

ОСОБЕННОСТИ ТЕМПЕРАТУРНОЙ ЗАВИСИМОСТИ ЭЛЕКТРОПРОВОДНОСТИ  
АЛЮМИНИЯ В ГЕЛИЕВОЙ ОБЛАСТИ ТЕМПЕРАТУР

Ю.Н.Цзян, В.В.Еременко

До сих пор остается неясным [1], почему степенная зависимость  $T^5$ , полученная из весьма упрощенных теоретических представлений, хорошо согласуется с экспериментальными результатами исследования температурной зависимости электросопротивления немагнитных непереходных металлов. Вполне возможно, что это связано с недостаточной точностью измерения электропроводности, особенно в области низких температур, где, собственно, и можно ожидать отклонения от закона  $T^5$ , так как роль различных механизмов рассеяния электронов становится сравнимой.

Для алюминия на основании экспериментальных данных [2] была предложена эмпирическая зависимость [3] в виде суперпозиции вкладов электрон-электронного и электрон-фононного рассеяния:

$$\delta_{\infty}(T) = (1,98 \cdot 10^{-2} \left[ \frac{1}{\text{град}^2} \right] T^2 + 4,34 \cdot 10^{-6} \left[ \frac{1}{\text{град}^5} \right] T^5) \cdot 10^{-5} \quad (I)$$

Индекс  $\infty$  означает, что выражение (I) получено по данным для массивных образцов. Эта зависимость представляется разумной, так как в гелиевой области температур она дает величину вклада электрон-электронного взаимодействия в электросопротивление ( $\sim 10\%$ ), не сильно противоречащую оценкам, проведенным по данным об инфракрас-

ном поглощении [4]. Если выражение (I) справедливо, то при гелиевой температуре  $\delta_{4,2}$  отличается от  $\delta_0$  на величину  $10^{-6}$  ( $\delta_T = R_T / R_{273^\circ\text{K}}$ ,  $\delta_0 = R_0 / R_{273^\circ\text{K}}$ , где  $R_0$  - остаточное сопротивление образца,  $R_T$  - сопротивление при температуре опыта,  $R_{273^\circ\text{K}}$  - при  $0^\circ\text{C}$ ). Точное измерение этой величины приводит, в случае массивных образцов разумной длины, к необходимости измерять изменение сопротивления  $\sim 10^{-11}$  ом.

Нами проведены исследования температурной зависимости электропроводности алюминия по методике, аналогичной описанной [5], обеспечивающей необходимую точность измерения (вольтовая чувствительность установки  $10^{-11} + 5 \cdot 10^{-12}$  в).

Первые результаты излагаются в данном сообщении.

В качестве исследуемого металла был выбран алюминий, поверхность Ферми носителей тока которого либо замкнута, либо, если и открыта, то содержит узкие перемычки. Для подобных металлов температурозависимая часть электросопротивления, если таковая наблюдается, при низких температурах не может быть объяснена лишь в терминах электрон-фононных столкновений с перебросом [4].

Монокристаллические образцы различной (но достаточно высокой) чистоты можно было считать массивными. Поэтому их остаточное сопротивление связано только с рассеянием электронов на микроскопических дефектах, например примесях. Поперечный размер образцов составлял  $5 + 10$  мм и был существенно больше  $l_{ei}$  ( $l_{ei}$  - длина свободного пробега электронов, обусловленная рассеянием их на примесях).

На достаточно чистых образцах в области температур ниже  $4,2^\circ\text{K}$  (начиная с образцов, у которых  $1/\delta_{4,2} = R_{273}/R_{4,2} = 3,04 \cdot 10^3$  и более) наблюдается заметное изменение электросопротивления с температурой (рис. 1, а, б).

Если представить приведенное электросопротивление в виде:

$$\delta_T = \delta_0 + \delta(T) \quad (2)$$

( $\delta_0$  - остаточное сопротивление,  $\delta(T)$  - температурозависимая часть сопротивления), то для образцов различной чистоты, в соответ-

ствии с правилом Маттиссена,  $\delta_T - \delta_0 = \text{const.}$  Сравнение значений  $\delta_T - \delta_0$  исследованных образцов при  $T = 4,2^\circ\text{K}$  (рис. 2) и более низких температурах показывает, что это правило не выполняется. Расхождение велико и не может быть объяснено обычным образом [5]. Как известно, на алюминии наблюдалось отклонение подобного рода при более высоких температурах [7].

