

горячих электронов $E_1 \sim 50$ кэв, что довольно близко согласуется с результатами измерения рентгеновского излучения плазмы [3, 4] при циклотронном нагреве.

Поступила в редакцию
9 декабря 1969 г.

Литература

- [1] R.A.Dandl et al. Nucl. Fusion, 4, 344, 1964.
- [2] L.A.Ferrari, A.F.Kuckes. Phys. Fluids, 8, 2295, 1965.
- [3] В.В.Аликаев, В.М.Глаголев, С.А.Морозов. Plasma Phys., 10, 753, 1968.
- [4] Б.И.Натрущев, В.П.Гозак, Д.А.Франк-Каменецкий. ЖЭТФ. 56, 99, 1969.
- [5] M.Brambilla. Plasma Phys., 10, 359, 1968.
- [6] A.F.Kuckes. Plasma Phys., 10, 367, 1968.
- [7] H.Grawe. Plasma Phys., 11, 151, 1969.
- [8] В.Е.Голант, В.В.Дьяченко, К.М.Новик. ЖТФ, 36, 1027, 1966.
- [9] A.F.Kuckes. Phys. Lett. 26A, 599, 1968.

Письма в ЖЭТФ, том 11, стр. 138 – 141

20 января 1970 г.

УВЛЕЧЕНИЕ ФОНОНОВ ЗВУКОМ ПРИ ГИДРОДИНАМИЧЕСКОМ ТЕЧЕНИИ ФОНОННОГО ГАЗА

А.И.Соколов

На высоких частотах Ω , когда $\Omega r_p >> 1$ (r_p – время релаксации тепловых фононов), поглощение звука в диэлектрике можно рассматривать как рассеяние звуковых фононов с энергией $\hbar\Omega$ на тепловых фононах [1]. При нормальных столкновениях этот процесс сопровождается передачей газу тепловых фононов не только энергии, но и квазимпульса. Обычно передача квазимпульса не приводит к каким-либо специфическим явлениям, так как переданный в элементарном акте столкновения квазимпульс быстро затухает за счет V -процессов (под V -процессами здесь понимаются все виды столкновений с потерей импульса). Однако, когда V -процессы гораздо менее интенсивны, чем N -процессы, передача квазимпульса от затухающего звука тепловым фононам должна

вызывать дрейф фононного газа и, следовательно, появление дрейфового теплового потока. Покажем, что такое увлечение фононов звуком приведет к немонотонному распределению температуры вдоль направления теплового потока, причем область нарастания температуры может иметь значительные размеры.

Рассмотрим стационарный и одномерный случай при отсутствии дисперсии. Уравнения фононной гидродинамики [2] с учетом инжекции энергии и квазимпульса затухающим звуком примут вид:

$$\frac{q}{r_V} - \nu \frac{\partial^2 q}{\partial x^2} + \alpha \frac{\partial T}{\partial x} = S_q(x), \quad \frac{\partial q}{\partial x} = S_E(x), \quad (1)$$

где

$$r_V = \frac{\ell_v}{v}, \quad \nu \approx \ell_N v. \quad (2)$$

Здесь q — плотность потока тепла; остальные обозначения, кроме $S_q(x)$ и $S_E(x)$, те же, что и в [2]. Плотности источников энергии $S_E(x)$ и теплового потока (или квазимпульса $\rho = qv^{-2}$) $S_q(x)$ равны:

$$S_E(x) = - \frac{\partial Q(x)}{\partial x}, \quad S_q(x) = - \gamma v \frac{\partial Q(x)}{\partial x}, \quad (3)$$

где $Q(x)$ — плотность потока энергии в звуковой волне, $\gamma < 1$ — относительный вес N -процессов среди всех видов рассеяния звуковых фононов. Уравнения (3) справедливы лишь при $|\ell_N \frac{\partial Q(x)}{\partial x}| \ll Q(x)$

Запишем решение (1) и (3) с учетом (2) при $Q(x) = Q_0 \exp\left(-\frac{x}{\ell_s}\right)$ и граничных условиях $q(0) = 0$, $T(0) = T_0$:

$$q(x) = Q_0 \left[1 - \exp\left(-\frac{x}{\ell_s}\right) \right], \quad (4)$$

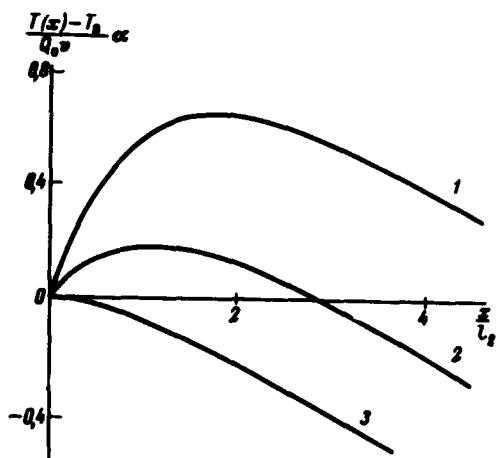
$$T(x) - T_0 = - \frac{Q_0}{\alpha r_V} x + \frac{Q_0}{\alpha r_V} \ell_s \left(1 + \gamma \frac{\ell_v}{\ell_s}\right) \left[1 - \exp\left(-\frac{x}{\ell_s}\right)\right], \quad (5)$$

