

## КВАНТОВЫЕ ОСЦИЛЛЯЦИИ СОПРОТИВЛЕНИЯ ОДНОСВЯЗНЫХ ОБРАЗЦОВ Pb И Sn В ПРОМЕЖУТОЧНОМ СОСТОЯНИИ

Ю.Н.Цзян<sup>1)</sup>

Физико-технический институт низких температур им. Б.И.Веркина НАН Украины  
61164 Харьков, Украина

Поступила в редакцию 16 марта 2000 г.

После переработки 22 марта 2000 г.

В гелиевой области температур изучена проводимость гибридных NS-структур промежуточного доменного состояния сверхпроводников I рода, Pb и Sn, с большими упругими длинами свободного пробега электронов. Сопротивление односвязных образцов этих металлов в указанном состоянии обнаруживает осцилляции в функции температуры и критического магнитного поля с периодом, соответствующим изменению магнитного потока на один квант,  $hc/2e$ , внутри нормальной области площадью порядка  $1 \text{ мк}^2$ . Предложен квантово-интерференционный механизм рассеяния, объясняющий природу и характерные особенности обнаруженных осцилляций.

PACS: 72.15.-v, 74.80.Fp

Основные экспериментальные результаты, указывающие на возможность проявления в кинетических свойствах нормальных металлов квантово-интерференционного вклада когерентных электронов, получены в условиях слабой локализации электронов, когда когерентный транспорт является только малой поправкой к диффузионному (в мезоскопических образцах с малой упругой длиной пробега электронов). В этих условиях осцилляционные явления в магнитном поле удается наблюдать лишь при двусвязной геометрии образцов, обуславливающей выделение когерентного транспорта [1, 2]. В гибридной системе “нормальный металл – сверхпроводник I рода” (NS-системе) в масштабе расстояний от NS-границы порядка баллистического вклад когерентных возбуждений в нормальную проводимость является основным независимо от размеров системы, ее связности и, вообще говоря, длины пробега электронов: в пределах этого масштаба спектр когерентных возбуждений, благодаря андреевскому отражению, всегда разрешен. Если преобладает рассеяние на упругих центрах и металл достаточно чист, указанный масштаб оказывается макроскопическим. Исследования в этих условиях обнаружили необычное поведение нормальной проводимости [3, 4], соответствующее фундаментальным предсказаниям об особенностях рассеяния когерентных возбуждений вблизи NS-границ [5–7]. Новые экспериментальные результаты, связанные с такими особенностями, представлены в данной работе: при изучении NS-структур промежуточного состояния односвязных сверхпроводников I рода с большой упругой длиной пробега электронов,  $l_{el}$ , наблюдаются квантовые осцилляции сопротивления типа эффекта Ааронова – Бома.

Исследовалось температурное поведение сопротивления пластин Pb и сужения Sn в промежуточном состоянии, которое поддерживалось наложением небольшого внешнего поперечного магнитного поля,  $B_e$ , в пластинах и собственным полем тока,  $B_I$ , в

<sup>1)</sup> e-mail: chiang@ilt.kharkov.ua

сужении. Пластины Pb имели размеры  $x \times y \times z = L \times w \times t = 3 \text{ мм} \times (0.23 \div 1.5) \text{ мм} \times (\approx 20 \text{ мк})$  при расстоянии между измерительными зондами в средней части образцов  $L_m \approx 250 \text{ мк}$ .  $\mathbf{B}_e = [0, 0, 480 \text{ Гц}]; [0, 0, 550 \text{ Гц}]$  и  $[0, 0, -520 \text{ Гц}]$ . Сужение из олова имело размеры  $t \approx 20 \text{ мк}$  в диаметре и  $L \approx 50 \text{ мк}$  по длине,  $L_m \approx 100 \text{ мк}$ .  $B_I \approx 100 \text{ Гц}$  на поверхности сужения при  $I \approx 1 \text{ А}$ . На рис.1 и 2 дано схематическое изображение образцов. Средняя объемная упругая длина пробега в заготовках, из которых приготавливались образцы,  $l_{el} \sim 100 \text{ мк}$ , практически не изменялась в пластинах Pb и уменьшалась примерно на порядок в сужении Sn (оценки проводились с учетом размерного и магнеторезистивного эффектов).

