

**ВЕРХНЕЕ КРИТИЧЕСКОЕ МАГНИТНОЕ ПОЛЕ
И ЭЛЕКТРОННЫЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ
СВЕРХПРОВОДЯЩИХ СОЕДИНЕНИЙ
NbC, Nb₃Sn, RBa₂Cu₃O₇ (R = Y, Ho)**

© Н.П.Шабанова, С.И.Красновободцев, В.С.Ноздрин, А.И.Головашкин

Физический институт им. П.Н.Лебедева Российской академии наук,
117924 Москва, Россия

(Поступила в Редакцию 13 декабря 1995 г.)

Для сверхпроводящих соединений трех различных классов проведено сравнительное исследование изменения верхнего критического магнитного поля H_{c2} и наклона его температурной зависимости $-dH_{c2}/dT$ с концентрацией дефектов структуры. Для пленок NbC с критической температурой $T_c = 12.0$ К, Nb₃Sn с $T_c = 17.9$ К и высокотемпературных сверхпроводников RBa₂Cu₃O₇ (R = Y, Ho) с $T_c = 91$ К получены зависимости $-dH_{c2}/dT$ от удельного сопротивления. Разработан на основе теории ГЛАГ прямой способ получения комплекса электронных характеристик по параметрам этой зависимости, дающий самостоятельные значения плотности электронных состояний на уровне Ферми $N(0)$, среднего квадрата скорости Ферми $\langle v^2 \rangle$. Сравнивается роль этих характеристик в формировании критических параметров данных соединений.

Экспериментальное определение параметров сверхпроводящего состояния и важнейших электронных характеристик, таких как длина когерентности ξ , плотность электронных состояний на уровне Ферми $N(0)$, скорость Ферми v , является ключевой задачей при исследовании природы сверхпроводимости различных материалов. Эти характеристики могут быть получены на основе измерений температурной зависимости верхнего критического поля $H_{c2}(T)$ [1-7]. При этом, как правило, дополнительно привлекаются данные по теплоемкости [2], позволяющие определить величину $N(0)$, либо результаты оптических измерений, которые позволяют найти концентрацию электронов проводимости N [3,5].

Одним из наиболее привлекательных методов оценки $N(0)$ является измерение температурной зависимости теплоемкости при низких температурах, откуда можно определить коэффициент γ при электронной теплоемкости: $\gamma = 2\pi^2 k^2 N(0)/3$, где k — постоянная Больцмана, $N(0)$ относится к одной ориентации спина. Однако такие измерения сильно затруднены в ряде случаев, например для образцов в виде пленок, поскольку их масса чрезвычайно мала по сравнению с подложкой, или для высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП), переводение которых в нормальное состояние при низких температурах требует ги-

антских магнитных полей. В подобных случаях нужен другой экспериментальный метод определения $N(0)$.

Величина $N(0)$ может быть получена непосредственно в результате измерений $H_{c2}(T)$ и удельного сопротивления ρ из соотношения $H_{c2} \sim N(0)\rho$, для материалов с небольшой длиной свободного пробега электронов l , например сверхпроводящих сплавов и соединений, где $\xi \ll l$.

В общем случае связь H_{c2} , ρ и электронных характеристик ($N(0)$, v , N) имеет более сложный вид [2]. Для достаточно чистых сверхпроводников $H_{c2} - H_{c2}^0 \sim N(0)\rho$ [7], где H_{c2}^0 — критическое поле чистого предела. Именно для оценки чистого вклада требуются дополнительные данные. В работе [2] на основе теории Гинзбурга-Ландау-Абрикосова-Горькова (ГЛАГ) для пленок соединений $A15$ Nb_3Sn и V_3Si был получен целый комплекс электронных характеристик. Для этого привлекалась величина γ из измерений теплоемкости монокристалла. Однако использование данных, полученных для разных типов образцов, не всегда желательно, поскольку в ряде случаев материалы, синтезированные в виде пленок, обладают свойствами, отличающимися от свойств массивных образцов.

В [8] предложен метод определения электронных характеристик сверхпроводящих материалов, в котором отпадает необходимость нормировки на γ или N даже для общего случая (при любом соотношении ξ/l). Он разработан на базе теории ГЛАГ с учетом анизотропии масс и оперирует не с параметрами отдельного образца, как в [2,3,5], а с зависимостью H_{c2} от ρ . Хотя такой подход требует накопления экспериментального материала для образцов с различной концентрацией дефектов, его преимуществом является получение самостоятельных оценок H_{c2}^0 и комплекса характеристик, включая $N(0)$ и средний по поверхности Ферми квадрат скорости Ферми (v^2).

В настоящей работе на основе данного метода исследуются соединения NbC ($T_c = 12.0$ K) с кубической структурой $B1$, Nb_3Sn ($T_c = 17.9$ K) со слабо анизотропной тетрагональной структурой $A15$, резко анизотропные слоистые высокотемпературные сверхпроводники $NoBa_2Cu_3O_7$ и $YBa_2Cu_3O_7$ ($T_c = 91$ K).

1. Экспериментальные данные

Эпитаксиальные пленки ВТСП с ориентированной перпендикулярно подложке осью c и пленки NbC получены методом лазерного испарения, пленки Nb_3Sn — электронно-лучевым методом. Технологические детали синтеза опубликованы в работах [5,7,9,10]. Концентрация дефектов структуры менялась облучением ионами гелия высокой энергии, а также термообработкой [8,11,12].