В (5) опущен член, обусловленный вязкостью и имеющий порядок $\ell_N / \ell_s \ll 1$. На рис. 1 приведены графики функции $T(x) - T_0$ для трех значений параметра γ . Видно, что при $\gamma = 0$ (нет передачи квазимпульса) температура монотонно падает вдоль направления тепло-

вого потока. Если же $\gamma > 0$, то появляется участок нарастания температуры, длина L которого равна:

$$L = \ell_s \ln \left(1 + \gamma \frac{\ell_V}{\ell_N} \right). \quad (6)$$

Увеличение температуры вдоль теплового потока имеет место при больших скоростях дрейфа фононов и является следствием нелинейности уравнений гидродинамики для фононов [3]. В нашем же случае такое поведение фононного газа следует уже из линеаризованных уравнений (1), правомерность применения которых может быть всегда обеспечена выбором не слишком больших значений Q_0 .



Распределение температуры вдоль теплового потока при $\ell_V / \ell_s = 5$ и трех значениях γ : 1 — $\gamma = 1$, 2 — $\gamma = 0,4$, 3 — $\gamma = 0$

Экспериментально описанный эффект можно обнаружить по-видимому, только в твердом гелии, где наблюдались пуазейлевское течение фононного газа [4] и второй звук [5, 6]. В твердом He^4 при $T = 0,6^\circ\text{K}$ и давлении 54 атм $\ell_N \approx 0,01 \text{ см}$, $\ell_V \approx 10 \text{ см}$ [5]. Для кристаллов с большим поперечным сечением можно грубо оценить ℓ_s , экстраполируя в область низких частот данные о свободном пробеге тепловых фононов с помощью соотношения $\ell_s \sim \Omega^{-1}$ [1]. Для $f = \frac{\Omega}{2\pi} = 300 \text{ Мц}$,

что нетрудно получить в эксперименте, эта процедура дает $\ell_s \sim 1 \text{ см}$. В тонком кристалле ℓ_s будет меньше за счет диффузного рассеяния звука на границах, что приведет к уменьшению γ . Как и предполагалось ранее, при $f = 300 \text{ Мц}$ и $T = 0,6^\circ\text{K}$ в твердом He^4 $\Omega r_p \approx 100 \gg 1$ и $\ell_N / \ell_s \approx 0,01 \ll 1$. Итак, при указанных условиях и $\gamma = 1$ получим $L \approx 2,5 \text{ см}$. Обнаружить нарастание температуры вдоль потока можно

либо снимая ее распределение с помощью датчиков, либо взяв образец длиной $\leq L$ и сравнивая значения температуры на его концах.

Измеряя в эксперименте L и ℓ_s , нетрудно с помощью (6) вычислить $y\ell_V$, а для образца с характерным поперечным размером $d > \ell_s$ ($y = 1$) найти непосредственно ℓ_V . Это позволит сравнить значения ℓ_V , определенные принципиально различными методами — предложенным выше и примененным в [5] — что представляет самостоятельный интерес.

Автор глубоко благодарен О.Г.Вендику и Б.И.Шкловскому за обсуждение результатов и ценные советы, а также С.А.Ктиторову за интересную дискуссию.

Ленинградский
ордена Ленина электротехнический институт
им. В.И.Ульянова

Поступила в редакцию
15 декабря 1969 г.

Литература

- [1] Л.Д.Ландау, Ю.Б.Румер. Phys. Zs. Sowjet., 11, 18, 1937.
- [2] Р.Н.Гуржи. УФН, 94, 689, 1968.
- [3] Х.Нильсен, Б.И.Шкловский. ЖЭТФ, 56, 709, 1969.
- [4] Л.П.Межов-Деглин. ЖЭТФ, 49, 66, 1965.
- [5] C.C.Ackerman, R.A.Guyer. Ann. Phys. (USA), 50, 128, 1968.
- [6] C.C.Ackerman, W.C.Overton. Phys. Rev. Lett., 22, 764, 1969.