right) - \left(\frac{1}{2} + \frac{\Delta}{T}\right) \left(1 - \frac{\rho}{N_\Phi} \frac{\partial N_\Phi}{\partial \rho}\right)\right]}{\left(\frac{\Delta^2}{T^2} + \frac{\Delta}{T} + \frac{3}{4}\right) \frac{N_p}{N_\Phi} + \frac{\pi^4}{9}}, \\ \left(\frac{\partial p}{\partial \mu_\Phi}\right)_{\rho S} &= N_p \frac{\left(\frac{\Delta^2}{T^2} + \frac{\Delta}{T} + \frac{3}{4}\right) \left(1 - \frac{\rho}{N_\Phi} \frac{\partial N_\Phi}{\partial \rho}\right)}{\left(\frac{\Delta^2}{T^2} + \frac{\Delta}{T} + \frac{3}{4}\right) \frac{N_p}{N_\Phi} + \frac{\pi^2}{9}} - \\ &- \frac{3 \left[\frac{\Delta}{T} + \frac{3}{2}\right] \left(1 - \frac{\rho}{N_p} \frac{\partial N_p}{\partial \rho}\right) - \frac{\rho}{T} \frac{\partial \Delta}{\partial \rho}}{\left(\frac{\Delta^2}{T^2} + \frac{\Delta}{T} + \frac{3}{4}\right) \frac{N_p}{N_\Phi} + \frac{\pi^4}{9}}, \end{aligned}$$

так как в ротонную часть энтропии  $\Delta$  входит не только через  $N_p$ , но и непосредственно:

$$S_p = k N_p \left(\frac{\Delta}{T} + \frac{3}{2}\right).$$

И. М. Халатников (3) проводил вычисления по этим формулам.

При подстановке  $\frac{\rho}{\rho_0} \frac{\partial \rho_0}{\partial \rho} \simeq \frac{1}{3}$ ,  $\frac{\rho}{\Delta} \frac{\partial \Delta}{\partial \rho} \simeq -\frac{1}{3}$  (3) и указанной Чейзом величины  $\frac{\rho}{c} \frac{\partial c}{\partial \rho} \simeq 3$  получаем:

$$\begin{aligned} \frac{\partial p}{\partial \mu_p} &= -N_p \frac{\frac{\Delta}{T} \left(\frac{1}{2} \frac{N_p}{N_\Phi} + 39,6\right) + 14,4}{\left(\frac{\Delta^2}{T^2} + \frac{\Delta}{T} + \frac{3}{4}\right) \frac{N_p}{N_\Phi} + \frac{\pi^4}{9}}, \\ \frac{\partial p}{\partial \mu_\Phi} &= N_p \frac{11 \frac{\Delta^2}{T^2} + 9,5 \frac{\Delta}{T} + 6,0}{\left(\frac{\Delta^2}{T^2} + \frac{\Delta}{T} + \frac{3}{4}\right) \frac{N_p}{N_\Phi} + \frac{\pi^4}{9}}. \end{aligned}$$

Из экспериментальных значений Чейза для второй вязкости в точках  $1,2^\circ$ ;  $1,4^\circ$ ;  $1,6^\circ$  определялись по формуле (6.20) <sup>(3)</sup> постоянные пятифононного процесса  $a = 1,2 \cdot 10^{43}$  и фонон-ротонного процесса  $b = 4,3 \cdot 10^{50}$ .

Зависящий от частоты коэффициент второй вязкости определен взятием реальной части от множителя при  $i\omega/\rho$  в формуле (3.34) <sup>(2)</sup> и преобразовывался к виду:

$$\zeta = \frac{A+B}{C+D},$$

где

$$A = aT^{11} \left( \frac{\partial p}{\partial \mu_\Phi} \frac{\partial \mu_\Phi}{\partial N_\Phi} \right)^2 + be^{-2\Delta/T} \left( \frac{\partial p}{\partial \mu_\Phi} \frac{\partial \mu_\Phi}{\partial N_\Phi} - \frac{\partial p}{\partial \mu_p} \frac{\partial \mu_p}{\partial N_p} \right)^2,$$

$$B = \frac{aT^{11}be^{-2\Delta/T}}{\omega^2} \left( \frac{\partial \mu_\Phi}{\partial N_\Phi} \frac{\partial \mu_p}{\partial N_p} \right)^2 \left[ aT^{11} \left( \frac{\partial p}{\partial \mu_p} \right)^2 + be^{-2\Delta/T} \left( \frac{\partial p}{\partial \mu_\Phi} + \frac{\partial p}{\partial \mu_p} \right)^2 \right],$$

$$C = \left[ aT^{11} \frac{\partial \mu_\Phi}{\partial N_\Phi} + be^{-2\Delta/T} \left( \frac{\partial \mu_\Phi}{\partial N_\Phi} + \frac{\partial \mu_p}{\partial N_p} \right) \right]^2,$$

$$D = \left( \frac{aT^{11}be^{-2\Delta/T} \frac{\partial \mu_\Phi}{\partial N_\Phi} \frac{\partial \mu_p}{\partial N_p}}{\omega} - \omega \right)^2.$$

По этой формуле проводились вычисления второй вязкости в области дисперсии (ниже  $1,1^\circ$ ).

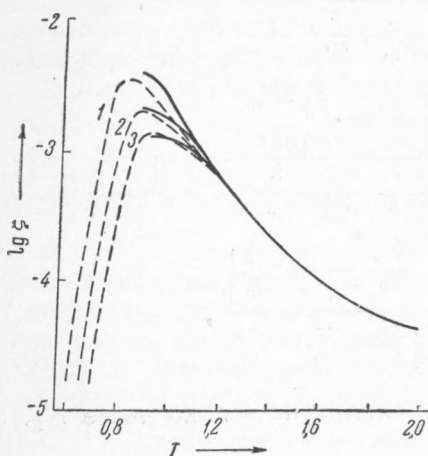


Рис. 1. Сравнение вычислений по теории Халатникова (пунктир) с экспериментальными результатами Чейза (сплошная кривая). 1— $\omega/2\pi = 2,0$  Мгц; 2— $\omega/2\pi = 6,0$  Мгц; 3— $\omega/2\pi = 12,0$  Мгц

На рис. 1 отложены результаты вычисления ( $\lg \zeta(\omega)$  в функции от температуры) вместе с экспериментальной кривой Чейза. Видно качественное согласие теории с экспериментом, что подтверждает представление о механизме диссипативных процессов в гелии II, однако, так как в теорию входят два новых параметра  $a$  и  $b$ , а также плохо известные из эксперимента производные  $\frac{\partial \Delta}{\partial p}$ ,  $\frac{\partial c}{\partial p}$  и др. (значение

Халатникова по данным Кеезома

$$\frac{\rho}{c} \frac{\partial c}{\partial p} \simeq 1,8, \text{ значение Чейза по}$$

$$\text{данным Аткинса } \frac{\rho}{c} \frac{\partial c}{\partial p} \simeq 3), \text{ от}$$

которых результаты очень сильно зависят, то рано требовать полного совпадения.

Выражаю благодарность доктору физико-математических наук И. М. Халатникову за руководство работой.

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

Поступило  
6 IV 1954

#### ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

<sup>1</sup> С. Е. Chase, Proc. Roy. Soc., A 220, 116 (1953). <sup>2</sup> И. М. Халатников, ЖЭТФ, 20, 243 (1950). <sup>3</sup> И. М. Халатников, ЖЭТФ, 23, 21 (1952).