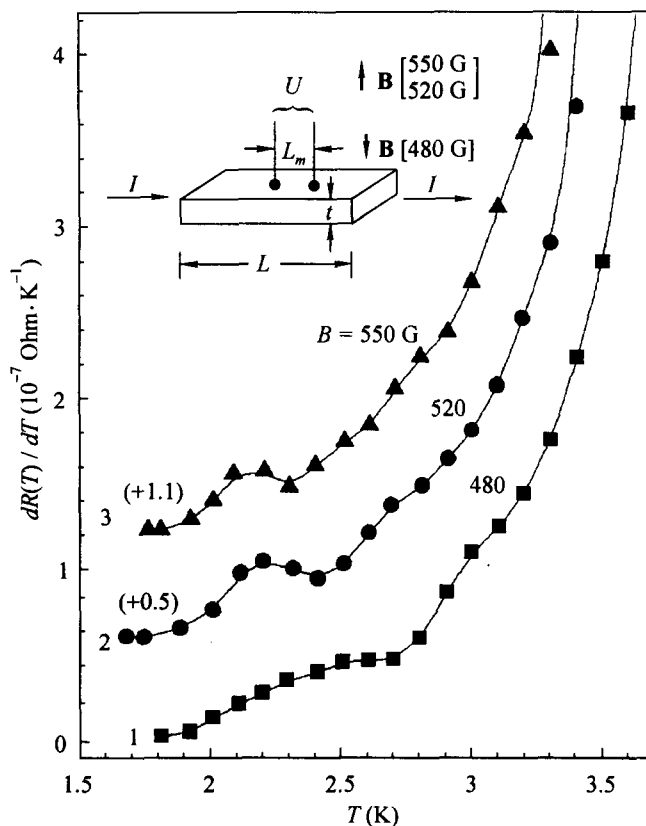


Рис.1. Производная по температуре эффективного сопротивления  $R = U/I$  пластины Pb в разных по величине внешних магнитных полях, в промежуточном состоянии пластины (кривые 2 и 3 сдвинуты относительно кривой 1)

Принимались во внимание отклонения разности потенциалов  $\Delta U$  от среднего (монотонного)  $\bar{U}$  только в той области температур, где  $(\Delta U)_{max}/\bar{U}$  не менее чем на порядок превышало полную погрешность измерений  $\delta_m = \delta U/U + \delta_\Sigma$ . Здесь  $\delta U/U$  и  $\delta_\Sigma$  – относительные погрешности измерений соответственно напряжения и всех остальных сопутствующих параметров – температуры, токов и значений внешнего магнитного поля. Указанное условие надежно удовлетворялось ниже примерно 3 К для пластин и ниже 3.5 К для сужения при разрешении  $U$  до уровня  $\delta U = (10^{-11} \div 10^{-12}) \text{ В}$  [8]. Так, для пластины Pb, для которой приводятся результаты, при 3 К  $(\Delta U)_{max}/\bar{U} = 2\%$ ,  $\delta_m \approx 0.2\%$  ( $\approx \delta U/U > \delta_\Sigma \approx 0.03\%$ ),  $\bar{U} = 5.87 \cdot 10^{-8} \text{ В}$ ; при 2 К  $(\Delta U)_{max}/\bar{U} = 200\%$ ,  $\delta_m \approx 10\%$  ( $\approx \delta U/U \gg \delta_\Sigma$ ),  $\bar{U} = 3.24 \cdot 10^{-10} \text{ В}$ ;  $I = 1 \text{ А}$ . Для сужения Sn при 3.5 К  $(\Delta U)_{max}/\bar{U} = 0.1\%$ ,  $\delta_m \leq 0.03\%$  ( $\approx \delta U/U = \delta_\Sigma \approx 0.01\%$ ),