Измерялись переходы в сверхпроводящее состояние по сопротивлению в постоянном магнитном поле. Для NbC и Nb_3Sn наблюдались резкие переходы с небольшим температурным уширением (рис. 1, 2), характерные для однородных структур с хорошим пиннингом магнитного потока.

В случае $RBa_2Cu_3O_7$ ($R = Y, No$) наблюдалось сильное уширение переходов, особенно значительное в перпендикулярном плоскостям ab

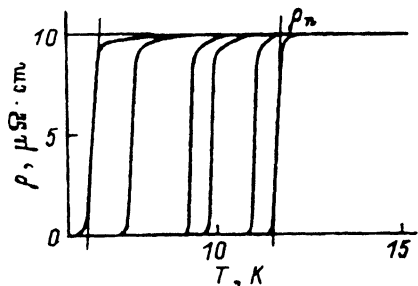


Рис. 1. Переходы в сверхпроводящее состояние пленки NbS в перпендикулярном магнитном поле 0, 1, 3, 4, 7 и 9 кОе.

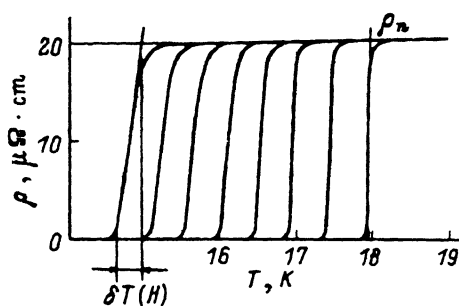


Рис. 2. Переходы в сверхпроводящее состояние пленки Nb₃Sn в перпендикулярном магнитном поле 0, 10, 20, 30, 40, 50, 60 и 70 кОе.

Показана ширина перехода $\delta T(H)$ в отсутствие поля и при $H = 70$ кОе.

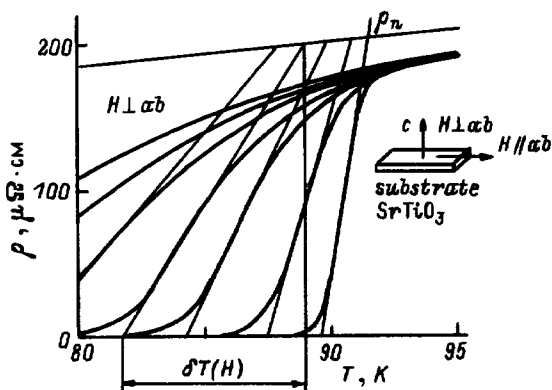
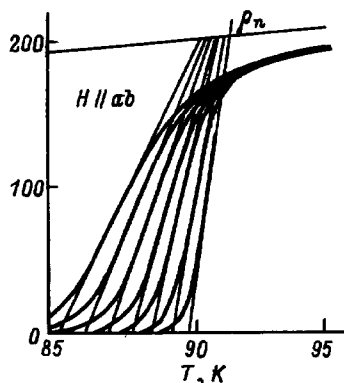


Рис. 3. Резистивные переходы эпитаксиальной пленки YBa₂Cu₃O₇ в магнитном поле 0, 10, 30, 50, 80, 110, 150 кОе двух ориентаций.



магнитном поле (рис. 3). Как показывают литературные данные, сильная зависимость формы резистивного перехода ВТСП от магнитного поля эпитаксиальных пленок и монокристаллов [11-14] несущественно меняется с улучшением их качества и является принципиальным свойством этих соединений [15,16].

2. Температурная зависимость $H_{c2}(T)$

Верхнее критическое поле тонкой пленки сверхпроводника второго рода в перпендикулярном магнитном поле [17] совпадает с критическим полем H_{c2} массивного материала [18]. Вблизи T_c зависимость $H_{c2}(T)$ описывается линейным законом и определяется параметрами сверхпроводящего состояния

$$H_{c2}(T) = \frac{4\pi\delta^2(0)H_c^2(0)}{\Phi_0}(1 - T/T_c). \quad (1)$$

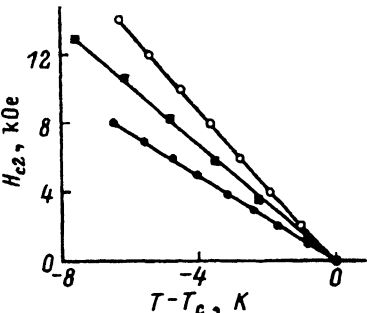


Рис. 4. Температурные зависимости верхнего критического поля H_{c2} пленок NbC с $T_c = 12$ K с различной концентрацией дефектов структуры.

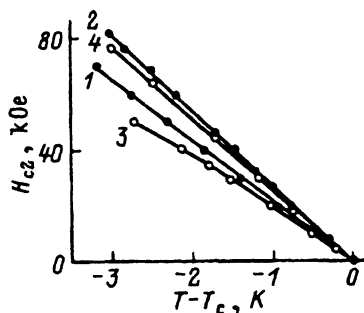


Рис. 5. Температурные зависимости верхнего критического поля H_{c2} для Nb₃Sn с различной концентрацией дефектов: пленки с $T_c = 17.9$ K до (1) и после (2) облучения ионами гелия и холодноосажденной пленки с $T_c = 4$ K до (3) и после (4) отжига.

