

*Письма в ЖЭТФ, том 19, вып. 9, стр. 588 – 593*                    5 мая 1974 г.

**УМЕНЬШЕНИЕ ВКЛАДА  
ПОВЕРХНОСТНОГО РАССЕЯНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ  
В ЗАТУХАНИЕ ГЕЛИКОНОВ  
ПРИ ПЕРЕХОДЕ В ПРОМЕЖУТОЧНОЕ СОСТОЯНИЕ**

*И.П.Крылов, И.Л.Броневой, Ю.В.Шарвин*

Экспериментально исследовано уменьшение затухания геликонов при переходе в промежуточное состояние. Полученные результаты свидетельствуют об уменьшении вклада поверхностного рассеяния электронов, связанном с ограничением движения электронов в пределах нормальных слоев.

Геликоны – спиральные плазменные волны, распространяющиеся в некомпенсированном металле вдоль сильного магнитного поля, наблю-

дались в промежуточном состоянии сверхпроводников в экспериментах Максфилда с сотрудниками [1, 2]. В работе [1] было замечено, что затухание геликонов в металле при переходе в промежуточное состояние уменьшается. Мы экспериментально изучили этот эффект в зависимости от длины свободного пробега электронов  $l$ . Полученные результаты свидетельствуют об уменьшении вклада поверхностного рассеяния электронов в затухание геликонов при переходе в промежуточное состояние. Это связано с тем, что большая часть электронов, обуславливающих диссипацию энергии волны, в согласии с теорией Андреева [3] колеблется внутри тонких нормальных слоев и никогда не сталкивается с поверхностью образца.

Эксперименты производились с монокристаллическими образцами, изготовленными из очень чистого индия. Образцы имели форму цилиндров диаметром  $d = 2$  и  $d = 4 \text{ мм}$  и длиной около  $100 \text{ мм}$ . Для исследования геликонов применялась методика наблюдения свободных затухающих электромагнитных колебаний, впервые использованная Баузэрсом [4]. Образец помещался в сильное постоянное магнитное поле  $H = 100 \div 4000 \text{ э}$ , перпендикулярное оси цилиндра. Для удобства изложения введем систему координат с осью  $x$  вдоль оси цилиндра и осью  $z$  вдоль  $H$ . Дополнительная пара катушек создавала небольшое однородное магнитное поле  $H_1 = 10 \div 30 \text{ э}$  вдоль оси  $y$ . Быстрое выключение  $H_1$  возбуждало собственные электромагнитные колебания в образце. Эти колебания наводили ЭДС в приемной катушке с осью вдоль  $x$ . Внутри приемной катушки длиной около  $3 \text{ см}$  и диаметра  $1 \text{ см}$  находилась средняя часть образца. Напряжение, возникавшее на приемной катушке, усиливалось полупроводниковым усилителем инфразвуковых частот с полосой пропускания  $0,05 \div 20 \text{ Гц}$  и записывалось на экране запоминающего осциллографа С1-51. Примеры записей сигналов свободных геликонных колебаний в образце приведены на рис. 1, а.

За исключением начального участка, составляющего примерно половину периода, сигнал представляет собой экспоненциально спадающую синусоиду частоты  $\omega$ , соответствующую основной моде собственных колебаний. Логарифмический декремент затухания геликонов, распространяющихся вдоль  $H$ , как в нормальном [5], так и в промежуточном состоянии [3] в локальном пределе дается выражением  $\Delta = 2\pi \frac{\text{Im}\omega}{\text{Re}\omega} = \frac{\sigma_{xx} + \sigma_{yy}}{\sigma_{xy}}^1$ . Компоненты тензора проводимости являются функци-

ями магнитного поля. Для промежуточного состояния эти функции принимают значения, соответствующие величине критического поля  $H = H_c$ . Локальный предел достигается при  $l \ll d$  для нормального состояния и  $a \ll d$  ( $a$  — период структуры слоев нормальной и сверхпроводящей фазы) для промежуточного состояния.

<sup>1)</sup> В соответствующей формуле работы [3] имеется лишнее число  $\pi$  в знаменателе.