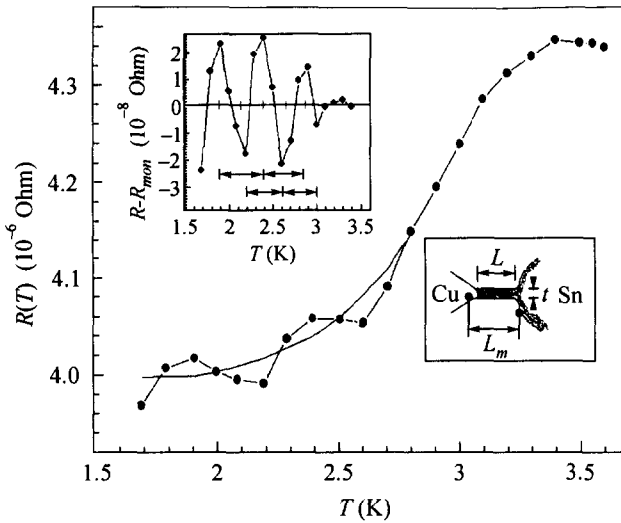


Рис.2. Температурная зависимость эффективного сопротивления сужения Sn в промежуточном состоянии в собственном магнитном поле тока. На вставке:  $hc/2e$ -осцилляции эффективного сопротивления; стрелками отмечены интервалы по 50 Г

$\bar{U} = 4.3402 \cdot 10^{-6}$  В; при 2 К  $\Delta U/\bar{U} = 1\%$ ,  $\delta_m \approx 0.1\%$  ( $\approx \delta_\Sigma \gg \delta U/U \approx 0.01\%$ ,  $\bar{U} = 4.0029 \cdot 10^{-6}$  В;  $I = 1$  А. Видно, что в рассмотренных интервалах температур  $(\Delta U)_{max}/\bar{U} \geq 10\delta_m$ .

Рис.1 демонстрирует особенности типичного поведения сопротивления  $R$  пластины Рb по поведению производной  $R$  по температуре для одной из пластин ( $w = 0.23$  мм), а на рис.2 приведена температурная зависимость сопротивления сужения Sn. Из данных следует, что сопротивление исследованных образцов в полях, поддерживающих промежуточное состояние, осциллирует по температуре. На вставке к рис.2 для сужения Sn и на рис.3 для пластины Рb отдельно показаны осциллирующие части сопротивления  $\Delta R \equiv \Delta U/I = R - \bar{R}$  (в дальнейшем  $R$ -осцилляции). Видно, что амплитуда осцилляций,  $(\Delta R)_{max}$ , слабо зависит от температуры и внешнего магнитного поля. (При этом монотонные части сопротивления изменяются не менее чем на два порядка величины.) Характер осцилляций в пластине Рb при разных  $B_e$  (рис.3) указывает на зависимость фазы осцилляций  $\phi$  от величины и направления внешнего магнитного поля:  $\phi_{480 \text{ Гц}}$  сдвинута по отношению к  $\phi_{550 \text{ Гц}}$  примерно на  $\pi$ , а  $\phi_{520 \text{ Гц}}$  и  $\phi_{550 \text{ Гц}}$  совпадают.

Построив шкалу критических полей для области осцилляций в соответствии с  $B_c(T) \approx B_c(0) \{1 - [T/T_c(0)]^2\}$  ( $T_c$  - критическая температура сверхпроводящего перехода,  $B_c^{\text{Pb}}(0) = 803$  Гц,  $B_c^{\text{Sn}}(0) = 305$  Гц [9]), найдем, что  $\Delta_B = \text{const}$  для любой пары точек, отстоящих на период, и равна разности абсолютных значений критического поля (см. рис.3 и вставку на рис.2) для каждого из образцов. Это означает, что период  $\Delta_B(B_c)$  есть функция прямого, а не обратного, поля. Температура  $T_0$ , соответствующая началу появления  $R$ -осцилляций в сужении Sn, равна температуре, при которой  $B_c^{\text{Sn}}(T_0) = B_I (\approx 100 \text{ Гц})$ , то есть является точкой возникновения промежуточного состояния (напомним, что условия надежного разрешения осцилляций для этого образца полностью соблюдаются вплоть до 3.5 К). Для  $B_e$ , использованных при исследовании пластины Рb,  $T_0$  должна находиться за пределами гелиевого интервала температур.