Здесь $\delta(0)$ и $H_c(0)$ — глубина проникновения магнитного поля и термодинамическое критическое поле при $T = 0$, $\delta(T) = \delta(0)(1 - T/T_c)^{-1/2}$, $\Phi_0 = \pi \hbar c / e = 2.07 \cdot 10^{-7}$ G · cm — квант магнитного потока.

В параллельном магнитном поле критическое поле пленки может существенно отличаться от $H_{c2}(T)$, поскольку зависит от ее толщины, если она меньше или соизмерима с длиной когерентности [19]. Среди исследованных образцов этот эффект существен только для тонких пленок NbC [7]. Кроме того, даже для образцов большой толщины резистивный метод измерения чувствителен к поверхностной сверхпроводимости в параллельном поле выше H_{c2} [19], степень проявления которой зависит от качества поверхностного слоя [20].

Таким образом, температурная зависимость критического поля H_{c2} сверхпроводника в виде пленки может быть получена по вызванному перпендикулярным ей магнитным полем температурному сдвигу фазового перехода. При условии хорошего пиннинга потока фазовый переход может определяться резистивным методом.

Отсутствие значительного уширения резистивного перехода в магнитном поле в случае соединений NbC и Nb₃Sn позволило измерить $H_{c2}(T)$ с хорошей точностью. Температура перехода определялась по уровню $\rho = 0.5\rho_n$, ρ_n — удельное сопротивление в нормальном состоянии вблизи перехода. Результаты для образцов с различной концентрацией дефектов приведены на рис. 4, 5.

С учетом соотношения $H_{c2} = \sqrt{\kappa} H_c$, где κ и $\xi(T)$ — параметр и длина когерентности Гинзбурга-Ландау, $\kappa = \delta(0)/\xi(0)$, $\xi(T) = \xi(0)(1 - T/T_c)^{-1/2}$, выражение (1) преобразуется к виду $H_{c2}(T) = \Phi_0 / 2\pi \xi^2(T)$. Из экспериментальной зависимости $H_{c2}(T)$ можно определить наклон $-dH_{c2}/dT$ и оценить параметр $\xi(0)$

$$-dH_{c2}/dT = \frac{\Phi_0}{2\pi T_c \xi^2(0)}. \quad (2)$$

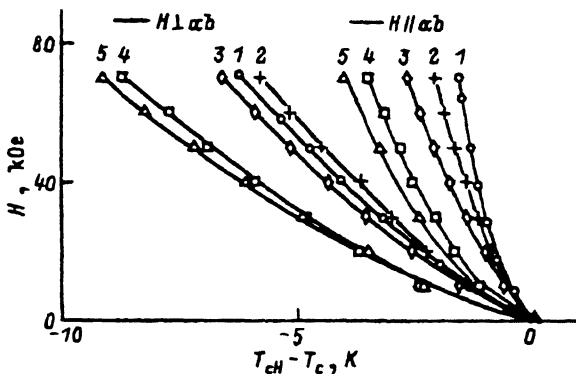


Рис. 6. Зависимости температуры середины перехода T_{cH} от магнитного поля H эпитаксиальной пленки $\text{HoBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$, облученной различными флюенсами ионов He^{++} (3.6 MeV).

F (cm^{-2}): 1 — 0, 2 — $1 \cdot 10^{15}$, 3 — $3 \cdot 10^{15}$, 4 — $1 \cdot 10^{16}$, 5 — $1.3 \cdot 10^{16}$.

Для NbS и Nb_3Sn различный наклон кривых на рис. 4, 5 для образцов с одинаковой критической температурой соответствует различной длине когерентности $\xi(0)$.

В случае высокотемпературных сверхпроводников определение $H_{c2}(T)$ является проблемой [21]. В частности, в настоящее время непонятно, каким образом по растянутому резистивному переходу ВТСП в магнитном поле определить температуру фазового перехода из нормального состояния в сверхпроводящее [15,16]. Наблюдается типичная для ВТСП положительная кривизна зависимостей температуры середины резистивного перехода от магнитного поля (рис. 6). В противоположность обычным сверхпроводникам они в большой степени определяются изменением ширины перехода [11,22]. Поэтому представляет интерес показанный в пункте 3 раздела 4 способ оценки изменений H_{c2} этих соединений с концентрацией радиационных дефектов.

3. Связь H_{c2} , ρ и электронных характеристик

Для анализа зависимости наклона $-dH_{c2}/dT$ от удельного сопротивления воспользуемся выражениями теории ГЛАГ для длины когерентности, следующими из уравнений Горькова для анизотропного сверхпроводника [23] с учетом рассеяния электронов на дефектах структуры [24], а также выражениями для параметров нормального состояния, учитывающими анизотропию электронной массы.

Анизотропия параметров материала определяется тензором эффективной массы m_{ij} и выражается через средние по поверхности Ферми значения скорости Ферми [24–26]: $N/m_{ij} = 2N(0)\langle v_i v_j \rangle$. В приводимых соотношениях $N(0)$ дается в расчете на один спин. Если анизотропия энергетической щели мала, можно пренебречь отличием эффективных масс нормального и сверхпроводящего состояния [23].

