

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ЭЛЕКТРОНОВ С ТЕПЛОВЫМИ ФОНОНАМИ ПРИ НИЗКИХ ТЕМПЕРАТУРАХ В ПЛЕНКАХ $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$

Э.Э.Аксаев, Е.М.Гершензон, Г.Н.Гольцман,
А.Д.Семенов, А.В.Сергеев

В пленках YBaCuO при низких температурах изучено время электрон-фононного взаимодействия τ_{eph} , которое измеряется как время релаксации сопротивления в резистивном состоянии сверхпроводника, а также определяется по увеличению сопротивления под действием излучения. Согласованные результаты этих методов свидетельствуют, что релаксация сопротивления в резистивном состоянии обусловлена остыванием электронной подсистемы относительно фононной. Найдено, что τ_{eph} обратно пропорционально температуре и составляет 80 пс при $T = 1,6$ К и 5 пс при $T = 30$ К.

Изучение рассеяния носителей заряда занимает важное место в исследованиях физики высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП). Однако, данные по температурнозависимой части сопротивления, теплопроводности, термоэдс, флуктуационным явлениям допускают многочисленные интерпретации, связанные с выбором механизма неупругого рассеяния электронов, учетом транспортности и процессов переброса. В этой связи большой интерес представляет изучение скорости остывания электронной подсистемы относительно фононов, обусловленной только электрон-фононным взаимодействием. Ранее было найдено, что при гелиевых температурах время электрон-фононного взаимодействия τ_{eph} , измеряемое в условиях слабой неравновесности как время релаксации сопротивления в резистивном состоянии сверхпроводника, в пленках YBaCuO по порядку величины короче τ_{eph} для традиционных сверхпроводников^{1,2}. Целью настоящей работы является изучение температурной зависимости τ_{eph} на основе непосредственных измерений скорости релаксации сопротивления и с помощью квазистационарных измерений увеличения сопротивления под действием излучения.

Отметим, что для традиционных сверхпроводников применяемые методики дают согласованные результаты, адекватные другим методам определения τ_{eph} ³. Однако, их использование для пленок ВТСП имеет существенное отличие. В области гелиевых температур для обычных сверхпроводников условие фононного термостата (т.е. разогрев лишь электронной подсистемы) выполнялось за счет малой толщины пленок d : в этом случае время фонон-электронного рассеяния $\tau_{phe}(T)$ должно быть короче времени ухода теплового фонона из пленки $\tau_{es} \propto d$. Но с повышением температуры это условие нарушается, и в стационарных измерениях наблюдается нагрев пленки как целого. Однако, в случае большой фононной теплоемкости по сравнению с электронной для быстропротекающих процессов в электронной подсистеме (с характерной постоянной времени, меньшей эффективного времени τ_{phe}) фононы в пленке могут играть роль термостата^{1,2}.

В эксперименте были использованы пленки состава $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ толщиной 0,1–1 мкм, полученные лазерным испарением и магнетронным распылением на подложках из Al_2O_3 или BaF_2 с подслоем ZrO_2 и MgO с подслоем BaSrTiO_3 . Сверхпроводящий переход с началом около 92 К имел ширину приблизительно 10 К. Образцы представляли собой полоски шириной 0,5 и длиной 4 мм. Регистрировался отклик образца, включенного в схему генератора тока, в виде изменения напряжения на нем ΔU под действием излучения в зависимости от температуры $T = 1,5$ –90 К, тока $I = 0$ –10 мА и магнитного поля $B = 0$ –5 Тл в диапазоне длин волн $\lambda = 3$ –0,3 мм и при $\lambda = 0,8$ мкм. Измерялись также вольт-амперные характеристики и температурная крутизна напряжения $dU/dT = I \cdot dR/dT$.

Для измерений коротких времен релаксации нами разработаны два метода: в первом использовался полупроводниковый гетеролазер с длительностью импульса 20 пс, а во втором –

ЛОВ с плавной перестройкой частоты f амплитудной модуляции излучения от низких частот до 12 ГГц. Однако, в импульсном методе даже с использованием строб-интегрирования не удается достичь высокой чувствительности из-за большой скважности импульсов и недостаточной их стабильности. В результате минимальная мощность излучения в импульсе, доступная для измерения, на несколько порядков больше, чем при синусоидальной модуляции и не позволяет изучать линейную релаксацию. Поэтому в основном использовался второй метод ⁴, в котором одна из двух одинаковых ЛОВ фиксируется по частоте, а другая плавно перестраивается питающим напряжением. Регистрация производится на частоте биений f . Если релаксация описывается одним временем τ , $\Delta U(f) = \Delta U(0)[1 + (2\pi f\tau)^2]^{-1/2}$.