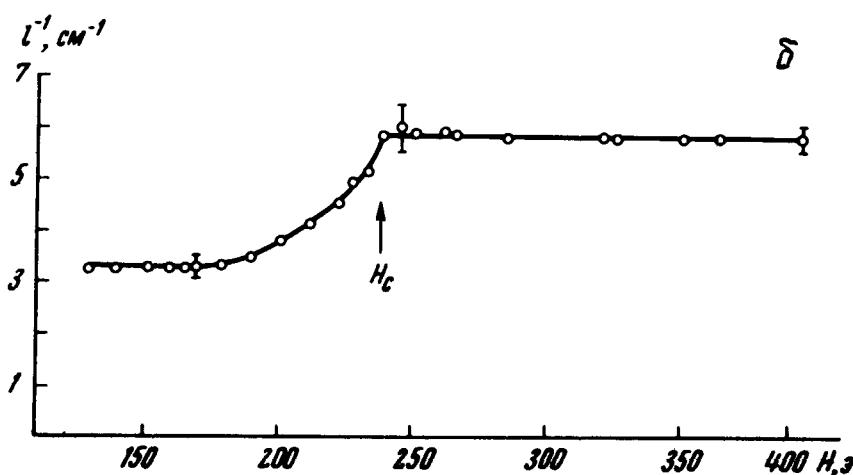
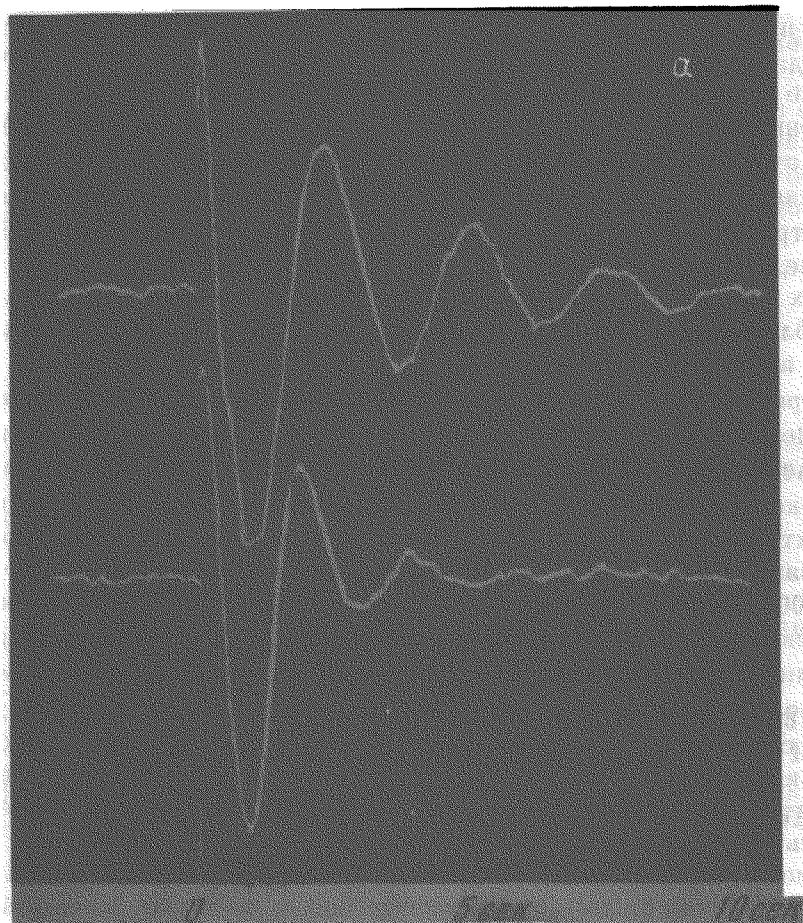


Рис. 1. а – Записи сигналов геликонных колебаний на образце 1 при  $T = 1,35^\circ\text{K}$ , верхняя кривая записана при  $H = 170$  Г, нижняя – при  $H = 250$  Г, масштаб по оси ординат произвольный, разный для верхней и нижней кривой. б – Затухание геликонных колебаний в образце 1, выраженное в обратных длинах свободного пробега электронов  $1/l$ ;  $T = 1,35^\circ\text{K}$ .