Для анизотропных сверхпроводников выражение для критического поля может быть записано в следующем виде [27,28]:

$$H_{c2i}(T) = \sqrt{2\kappa_j \kappa_k} H_c(T) = \frac{\Phi_0}{2\pi \xi_j(0) \xi_k(0)} (1 - T/T_c), \quad (3)$$

$$-dH_{c2i}/dT = \frac{\Phi_0}{2\pi T_c \xi_j(0) \xi_k(0)}. \quad (4)$$

Уравнения Горькова позволяют получить выражение для длины когерентности чистого анизотропного сверхпроводника. При диагональном тензоре масс $\xi_i \sim 1/\sqrt{m_{ii}}$

$$\xi_i(0) = \left(\frac{7\zeta(3)}{4} \right)^{1/2} \frac{\hbar \langle v_j v_i \rangle^{1/2}}{2\pi k T_c}, \quad (5)$$

$\zeta(3) = 1.202$. Для материала с кубической структурой, рассматриваемого далее, $\langle v_x^2 \rangle = \langle v_y^2 \rangle = \langle v_z^2 \rangle = \frac{1}{3} \langle v^2 \rangle$. Рассеяние электронов считалось изотропным и учитывалось по аналогии с выражением для изотропного случая [24] домножением на функцию $\sqrt{\chi}$ времени релаксации электронов τ [25,29]

$$\xi(0) = \eta \xi \left(\frac{7\zeta(3)}{12} \right)^{1/2} \frac{\hbar \langle v^{*2} \rangle^{1/2}}{2\pi k T_c} \sqrt{\chi}, \quad (6)$$

$$\chi(\lambda_{tr}) = \frac{R(\lambda_{tr})}{1 + \lambda_{tr}}. \quad (7)$$

$R(\lambda_{tr})$ изменяется от $R(0) = 1$ до $R(\infty) = \pi^2/7\zeta(3) = 1.173$ [6].

$$\lambda_{tr} = \frac{\hbar}{2\pi k T_c \tau^*} = 0.882 \frac{\xi_0}{l}, \quad (8)$$

$\xi_0 = 0.18\hbar \langle v^* \rangle / k T_c$ — длина когерентности микротемории. Для сферы Ферми $\xi(0) = 0.74 \xi_0 \sqrt{\chi}$. Выражения записаны для сверхпроводника с сильной связью.

Учет эффектов сильной связи с константой электрон-фононного взаимодействия λ сводится к перенормировке электронных характеристик (в данном случае $\tau^* = \tau(1 + \lambda)$, $v^* = v/(1 + \lambda)$, $N^*(0) = N(0)(1 + \lambda)$) и поправке в виде множителя η_x к различным параметрам X [30,31]. Обычно величины η_x близки к единице.

В силу соотношений (2), (6), (7) имеем

$$-dH_{c2}/dT = \frac{\eta}{R(\lambda_{tr})} \frac{24\pi^2 c k^2}{7\zeta(3) e \hbar} \frac{T_c}{\langle v^{*2} \rangle} (1 + \lambda_{tr}). \quad (9)$$

Поправка к H_{c2} обозначена как η . Согласно (9) выражение получено Батлером из уравнений Элиашберга [25]. Считается, что влияние анизотропии на температурную зависимость невелико и оно уменьшается из-за рассеяния на дефектах [32].

Из (9) следует, что верхнее критическое поле растет при сокращении времени релаксации с увеличением концентрации дефектов, поскольку $\lambda_{tr} \sim 1/\tau^*$. Для анализа экспериментальных данных эту зависимость удобно выразить через удельное сопротивление. Учитывая, что согласно [26],

$$\rho = \frac{m}{N} \frac{1}{e^2 \tau^*} = \frac{3}{2c^2 N^*(0) \langle v^2 \rangle} \frac{1}{\tau^*}, \quad (10)$$

из (8), (9) получим

$$-dH_{c2}/dT R(\lambda_{tr}) = -dH_{c2}^0/dT + \eta \frac{8\pi e c k}{7\zeta(3)} N^*(0) \rho_n, \quad (11)$$

где

$$-dH_{c2}^0/dT = \eta \frac{24\pi^2 c k^2}{7\zeta(3) e \hbar} \frac{T_c}{\langle v^2 \rangle}. \quad (12)$$

Таким образом, установлена связь измеряемых величин $-dH_{c2}/dT$, T_c и ρ_n и электронных характеристик.

В приближении сферы Ферми с точностью до близкого к единице множителя $R(\lambda_{tr})$ верхнее критическое поле сверхпроводника представляется суммой выражений для предельных случаев $l \gg \xi_0$ и $l \ll \xi_0$. При изменении концентрации дефектов первое («чистое») слагаемое в (11) остается постоянным, а второе («грязное») слагаемое возрастает с ростом удельного сопротивления.

В реальном сверхпроводнике при размытии сложной поверхности Ферми из-за дефектов чистый терм (12) чувствителен к изменению $\langle v^2 \rangle$ (согласно теореме Андерсона, величина T_c сохраняется [33]). Однако при небольших концентрациях дефектов, когда изменение $\langle v^2 \rangle$ незначительно, величина $-dH_{c2}^0/dT$ постоянна. Тогда, пока $N^*(0)$ является константой, зависимость $-dH_{c2}/dT R(\lambda_{tr})$ от ρ_n будет линейной.