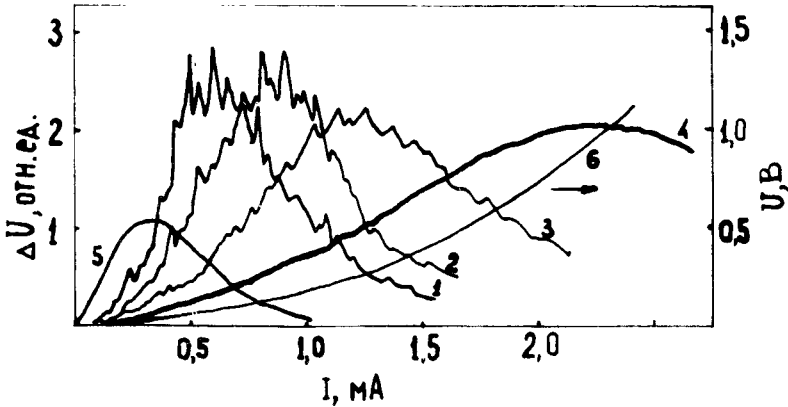


Рис. 1. Зависимости $\Delta U(I)$ при $T = 4,2$ К и $B = 0$ для различных длин волн излучения λ (мм): 1 – 2,2, 2 – 1,3, 3 – 0,8, 4 – 0,3 и $8 \cdot 10^{-4}$; кривая 5 – зависимости $\Delta U(I)$ при $T = 4,2$ К и $B = 3$ Тл для различных длин волн; 6 – типичная вольт-амперная характеристика

Результаты измерений показывают, вообще говоря, сосуществование в исследуемом диапазоне волн двух явлений: эффекта Джозефсона на межгранульных слабых связях (МСС) и электронного разогрева в резистивном состоянии гранул. В зависимости от степени гранулированности пленок и свойств межгранульных барьеров меняются области преобладания этих явлений, а если используется монокристаллический участок пленки или на барьерах отсутствует эффект Джозефсона, наблюдается лишь электронный разогрев. Так, на рис. 1 для одной из гранулированных пленок представлены зависимости $\Delta U(I)$ при $T = 4,2$ К, $B = 0$ и $B = 3$ Тл для различных длин волн излучения. В длинноволновом участке спектра преобладает эффект Джозефсона на МСС, для которого характерен сдвиг максимума ΔU , пропорциональный частоте, пики ΔU на ступеньках Шапиро и др. Здесь электронный разогрев доминирует для $\lambda \leq 0,4$ мм при $B = 0$ и во всем диапазоне волн, когда эффект Джозефсона подавлен магнитным полем. Последнее обстоятельство определяло одно из условий измерения τ_{eph} : приведенные ниже результаты получены в магнитном поле $B = 3,5$ Тл, хотя в ряде случаев они совпадают с данными для $B = 0$.

На рис. 2 приведены значения τ_{eph} для одного из исследовавшихся образцов, полученные непосредственно из зависимостей $\Delta U(f)$ в интервале температур 1,5–4,2 К. При $T > 4,2$ К τ_{eph} оказывается короче 20 пс и выходит из доступного нам диапазона измерений.

Расчет τ_{eph} с помощью квазистационарной методики основан на уравнении энергетического баланса с коэффициентом теплоотдачи от электронов к фононам $G_e = c_e/\tau_{eph}$ ³, тогда

$$\Delta U(f) = \frac{dU}{dT} P \frac{\tau_{eph}}{c_e} [1 + (2\pi f\tau)^2]^{-1/2}, \quad (1)$$