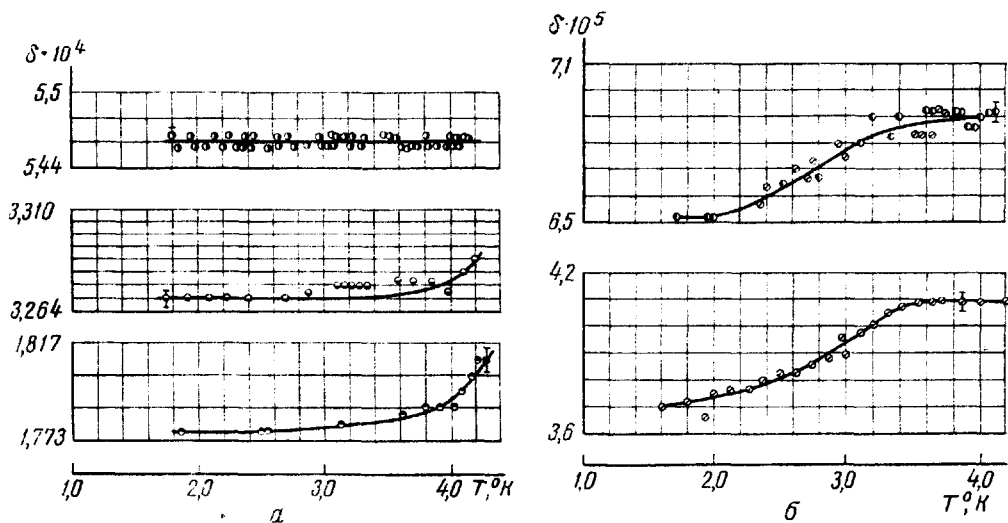


Рис. 1. Температурная зависимость электросопротивления "грязных" (а) и чистых (б) образцов алюминия. а -  $\bullet$  -  $1/\delta_{4,2^\circ\text{K}} = 1,83 \cdot 10^3$ , точками отмечены максимальные выбросы на кривой, записанной двухкоординатным самописцем;  $\circ$  -  $1/\delta_{4,2^\circ\text{K}} = 3,04 \cdot 10^3$  и  $\ominus$  -  $1/\delta_{4,2^\circ\text{K}} = 5,5 \cdot 10^3$  (измерено по точкам). б -  $\bullet$  и  $\ominus$  -  $1/\delta_{4,2^\circ\text{K}} = 14,5 \cdot 10^3$  (измерено по точкам). Сплошная кривая соответствует также записанной на двухкоординатном самописце (выбросы не показаны);  $\oplus$  -  $1/\delta_{4,2^\circ\text{K}} = 24,5 \cdot 10^3$  (измерено по точкам)

Как видно из рис. 1, а и б, температурный ход электросопротивления исследованных образцов в гелиевой области температур не может быть описан зависимостью (1). Из проведенного нами сравнения было получено, что экспериментальные кривые имеют иную (более высокую) степенную зависимость от  $T$ , чем (1).

Кроме того, сопоставление кривых для "грязных" (рис. 1, а) и "чистых" (рис. 1, б) образцов показывает, что температура, при которой достигается (с точностью до ошибки эксперимента) остаточное сопротивление, смещается в сторону низких температур с ростом чи-

стоты образцов. Относительное изменение сопротивления  $(\delta_{4,2} - \delta_0) / \delta_0$  увеличивается с чистотой, достигая для самых чистых образцов  $\sim 10\%$ . Для последних на кривых (рис. 1, б) заметно насыщение в области температур, примыкающих к  $T = 4,2^\circ\text{К}$ .

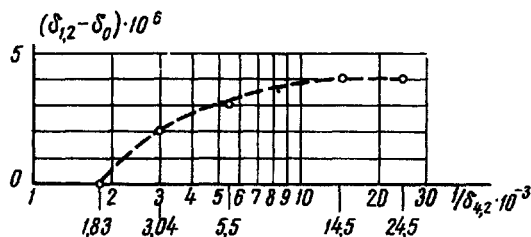


Рис. 2. Значения  $\delta_\infty(T)$  при  $T = 4,2^\circ\text{К}$ , определенные для образцов разной чистоты по данным рис. 1, а и б