В пределе грязного сверхпроводника должен наблюдаться подобный линейный участок, поскольку в (11) остается только второе слагаемое. В промежуточной области $l \sim \xi_0$ рассматриваемая зависимость может быть нелинейной даже при постоянной $N^*(0)$, если размытие поверхности Ферми из-за дефектов приводит к изменению $\langle v^2 \rangle$.

Аналогичные результаты могут быть получены и для анизотропных слоистых сверхпроводников [8]. При ориентации магнитного поля перпендикулярно слоям в соотношениях (6), (9), (10) и (12) для характеристик, соответствующих плоскостям ab , производится замена $\langle v^2 \rangle$ на $3\langle v_{ab}^2 \rangle/2$ [29], соотношение (11) сохраняется.

4. Получение электронных характеристик по зависимости H_{c2} от ρ_n

Хотя $R(\lambda_{tr})$ является функцией времени релаксации, она всегда близка к единице. Поэтому полученная в эксперименте зависимость $-dH_c/dT$ от ρ_n должна слабо отличаться от линейной при низкой концентрации дефектов и может быть использована для расчета с небольшой погрешностью. Экстраполяция зависимости к $\rho_n = (0)$ дает значение наклона «чистого предела» $-dH_{c2}^0/dT$ [4,8]. Определение этого

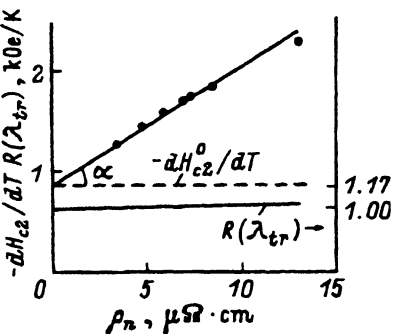


Рис. 7. Зависимость $-dH_{c2}/dT R(\lambda_{tr})$ и $R(\lambda_{tr})$ от удельного сопротивления ρ_n для NbC с $T_c = 12$ К.

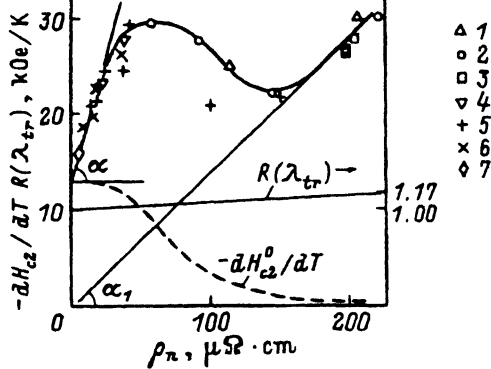


Рис. 8. Зависимость $-dH_{c2}/dT R(\lambda_{tr})$ и $R(\lambda_{tr})$ от удельного сопротивления ρ_n Nb₃Sn.

1-3 — данные для холодноосажденных пленок в различных стадиях отжига, 4 — облученные пленки, 5-7 — данные работ [1,2,43].

параметра позволяет получить многие характеристики. Для точного расчета можно вычислить изменение $R(\lambda_{tr})$ с ρ_n . Сравнив (9) и (12), получим

$$\lambda_{tr} = \frac{dH_{c2}/dT R(\lambda_{tr}) - dH_{c2}^0/dT}{dH_{c2}^0/dT}. \quad (13)$$

Приравняв $R(\lambda_{tr})$ к единице, имеем приближенное выражение для вычисления $\lambda_{tr}(\rho_n)$ по зависимости $-dH_{c2}/dT$ от ρ_n , что позволяет найти $R(\lambda_{tr})$ из графика или при $\lambda_{tr} < 1$ из выражения $R(\lambda_{tr}) = 1 + 0.0352\lambda_{tr} - 0.0096\lambda_{tr}^2$, приведенных в [6].

Таким образом, по экспериментальным данным легко построить зависимость $-dH_{c2}/dT R(\lambda_{tr})$ от ρ_n . Она дает уточненное значение $-dH_{c2}^0/dT$. На рис. 7 показан пример такой зависимости для NbC.

Соотношение (12) дает

$$\langle v^{*2} \rangle = \frac{24\pi^2 ck^2}{7\zeta(3)e\hbar} \eta \frac{T_c}{-dH_{c2}^0/dT} = 3.17 \cdot 10^{16} \eta \frac{T_c}{-dH_{c2}^0/dT}. \quad (14)$$

Из (11) следует, что угол наклона α рассматриваемой зависимости (рис. 7) определяется значением $N^*(0)$

$$N^*(0) = \frac{7\zeta(3) 9 \cdot 10^{11}}{8\pi eck} \frac{1}{\eta} \operatorname{tg} \alpha = 1.52 \cdot 10^{26} \frac{1}{\eta} \operatorname{tg} \alpha, \\ \operatorname{tg} \alpha \equiv \frac{|dH_{c2}/dT R(\lambda_{tr}) - dH_{c2}^0/dT|}{\rho_n}. \quad (15)$$

Здесь наклон дан в Oe/K, ρ — в $\omega \cdot \text{см}$, $N^*(0)$ — в состояниях $\text{erg} \cdot \text{см}^3 \cdot \text{spin}$.

