

ИЗЛУЧЕНИЕ ФОНОНОВ В ЖИДКИЙ ГЕЛИЙ

Б.А.Данильченко, В.В.Порошин, О.Г.Сарбей

Проведены измерения потока тепловой энергии из металлической пленки в жидкий гелий. Вплоть до потоков, вызывающих вскипание He, имеет место баллистический закон излучения $Q_{Cu-He} = \alpha (T_{Cu}^4 - T_{He}^4)$, хотя распространение фононов в гелии носит диффузионный характер. Коэффициент α обнаруживает скачок вблизи λ -точки.

Работа посвящена измерению зависимости теплового потока, излучаемого металлической пленкой в жидкий гелий Q_{He} , от температуры пленки при отсутствии кипения гелия и конвективного отвода тепла в гелий. Поскольку для развития конвекции требуется определенное время (для HeI оно порядка 10^{-3} с¹) нами использовался импульсный нагрев пленки длительностью 200 - 400 нс. Отметим, что при импульсном нагреве такой длительностью величины тепловых потоков, вызывающих вскипание гелия, почти на два порядка больше таковых при стационарном нагреве².

Пленка меди (площадь 9 мм², толщина 1500 Å) наносилась методом термического испарения в вакууме на полированную поверхность С-среза кристалла сапфира. Нагрев пленки осуществлялся импульсами тока с частотой повторения 50 Гц, мощность в импульсе $1 \div 100$ Вт/см². Энергия, излучаемая нагревателем в подложку, распространялась в ней в виде баллистических продольных L и поперечных T фононных импульсов и регистрировалась сверхпроводящим индиевым болометром, расположенным на противоположной относительно нагревателя грани кристалла.

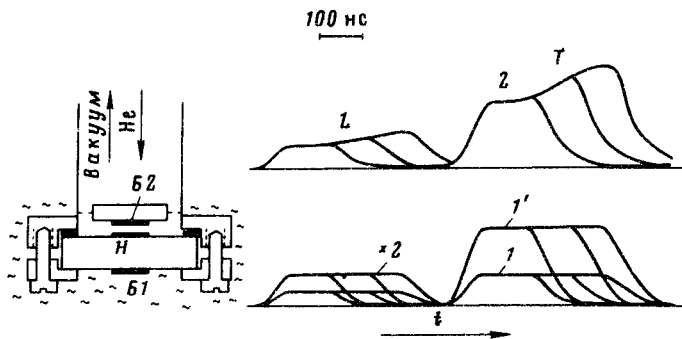


Рис. 1. Импульсы L и T фононов при контакте нагревателя с вакуумом $1'$ и с жидким гелием $1, 2, 1', 2'$ - $Q = 21,5$ Вт/см², $2 - Q = 33,6$ Вт/см², $T_0 = 2,99$ К. На вставке - схема измерительной ячейки: H - нагреватель, $B1$ и $B2$ - болометры

Кристалл сапфира прижимался через индиевую прокладку к нижнему фланцу измерительной ячейки так, что нагреватель мог быть в контакте с вакуумом ($< 10^{-4}$ торр) или с жидким гелием при давлении паров насыщения, в то время как болометр всегда находился в гелии (вставка рис. 1). Рабочая температура поддерживалась на линейном участке изменения сопротивления болометра от температуры в области перехода его в сверхпроводящее состояние. Изменение рабочей точки болометра осуществлялось внешним магнитным полем. Схема регистрации позволяла регистрировать температурные импульсы с амплитудой $\geq 10^{-4}$ К и временем нарастания ≥ 30 нс.

Температура нагревателя T_H и величина теплового потока Q_{He} , излучаемого им в гелий, определялась следующим образом. Вначале снималась зависимость амплитуды детектируемых болометром баллистических L - и T -фононов от электрической мощности Q в нагревателе при контакте его с вакуумом. Температура нагревателя при этом рассчитывалась по формуле³:

$$Q = \alpha (T_H^4 - T_0^4), \quad \alpha = \pi^2 \bar{e} k^4 / 40 \hbar^3 \bar{v}^2, \quad (1)$$

где $\bar{\epsilon} = 0,126$ — средний коэффициент прохождения фононов через границу раздела медь—сапфир, $\bar{v} = 2,54 \cdot 10^5$ см/с — средняя скорость звука в нагревателе, T_0 — температура подложки. Мы следили за тем, чтобы детектируемые потоки фононов не выводили болометр из линейного участка его характеристики dR/dT .

Затем снималась аналогичная зависимость при контакте нагревателя с жидким гелием. Одинаковая амплитуда сигналов болометра L - и T -фононов при контакте нагревателя с вакуумом и с гелием наблюдается при одинаковых температурах нагревателя, разность между электрическими мощностями, подаваемыми в нагреватель при этом, определяет тепловой поток в гелий.

На рис. 1 показаны детектируемые импульсы L - и T -фононов при контакте нагревателя с вакуумом и с гелием для различных длительностей импульса нагрева $\tau = 200, 300, 400$ нс и Q . При контакте нагревателя с вакуумом импульсы L - и T -фононов повторяют форму импульса нагрева. Амплитуда сигналов пропорциональна Q и не зависит от τ .