Зависимость эффекта от величины критического поля в промежуточном состоянии, во-первых, непосредственно свидетельствует о наличии ламинарной домен-

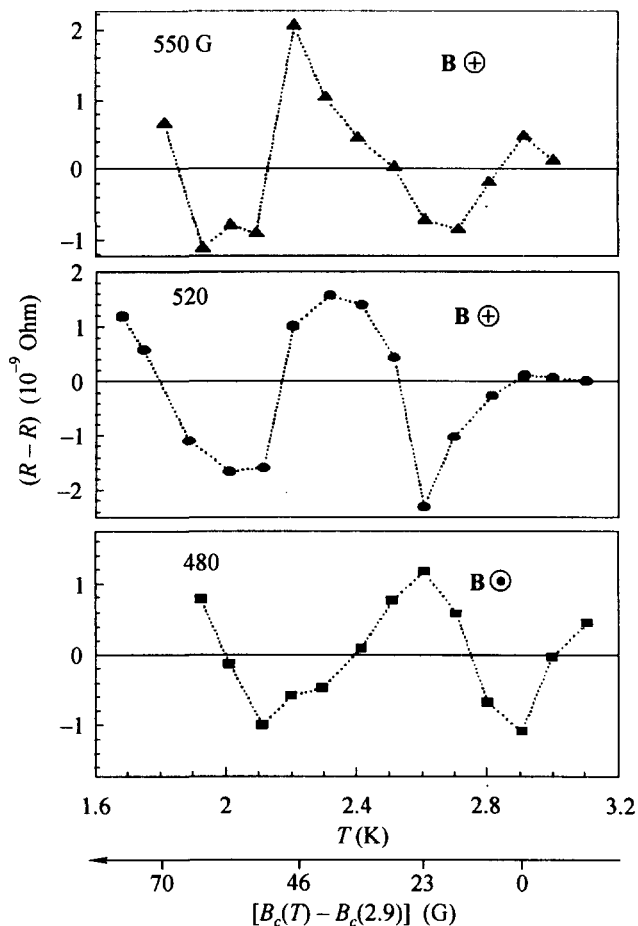


Рис.3.  $h c/2e$ -осцилляции эффективного сопротивления пластины Pb в промежуточном состоянии

ной NS-структуры и, во-вторых, указывает, что механизм, ответственный за  $R$ -осцилляции, находится в нормальных областях доменов, где, как известно, магнитное поле всегда суть критическое поле сверхпроводника  $B_c(T)$  [10]. Оценки в рамках феноменологической теории сверхпроводимости [10, 11] для рассматриваемой области осцилляций дают число доменов в границах измерительных зондов, равное, примерно, 12 при 3 К и 16 при 1.5 К для пластины Pb и одному или двум для сужения Sn при расстоянии  $d_n$  между NS-границами 15÷22 мк. Представленные данные свидетельствуют об отсутствии какой-либо связи между этими числами и наблюдаемым числом периодов осцилляций.

Прямая зависимость фазы осцилляций от величины поля появляется, как известно, при квантовании, связанном с “геометрическим” фактором в реальном пространстве, то есть с интерференцией когерентных возбуждений на геометрически выделенных замкнутых диссипативных траекториях в поле магнитного вектор-потенциала [12, 13]. В пределах расстояния от NS-границы порядка тепловой длины  $\lambda_T \approx \hbar v_F / k_B T$ , когда  $l_{el} \gg \lambda_T$ , основным видом диссипативных траекторий являются когерентные траектории, на которых центр упругого рассеяния (далее, примеси) одновременно взаимодействует с когерентными  $e$  (обычными) и  $h$  (андреевскими)

возбуждениями [5, 6]. Как показано в работе [5], интерференция на таких траекториях приводит к  $R$ -осцилляциям из-за удвоенной вероятности рассеяния примесью  $h$  возбуждений. При наличии только электрического поля ни примесь, ни размеры связанных с ней когерентных траекторий не выделены, и осцилляции не проявляются [6, 7].