Отношение ξ_0/l определяется из (13) с учетом (8)

$$\frac{\xi_0}{l} = 1.134\lambda_{tr} = 1.134 \frac{dH_{c2}/dT R(\lambda_{tr}) - dH_{c2}^0/dT}{dH_{c2}^0/dT}. \quad (16)$$

В чистом пределе $\xi(0) = 0.74\xi_0$. С учетом (2) для оценки ξ_0 имеем

$$\xi_0 = \frac{2.46 \cdot 10^{-4}}{\sqrt{-dH_{c2}^0/dTT_c}}. \quad (17)$$

Длина свободного пробега l получается из отношения ξ_0/l .

Предложенный выше способ определения величины $-dH_{c2}^0/dT$, фигурирующей в (13)–(17), позволил избежать привлечения дополнительных экспериментальных данных, используемых ранее для оценки критического поля чистого предела [2,5].

Можно найти и другие характеристики. Для глубины проникновения магнитного поля [2,27] получаем

$$\delta(0) = \frac{\delta_L(0)}{\sqrt{2}} \frac{1}{\sqrt{\chi}} = \frac{\delta_L(0)}{\sqrt{2}} \left(\frac{1 + \lambda_{tr}}{R(\lambda_{tr})} \right)^{1/2},$$

$$\delta_L(0) = \eta \delta \frac{c}{e} \left(\frac{3}{8\pi N^*(0) \langle v^{*2} \rangle} \right)^{1/2} = 2.16 \cdot 10^{19} \eta \delta \left(\frac{1}{N^*(0) \langle v^{*2} \rangle} \right)^{1/2}. \quad (18)$$

Параметр Гинзбурга–Ландау χ вычисляется из (17), и (18): $\chi = \delta(0)/\xi(0)$.

Из выражения для удельного сопротивления кубического материала [34] может быть найдено отношение площади поверхности Ферми S к площади сферы Ферми S_0 свободных электронов с валентной концентрацией N_{val} [2,5]

$$\frac{S}{S_0} = \frac{1.27 \cdot 10^4}{N_{val}^{2/3} \rho_n l}. \quad (19)$$

Зная $N^*(0)$, можно рассчитать коэффициент при электронной теплоемкости

$$\gamma = \frac{2}{3} \pi^2 k^2 N^*(0) = 1.254 \cdot 10^{-31} N^*(0). \quad (20)$$

Для получения характеристик по зависимости $-dH_{c2}/dT$ от ρ из соотношений (13)–(20) дополнительно требуются лишь поправки на сильную связь η_x . В приближении БКШ имеем $\eta_x = 1$. Значения η_x и λ могут быть вычислены по отношению энергетической щели Δ к T_c [2,35], найденному, например, из экспериментов по туннелированию.

Зная λ , можно найти зонные характеристики $N(0)$ и $\langle v^2 \rangle$, а также плазменную частоту $\omega_p = \sqrt{4\pi e^2 N/m}$ [26,36]. При ω_p , выраженной в eV, получаем

$$\omega_p^2 = 8.38 \cdot 10^{-49} N(0) \langle v^2 \rangle. \quad (21)$$

Концентрация электронов проводимости в расчете на массу свободного электрона m_0 равна

$$N = \frac{2}{3} m_0 N(0) \langle v^2 \rangle = 6.07 \cdot 10^{-28} N(0) \langle v^2 \rangle. \quad (22)$$

Сравнение полученных по данным для H_{c2} значений γ , ω_p и N , δ с результатами независимых экспериментов может служить проверкой работоспособности данной интерпретации.

1) NbC. Исследовались пленки NbC с $T_c = 12.0$ K, выращенные на сапфировых подложках ($\bar{1}012$), с необычно низкой для этого соединения концентрацией дефектов структуры [7]. На рис. 7 для таких пленок представлена зависимость $-dH_{c2}/dT R(\lambda_{tr})$ от ρ_n . Ее линейный характер и сохранение критической температуры в рассматриваемой области сопротивлений, согласно проведенному выше анализу, соответствуют постоянным $N^*(0)$ и $\langle v^2 \rangle$. Это позволяет использовать параметры зависимости для расчета электронных характеристик NbC. Результаты приведены в табл. 1, 2.

Поправки вычислены по данным туннельных измерений [38]: $\eta = 1.05$, $\eta_\delta = 0.93$, $\lambda = 0.9$. Площадь поверхности Ферми получена при $N_{val} = 4.48 \cdot 10^{22} \text{ cm}^{-3}$. Погрешность расчета, обусловленная некоторым уширением переходов и систематической ошибкой в сопротивлении пленок, составила 10–20%. Приводимые значения ρ_n соответствуют массивному материалу. Как показано в [7], для тонких пленок NbC, где имеет место диффузное рассеяние электронов на границах, становится заметным размерный эффект в проводимости. Поправки к измеренному сопротивлению были рассчитаны по формуле Фукса [39] и при толщине $d = 530 \text{ \AA}$ составили 10–25% в зависимости от отношения d/l . В первом приближении длина свободного пробега найдена из зависимости $-dH_{c2}/dT$ от удельного сопротивления пленок.