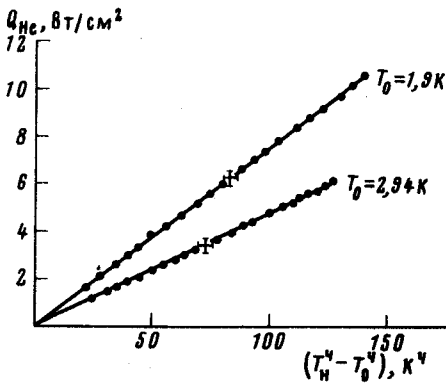


Рис. 2.

Рис. 2. Зависимость теплового потока Q_{He} от $(T_N^4 - T_0^4)$. Крестиками указана ошибка измерений

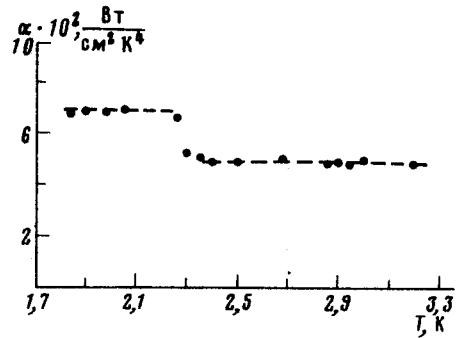


Рис. 3

Рис. 3. Температурная зависимость коэффициента α

При контакте нагревателя с гелием при малых Q амплитуда L и T импульсов не зависит от длительности импульса тока в нагревателе, а их форма повторяет форму импульсов, детектируемых при контакте нагревателя с вакуумом. С увеличением мощности до $Q = Q_{\text{кр}}$ амплитуда импульсов остается постоянной в течение t , после чего резко возрастает, не достигая стационарного значения за время импульса тока. Резкое увеличение амплитуды L и T импульсов свидетельствует об уменьшении теплового потока, излучаемого нагревателем в гелий и связано с началом его вскипания.

Тепловой поток, излучаемый нагревателем в гелий для $Q < Q_{\text{кр}}$, хорошо описывается выражением (1) (рис. 2), температурная зависимость коэффициента α показана на рис. 3. Значения коэффициентов α , полученных для разных пленок нагревателя, отличались по величине не более 10%, что может быть обусловлено различием поверхности пленок, в то время как изменение величины α вблизи λ -точки наблюдалось для всех пленок и составляло 30 ÷ 40 %. Отметим, что данное изменение α не может быть объяснено в рамках теории акустического согласования.

Видно, что излучение тепла в гелий определяется баллистическим законом излучения фононов, хотя фононы распространяются в нем диффузионно и могут, казалось бы, в процессе диффузии многократно возвращаться обратно в нагреватель и тем самым влиять на его температурную динамику (длина свободного пробега тепловых фононов в HeI, оцененная по значению теплопроводности порядка 10^{-7} см, в гелии II в интервале температур $2,0 \div 1,8$ К — 10^{-6} см⁴). О диффузионном распространении фононов свидетельствует и тот

факт, что болометр ($B2$), расположенный в гелии (см. вставку рис. 1), не регистрирует и излучаемого нагревателем тепла, распространяющегося в гелии в виде баллистических фононов вплоть до $Q = Q_{кр}$, а регистрируемые им возбуждения, распространяющиеся со скоростью звука при $Q > Q_{кр}$, обусловлены вскипанием гелия.

Однако, как показано в работе ³, если коэффициент прохождения фононов из среды в нагреватель e мал ($e \ll 1$), то хотя в процессе диффузии фонон может возвратиться к нагревателю, он не может пройти в него и тепловая динамика пленки при этом будет такая же, как и при баллистическом распространении излучаемых нагревателем фононов. Такая ситуация возможна при условии:

$$e \ll \xi \ll e^{-1}, \quad \xi = d(s/s)^3/l, \quad (2)$$

где d – толщина нагревателя, s – средняя скорость, а l – длина свободного пробега фононов в среде.

Величина коэффициента прохождения фононов $\bar{e}_{Cu - He}$, определенная из данных рис. 3, составляет $0,3 \div 0,4$. Коэффициент прохождения фононов $e_{He - Cu} = \bar{e}_{Cu - He}(s/\bar{s})^2 = (3 \div 4) \cdot 10^{-3}$ ($s = 2 \cdot 10^4$ см/с – скорость звука в гелии) и условие (2) действительно выполняется.

Авторы благодарны И.Б.Левинсону за полезное обсуждение работы.

Литература

1. Schmidt C. Appl. Phys. Lett., 1978, 32, 827.
2. Порошин В.Н., Данильченко Б.А. УФЖ, 1983, 28, 1191.
3. Kazakovtsev D., Levinson Y. J. Low Temp. Phys., 1982, 45, 49.
4. Халатников И.М. УФН, 1956, 59, 673.

Институт физики
Академии наук Украинской ССР

Поступила в редакцию
14 июля 1983 г.
12 сентября 1983 г.