В магнитном поле из-за пространственной расходимости  $e$  и  $h$  траекторий расстояние  $r$  от примеси до наиболее удаленной точки на границе, после андреевского отражения в которой частица может еще вернуться к той же примеси, согласно очевидным геометрическим соображениям классического приближения, ограничивается величиной

$$r \approx 2(qR_L)^{1/2}. \quad (1)$$

Здесь  $R_L$  – ларморовский радиус,  $q$  – параметр, характеризующий размер примеси (порядка радиуса экранирования). Например, в полях около нескольких сот гаусс  $R_L \approx 1.5 \cdot 10^{-2}$  см, и при  $q \approx (2 \div 5) \cdot 10^{-8}$  см  $r$  не более  $(1 \div 2)$  мк, то есть  $\xi_0 < r \leq \lambda_T \sim 10^{-2} l_{el}$  ( $l_{el} \gg d_n, \lambda_T; \lambda_T \approx 3$  мк). Таким образом, магнитное поле для каждой примеси с координатой  $z$  выделяет в плоскости  $z = \text{const}$  конечную область возможных когерентных траекторий, проходящих через примесь и замыкающих две произвольные точки отражения на NS-границе между двумя наиболее удаленными точками, положение которых определяется выражением (1). При усреднении по всем примесям некомпенсированный вклад в фазу волновых функций даст единственная траектория (или группа идентичных траекторий), выделенная краем интегрирования по площади квантования,  $A$ . Край интегрирования,  $A_{edge} = \frac{1}{2} r_{q_{max}}^2$ , соответствует площади под траекторией с примесью максимального сечения ( $\sim q_{max}^2$ ) на максимально допустимом критерием (1) расстоянии от границы. Нетрудно убедиться, что в наших образцах с  $l_{el} \leq 0.1$  мм в любом слое, параллельном NS-границе, и толщиной с размер примеси, содержится не менее  $10^3$  примесей, то есть при смещении или образовании новых NS-границ когерентные траектории, соответствующие краю интегрирования, непрерывно возобновляются, так что  $A_{edge}$  как константа определена непрерывно с точностью до  $\sim q_{max}/r_{q_{max}} \sim 10^{-4}$ .

Согласно [2, 4] фаза волновых функций для возбуждений с энергией  $E = eU$  в поле  $B$  на когерентной траектории длиной  $\Lambda$  должна изменяться как

$$\phi = \phi_e + \phi_h = 2\pi[(1/\pi)(E/\hbar v_F)\Lambda + \frac{BA}{\Phi_0/2}], \quad (2)$$

где  $\Phi_0 = hc/e = 4.14 \cdot 10^{-7}$  Гц · см<sup>2</sup>. Первым слагаемым в выражении (2) можно пренебречь, поскольку при  $U \leq 10^{-8}$  В для наших образцов оно не превышает  $10^{-5}$ . В результате можно ожидать, что интерференционный вклад центров упругого рассеяния в проводимость, обусловленный неодинаковой вероятностью рассеяния на них  $e$  и  $h$  возбуждений [2], будет осциллировать в области изменения  $B \equiv B_c(T) - B_c(T_0)$  как  $\Delta R_{osc} \cos \phi$ , где

$$\phi = 2\pi \frac{[B_c(T) - B_c(T_0)]A_{edge}}{\Phi_0/2}, \quad (3)$$

с амплитудой  $\Delta R_{osc}$ , зависящей от концентрации центров рассеяния максимального сечения, пропорциональной общей концентрации  $c$ .