Представляет интерес сравнение полученных результатов с литературными данными. Значение коэффициента при электронной теплоемкости $\gamma = 3.0 \text{ mJ/mol} \cdot \text{K}^2$ (погрешность 10%) хорошо укладывается на полученную из измерений теплоемкости массивных образцов NbC зависимость γ от состава [40] при его приближении к стехиометрическому. Полученная величина $\omega_p = 3.6 \text{ eV}$ не подтверждает предположения о том, что плазменная частота этого материала может достигать 20 eV [41].

Полученные данные позволяют сравнить предельные параметры чистого NbC с параметрами реальных образцов (табл. 2). Для наиболее совершенных пленок длина свободного пробега электронов достигает 400 \AA . Эта величина необычно велика для сверхпроводящих соединений. Поэтому даже при довольно большой длине когерентности $\xi_0 = 240 \text{ \AA}$ такие образцы являются чистыми сверхпроводниками.

Представленные результаты позволяют пополнить известные для NbC данные в неисследованной ранее области низкой концентрации дефектов, близкой к чистому пределу.

2) Nb₃Sn. Многие аномальные свойства соединений A15 объясняются с помощью модели узкого пика в энергетической зависимости плотности электронных состояний, попадающего на уровень Ферми. Изменение $N(0)$ при размытии пика и нарушение теоремы Андерсона [42] делают довольно сложным анализ выражения для H_{c2} [2,5]. В частности, деградация T_c с концентрацией дефектов приводит к изменению чистого термина в (11).

Таблица 1

Характеристики NbC с $T_c = 12.0$ К

T_c , К	$N^*(0)$, state/erg · cm ³ · spin	$\langle v^* \rangle^{1/2}$, cm/s	γ , mJ/mol · K ²	$N(0)$, state/erg · cm ³ · spin	$\langle v^2 \rangle^{1/2}$, cm/s	ω_p , eV	N , cm ⁻³	S/S_0
12.0	$1.8 \cdot 10^{34}$	$2.1 \cdot 10^7$	3.0	$9 \cdot 10^{33}$	$4 \cdot 10^7$	3.6	$9 \cdot 10^{21}$	0.7

Таблица 2

Параметры сверхпроводника NbC при различной концентрации дефектов

NbC	ρ_n , $\mu\Omega \cdot \text{cm}$	T_c , К	$-dH_{c2}/dT$, kOe/K	l , Å	ξ_0 , Å	λ_{tr} , Å	$\xi(0)$, Å	$\delta(0)$, Å	κ
Чистый предел	0	12.0	0.9	∞	240	0	175	500	2.9
Пленка Ni0b	3.4	12.0	1.3	410	240	0.5	145	610	4.2
Монокристалл [37]	35.1	9	~ 3.5	60	300	4	100	1200	12

Таблица 3

Характеристики Nb₃Sn с $T_c = 17.9$ и 4 К

T_c , К	$N^*(0)$, state/erg · cm ³ · spin	$\langle v^* \rangle^{1/2}$, cm/s	γ , mJ/mol · K ²	$N(0)$, state/erg · cm ³ · spin	$\langle v^2 \rangle^{1/2}$, cm/s	ω_p , eV	N , cm ⁻³	S/S_0
17.9	$7 \cdot 10^{34}$	$7 \cdot 10^6$	39	$2.5 \cdot 10^{34}$	$2 \cdot 10^7$	2.8	$5 \cdot 10^{21}$	0.28
4	$2 \cdot 10^{34}$	$2.7 \cdot 10^7$	11	$1.2 \cdot 10^{34}$	$4 \cdot 10^7$	4	$1.5 \cdot 10^{22}$	0.33

Параметры сверхпроводника Nb_3Sn с различной концентрацией дефектов

Nb_3Sn	ρ_n , $\mu\Omega \cdot cm$	T_c , К	$-dH_{c2}/dT$, kOe/K	l , Å	ξ_0 , Å	λ_{tr}	$\xi(0)$, Å	$\delta(0)$, Å	κ
Чистый предел	0	17.9	13.5	∞	50	0	37	625	17
Пленка N10D	20	17.8	22.4	63	50	0.7	29	800	28
Пленка N12D, грязный предел	200	4	27	a	850	140	55	4600	84

Ситуацию удалось упростить, выделив на зависимости $-dH_{c2}/dT$ от ρ_n два линейных участка (рис. 8), сопоставленных двум плато с $T_c(\rho) = \text{const}$ и постоянной $N(0)$ различных значений [8]. Предполагается, что участок, соответствующий $T_c = 17.9$ К, отвечает неразмытому пику. Второй участок с меньшим наклоном и $T_c = 4$ К характеризует Nb_3Sn с высокой концентрацией дефектов и сглаженным пиком.

Расчет проведен для стехиометрических образцов, которым, согласно [44], соответствует верхняя огибающая экспериментальных точек (рис. 8). Вблизи стехиометрии Nb_3Sn переходит из кубической модификации в слабо анизотропную тетрагональную [45,46]. Для поликристаллических пленок, в целом изотропных, проявлением анизотропии H_{c2} кристаллитов является уширение переходов в магнитном поле [47]. В данном случае оно незначительно. Поэтому мы считаем применимым разработанный для кубического материала подход.