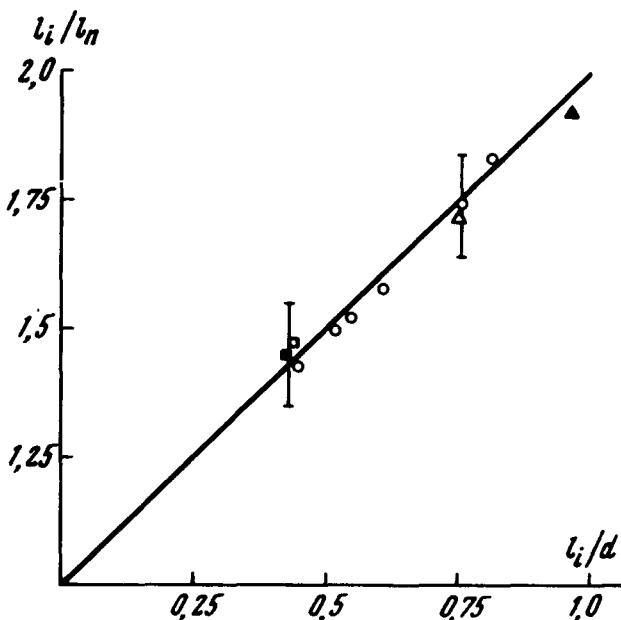


Рис. 2. Относительное изменение затухания геликонов  $l_i/l_n$  при переходе в промежуточное состояние в зависимости от отношения длины пробега в массивном металле  $l_i$  к диаметру образца  $d$ . Значки:  $\circ$  – данные полученные на образце 1,  $d = 4 \text{ мм}$  при температурах в диапазоне  $T = 1,22 \div 1,98^\circ\text{К}$ . Значки:  $\square$  – образец 2,  $d = 4 \text{ мм}$ ;  $\blacksquare$  – образец 3,  $d = 4 \text{ мм}$ ;  $\blacktriangle$  – образец 4,  $d = 2 \text{ мм}$ ;  $\Delta$  – деформированный образец 4; все данные при  $T = 1,35^\circ\text{К}$

В случае изотропного металла  $\Delta = 2\pi/\Omega\tau$ , где  $\Omega = eH/m^*c$  – циклотронная частота,  $m^*$  – эффективная масса,  $\tau$  – время релаксации электронов. Используя усредненное значение  $m^* = 2m$  ( $m$  – масса свободного электрона) из данных по циклотронному резонансу в индии [6] и экспериментальное значение фермиевской скорости  $v = 1,1 \cdot 10^8 \text{ см/сек}$  [7] для наиболее многочисленной группы электронов, мы определили величину, обратную некоторой усредненной длине свободного пробега  $l = v\tau$ , по измеренным значениям логарифмического декремента геликонных колебаний  $\Delta$  с помощью соотношения для изотропного металла. Полученная таким образом величина  $1/l$  для лучшего из исследованных образцов 1 представлена на графике рис. 1, б в зависимости от величины постоянного поля  $H$ . Величина  $1/l$  в промежуточном состоянии определялась с помощью значения  $\Omega$ , соответствовавшего значению критического поля индия при данной температуре [8]. Значение  $l$ , соответствующее предельному минимальному значению декремента затухания геликонов в промежуточном состоянии при  $H < (3/4)H_c$ , обозначим  $l_i$ . В нормальном состоянии в пределах погрешностей измерений величина  $l = l_n$  не зависит от величины поля и от его направления. В то же время величина  $l$  в нормальном и в промежуточном состояниях сильно зависела от температуры  $T$ , следуя закономерности  $1/l(T) = 1/l_0 + \beta T^4$ . Значение коэффициента  $\beta$  незначительно из-

менялось от образца к образцу и составляло, в среднем  $\approx 0,20 \text{ см}^{-1} \cdot \text{град}^{-1}$  с отклонением около 10%. Величина остаточной длины пробега для образца 1  $l_{\circ i} = 3,9 \text{ мкм}$ .