Из условия  $\Delta_B A_{edge} = \Phi_0/2$  при  $\Delta_B \approx (45; 50)$  Гц найдем  $r \approx 1$  мк, что соответствует независимой оценке, полученной выше. Отношение амплитуд ос-

цилляций также соответствует ожидаемому:  $[(\Delta R_{osc})^{Sn}/(\Delta R_{osc})^{Pb}] \sim (c^{Sn}/c^{Pb}) \sim (l_{el}^{Pb}/l_{el}^{Sn}) \sim 10$ . При изменении в пластине числа доменов от 12 до 16 можно ожидать, что амплитуда осцилляций изменяется не более чем на 40%, что в состоянии исказить только вид осцилляций, но не устранить общую картину их периодичности (рис.3). Из выражения (3) также следует, что число периодов осцилляций между  $T_0$ , начальной точкой осцилляций, и произвольной температурой зависит от значения  $B_c(T_0) = B_e$ . Это объясняет наблюдаемое для пластины Pb соотношение фаз осцилляций в разных полях:  $\phi_{550 \text{ Гц}} - \phi_{480 \text{ Гц}} \approx 3\pi$ ;  $\phi_{520 \text{ Гц}} - \phi_{480 \text{ Гц}} + \pi \approx 3\pi$  (здесь учтено, что  $B[520 \text{ Гц}] = -B[480 \text{ Гц}]$ ).

В заключение сформулируем основные результаты работы. Экспериментально изучена проводимость гибридных NS-структур промежуточного состояния сверхпроводников I рода, Pb и Sn, с большими упругими длинами свободного пробега электронов. Сопротивление односвязных образцов этих металлов в указанном состоянии обнаруживает осцилляции в функции температуры и критического магнитного поля. Фаза и период R-осцилляций есть функции прямых значений этого поля. Период осцилляций соответствует изменению магнитного потока внутри области площадью порядка  $1 \text{ мк}^2$  на один квант потока  $hc/2e$ . Фаза осцилляций чувствительна к ориентации и величине внешнего магнитного поля. Амплитуда осцилляций слабо зависит от температуры по сравнению с монотонной составляющей, которая изменяется на несколько порядков величины. Рассмотрен квантово-интерференционный механизм рассеяния на упругих центрах, объясняющий природу и перечисленные особенности обнаруженных осцилляций сопротивления. Он основан на критерии пространственного ограничения взаимодействия когерентных возбуждений с центрами упругого рассеяния в магнитном поле.

Автор выражает признательность D.Rainer и А.Кадигрову за плодотворное обсуждение теоретических аспектов работы.

- 
1. S.Washburn and R.A.Webb, Adv. in Phys. **35**, 375 (1986).
  2. A.G.Aronov and Yu.V.Sharvin, Rev. Mod. Phys. **59**, 755 (1987).
  3. Yu.N.Chiang and O.G.Shevchenko, JETP **86**, 582 (1998).
  4. Yu.N.Chiang and O.G.Shevchenko, Low Temp. Phys. **25**, 314 (1999).
  5. J.Herath and D.Rainer, Physica **C161**, 209 (1989).
  6. B.J.van Wees, P.de Vries, P.Magnic, and T.M.Klapwijk, Phys. Rev. Lett. **69**, 510 (1992).
  7. A.Kadigrobov, R.Shekhter, and M.Jonson, Physica B: Condens. Matter **218**, 134 (1996).
  8. Yu.N.Chiang, Prib. Tekhn. Eksp. **1**, 202 (1981).
  9. *Handbook of Chem. and Phys.*, Chem. Rub. Publ. Co., Cleveland, 1974-1975.
  10. P.G.De Gennes, *Superconductivity of Metals and Alloys*, W. A. Benjamin Inc., New York-Amsterdam, 1966.
  11. E.M.Lifshitz and Yu.V.Sharvin, Dokl. AN USSR **79**, 783 (1951).
  12. Y.Aharonov and D.Bohm, Phys. Rev. **115**, 485 (1959).
  13. B.L.Altshuler, A.G.Aronov, and B.Z. Spivak, Pisma Zh. Eksp. Teor. Fiz. **33**, 101 (1981).