Это, по-видимому, указывает на особенность в температурной зависимости электросопротивления алюминия. Как известно [4], подобная особенность может быть объяснена учетом нормальных (без переброса) процессов столкновений электронов и фононов в той области температур, где соответствующая длина свободного пробега  $l_{ep}^N$  сравнивается с длиной свободного пробега  $l_{ei}$ , связанной с рассеянием электронов на микроскопических дефектах, ответственным за остаточное сопротивление. Очевидно, что проявление этой особенности должно быть чувствительно к чистоте металла, смещаясь в сторону низких температур для более чистых образцов, что и наблюдается на экспериментальных кривых. По порядку величины этот эффект может быть оценен следующим соотношением:

$$\frac{l'_{ei}}{l''_{ei}} \sim \left( \frac{T''_0}{T'_0} \right)^5 \quad (3)$$

( $l'_{ei}$ ,  $l''_{ei}$  - электрон-примесные длины свободного пробега сравниваемых образцов различной чистоты,  $T'_0$ ,  $T''_0$  - характерные температуры, при которых  $l_{ep} \sim l_{ei}$ ). Исходя из этого, можно ожидать, например, что изменение чистоты образцов раз в 10 приведет к сдвигу по температуре в 1,5 раза, т.е. эффект не очень велик.

Сравнение кривых позволяет предположить, что для чистых образцов указанная особенность проявляется почти целиком в гелиевой области температур (рис. I,б), а для более "грязных" - при более высоких температурах (рис. I,а).

Зависимость электросопротивления чистых образцов от температуры (рис. I,б) удовлетворительно описывается формулами [4].

$$\begin{aligned} \delta &= \delta_0 [1 + \alpha (T/T_0)^5] = \delta_0 + \delta(T), & T \ll T_0, \\ \delta' &= \delta'_0 [1 - \beta (T_0/T)^5] = \delta'_0 - \delta'(T), & T \gg T_0, \end{aligned} \quad (4)$$

где  $T_0$  - температура, при которой  $\rho_{ep}^N$  сравнивается с  $\rho_{ei}$ ,  $\delta_0$  - остаточное сопротивление,  $\delta'_0$  - сопротивление, не зависящее от температуры в некоторой области  $T \gg T_0$  ( $\delta_0 < \delta'_0$ );  $\alpha, \beta \sim 0,1$ .

Это видно, например, из сравнения величин температурного интервала особенности  $\Delta T = T_I - T_2$  ( $T_I, T_2$  - границы интервала,  $T_I > T_2$ ), получаемых по формулам (4) и экспериментально (рис. I,б). Сравнение, очевидно, необходимо вести так, чтобы выполнялось

$$\delta'(T_{Iэ})/\delta(T_0) = \delta(T_{Ip})/\delta(T_0), \quad \delta(T_{2э})/\delta(T_0) = \delta(T_{2p})/\delta(T_0)$$

( $T_{Iэ}, T_{2э}$  - экспериментальные,  $T_{Ip}, T_{2p}$  - расчетные значения температур). Ограниченная точность эксперимента позволяет выбрать  $\delta'(T_{Iэ})$  и  $\delta(T_{2э})$  отличающимися от  $\delta(T_0)$  не более чем в 10 раз (рис. I,б). Тогда получим:  $(\Delta T_p - \Delta T_э)/\Delta T_э \sim 13\%$ , т.е. расхождение невелико.

Из приведенных оценок следует, что изучение зависимости указанной особенности от чистоты металла в гелиевой области температур затруднено возможностью получить необходимый диапазон по чистоте образцов, так чтобы особенность всегда оставалась в пределах этой области. Чтобы при этом оценить роль обычных механизмов рассеяния, сопровождаемых процессами переброса, требуется, очевидно, расширить температурный интервал (до  $\sim 14^\circ\text{K}$ ), что и будет в дальнейшем сделано. Это необходимо и для выяснения возможности наблюдения другой интересной особенности - минимума сопротивления, который должен наблюдаться на тонких образцах [4].

В заключение благодарим Б.И.Веркина за постоянный интерес к работе, Р.Н.Гуржи за ценные обсуждения результатов измерений и О.Г.Шевченко за помощь в проведении экспериментов.

Физико-технический институт  
низких температур  
Академии наук Украинской ССР

Поступило в редакцию  
5 апреля 1966 г.

#### Литература

- [1] Р.Пайерлс. Квантовая теория твердых тел, М., 1956.
- [2] Б.Н.Александров, И.Г.Дьяков. ЖЭТФ, 43, 852, 1962.
- [3] Б.Н.Александров. Диссертация, Харьков, ФТИ НТ АН УССР, 1964.
- [4] Р.Н.Гуржи. ЖЭТФ, 47, 1415, 1964.
- [5] De Vroemen, C.Van Baarle. Physica, 23, N8, 1957.
- [6] Физика низких температур, под ред. А.И.Шальникова. М., Изд. иностр. лит., 1959.
- [7] Е.С.Боровик, В.Г.Волоцкая, Н.Я.Фогель. ЖЭТФ, 45, 46, 1963.