Сравнение результатов по зависимости  $1/l(H, T)$  в нормальном состоянии с данными по зависимости затухания геликонов от поля и температуры в тех случаях, когда заметны нелокальные добавки типа циклотронного затухания (см., например, [9]), или затухания Ландау [10] показывает, что в наших экспериментах нелокальными добавками в затухание геликонов можно пренебречь, несмотря на нарушение сильного неравенства  $l < d$ . На тех же основаниях можно утверждать, что в наших опытах отсутствовало дополнительное затухание, связанное с возбуждением поверхностных геликонных мод [11].

Как видно из рис. 1, при переходе в промежуточное состояние затухание геликонов заметно уменьшается, приближаясь к постоянному значению при  $H \lesssim (3/4)H_c$ . Мы измерили относительное изменение затухания геликонов  $l_i / l_n$  для образца 1 ( $d = 4 \text{ мкм}$ ) при различных температурах, для образцов 2 и 3 того же диаметра, но с большим количеством примесей и для образца 4,  $d = 2 \text{ мкм}$ . Кроме того были проведены измерения на образце 4, подвергнутом пластической деформации (немалой изгиба). Результаты этих измерений представлены на рис. 2. Видно, что все экспериментальные результаты в пределах погрешности измерений описываются формулой  $l_i / l_n = 1 + l_i / d$ . Эта формула совпадает с соотношением Нордгейма, аппроксимирующим зависимость проводимости тонких цилиндрических образцов в нормальном состоянии от отношения  $l/d$  с точностью  $\lesssim 5\%$  (см., например, [12]). Величина  $l_i$ , при этом соответствует длине пробега электронов в массивном металле, в то время как  $l_n$  уменьшена вследствие рассеяния электронов на поверхности образца.

В заключение следует отметить, что если осуществить условия, при которых в нормальном состоянии наблюдается большое нелокальное затухание геликонов типа циклотронного затухания или затухания Ландау, то при переходе в промежуточное состояние затухание геликонов должно уменьшиться еще сильнее, чем в данных опытах, приближаясь к своему локальному значению  $1/\Omega_r$ . Таким образом, измерение затухания геликонов в образцах, находящихся в промежуточном состоянии, дает удобный способ измерения средней длины свободного пробега электронов, не осложненный поправками на нелокальность и рассеяние на поверхности.

Авторы выражают искреннюю благодарность Л.М.Шпельтеру за изготовление высококачественных образцов, сотрудникам Института физики твердого тела Р.К.Николаеву и А.Д.Бронникову за предоставленный индий сверхвысокой чистоты.

Институт физических проблем  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
4 апреля 1974 г.

### Литература

- [1] B.W.Maxfield, E.F.Johnson. Phys. Rev. Lett., 15, 677, 1965.
- [2] A.Kushnir, W.McLean, A.Kasdan, B.Maxfield. Phys. Rev., B3, 3812, 1971.

- [3] А.Ф.Андреев. ЖЭТФ, 51, 1510, 1966.
  - [4] R.Bowers, C.Legendy, F.Rose. Phys. Rev. Lett., 7, 339, 1961.
  - [5] З.А.Канер, В.Г.Скобов. УФН, 89, 367, 1966.
  - [6] Р.Т.Мина, М.С.Хайкин. ЖЭТФ, 48, 111, 1965.
  - [7] И.П.Крылов, В.Ф.Гантмахер. ЖЭТФ, 51, 740, 1966.
  - [8] R.Shaw, D.Mapother, D.Hopkins. Phys. Rev., 120, 88, 1960.
  - [9] R.Bowers. Plasma effects in solids, p. 19 (Dunod, Paris, 1965).
  - [10] Е.П.Вольский, В.Т.Петрашов. ЖЭТФ, 64, 254, 1973.
  - [11] Goodman. Phys. Rev., 171, 641, 1969.
  - [12] Р.Чэмберс. Физика металлов. I. Электроны под ред. Займана, стр. 209, М., 1972.
-