где P – мощность излучения, поглощаемая в единице объема, $c_e = \gamma T$ – электронная теплоемкость. Температурная зависимость τ_{eph} определялась согласно (1), как $\tau_{eph}(T) \propto T \Delta U \cdot (\partial U / \partial T)^{-1}$, где ΔU измерялось при $f = 100$ МГц. На рис. 2 полученная зависимость $\tau_{eph}(T)$ привязана к значению τ_{eph} , измеренному при $T = 4,2$ К. Здесь же приведены обработанные нами результаты измерений dU/dT и ΔU на аналогичных образцах из работы ⁵. Авторы ⁵ связывают свои данные с болометрическим эффектом. Однако, как мы уже отмечали ^{1,2}, непосредственно наблюдаемое время релаксации по крайней мере на порядок короче минимального болометрического времени τ_{es} для этих пленок, оно не зависит явно от толщины пленки, а также от акустического согласования пленки и подложки, и поэтому имеет неболометрическую природу. При азотных температурах "хвосты" на зависимостях $\Delta U(f)$ на низких частотах $f < 1$ МГц, показывают, что болометрический эффект не описывается одной постоянной времени и определяется теплопроводностью подложки. Возрастание $T \Delta U \cdot (\partial U / \partial T)^{-1}$ при $T \geq 40$ К (рис. 2), по-видимому, не имеет отношения к температурной зависимости τ_{eph} и связано с измерением ΔU на недостаточно высоких частотах модуляции ⁵, где проявляется болометрический эффект.

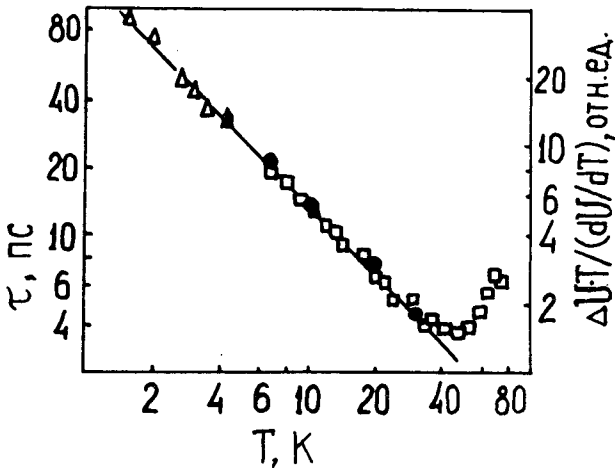


Рис. 2. Зависимость $\tau_{eph}(T)$: Δ – значения τ , полученные из зависимостей $\Delta U(f)$, \circ – зависимость $\Delta U T \cdot (dU/dT)^{-1}$ привязана к значению τ при $T = 4,2$ К; \square – та же зависимость по данным работы ⁵. Сплошная линия соответствует зависимости $\tau_{eph} \propto T^{-1}$

Согласованные результаты, получающиеся при использовании двух методов определения τ_{eph} , свидетельствуют об однородном характере энергетической релаксации, т.е. показывают, что диффузия квазичастиц не играет существенной роли в релаксации.

Основным результатом настоящей работы является обнаружение температурной зависимости $\tau_{eph} \propto T^{-1}$. Ее интерпретация может быть связана с рядом попыток объяснить за счет электрон-фононного взаимодействия линейный температурный ход сопротивления, который наблюдается в пленках сверхпроводящих купратов (в том числе и с низкими T_c) начиная с гелиевых температур. Наиболее простым объяснением зависимости $\tau_{eph} \propto T^{-1}$ служит рассеяние электронов на изгибных колебаниях с законом дисперсии $\omega \propto q^2$ ⁶, которые могут определяться как сложной структурой купратов, так и морфологией самой пленки.

Изучение τ_{eph} в пленках ВТСП представляют интерес и с практической точки зрения, т.к. позволяет прогнозировать характеристики различных детектирующих и переключающих устройств ².

Работа поддерживается Научным советом по проблеме ВТСП и выполняется в рамках проекта № 40 Государственной программы "Высокотемпературная сверхпроводимость".

Литература

1. Гершензон Е.М. и др. Письма в ЖЭТФ, 1987, 46, 226.
2. *Gershenzon E.M. et al.* In Ext. Abs. of Int. Supercond. Electr. Conf. Tokyo, June 12–13, 1989, p. 214–217.
3. Гершензон Е.М. и др. ЖЭТФ, 1984, 86, 758.
4. Гершензон Е.М. и др. ПТЭ, 1987, № 4, 131.
5. *Braginski A.I. et al.* In Ext. Abs. of Int. Supercond. Electr. Conf. Tokyo, June 12–13, 1989, p. 482–487.
6. *Kresin V.Z. et al.* J. of Supercond., 1988, 1, 327.

Московский педагогический институт
им. В.И.Ленина

Поступила в редакцию
7 августа 1989 г.