Для Nb_3Sn с $T_c = 17.9$ К $\eta = 1.17$, $\eta_\delta = 0.76$, $\lambda = 1.8$, $N_{val} = 2.59 \cdot 10^{23} \text{ cm}^{-3}$ [2]. При $T_c = 4$ К поправки η близки к единице, значение $\lambda = 0.7$ вычислено из соотношения Аллена-Дайса [35]. При высокой концентрации дефектов ξ_0 получена исходя из соотношения «грязного предела» $\xi(0) = 0.85\sqrt{\xi_0 l}$, где $\xi(0)$ определяется из (2), и оценки $l \sim a$, где $a = 5.30 \text{ Å}$ — параметр решетки [5]. Среднее значение v^* оценено из (14), (17).

Результаты, приведенные в табл. 3, 4, указывают на сильное снижение $N^*(0)$ при разупорядочении. Найденное значение γ чистого материала (точность 20%) согласуется с результатом измерения теплоемкости монокристалла $\gamma = 35 \text{ mJ/mol} \cdot \text{K}^2$ [46]. Оптические данные при комнатной температуре, когда пик уширен на величину kT , дают значение $\omega_p = 4.1 \text{ eV}$ [48], близкое к величине, полученной нами для материала, где пик размыт из-за дефектов.

В терминах модели с пиком плотности электронных состояний полученные результаты соответствуют ширине пика $\sim 0.015 \text{ eV}$ (по значению \hbar/τ^*), высоте пьедестала $1.2 \cdot 10^{34} \text{ state/erg} \cdot \text{cm}^3 \cdot \text{spin}$, пересечению с уровнем Ферми на высоте $2.4 \cdot 10^{34} \text{ state/erg} \cdot \text{cm}^3 \cdot \text{spin}$.

Как отмечалось в [4], при исследовании A15 слабо изучена роль изменения средних значений скорости Ферми с беспорядком. В формировании зависимости $-dH_{c2}/dT$ от ρ_n заметную роль играет снижение чистого терма с концентрацией дефектов (см. (11), (12)). Хотя рост $\langle v^2 \rangle$ ускоряет это снижение, оно обусловлено в основном деградаци-

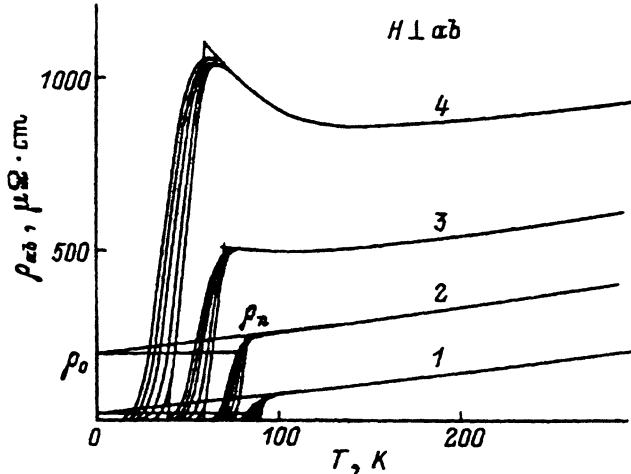


Рис. 9. Модификация температурной зависимости удельного сопротивления в магнитном поле 0, 10, 30, 50 и 70 кОе пленки $\text{BiBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ при облучении. 1 — необлученный образец; $F(\text{см}^{-2})$: 2 — $3 \cdot 10^{15}$, 3 — $1 \cdot 10^{16}$, 4 — $1.3 \cdot 10^{16}$.

ей T_c . Поскольку деградация T_c определяется уменьшением $N(0)$ [42] и при этом второе слагаемое становится доминирующим, аномальный характер зависимости критического поля от удельного сопротивления определяется изменением плотности электронных состояний на уровне Ферми.

3) В высокотемпературные сверхпроводники. В отличие от обычных сверхпроводников, где магнитное поле приводит к сдвигу резистивного перехода в низкотемпературную область, в ВТСП $\text{RbBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ основным эффектом является уширение переходов. При этом степень уширения зависит от концентрации дефектов структуры [11,12]. Поэтому полученные по серединам резистивных переходов зависимости «критической температуры» T_{cH} от магнитного поля (рис. 6) непригодны не только для оценки величины $-dH_{c2}/dT$, но и для определения ее изменения с концентрацией дефектов.

Тем не менее изменение H_{c2} можно найти другим способом. В его основе лежит количественная оценка длины свободного пробега электронов в плоскости ab для пленок с различной концентрацией радиационных дефектов [11,22], что позволяет рассчитать изменение длины когерентности $\xi_{ab}(0)$ при облучении.

Длины свободного пробега электронов $\text{RbBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ оценены по характеру изменения температурной зависимости удельного сопротивления $\rho_{ab}(T)$ в нормальном состоянии при облучении. Предполагается, что при максимальном флюенсе F , когда появляется локализация электронов (рис. 9), длина свободного пробега достигала параметра решетки: $l_{ab} \approx 4 \text{ \AA}$. При этом $\rho_n \approx \rho_0$, где ρ_0 — остаточное сопротивление, $l_{ab} \approx l_0$. Длина пробега l_0 , обусловленная рассеянием на дефектах, должна расти с уменьшением их концентрации или дозы облучения. Для остальных образцов она оценена по соотношению флюенсов в предположении $l_0 \sim 1/\sqrt{F}$ (в предварительных расчетах [22] постулирована менее реалистичная зависимость $l_0 \sim 1/F$). При низ-

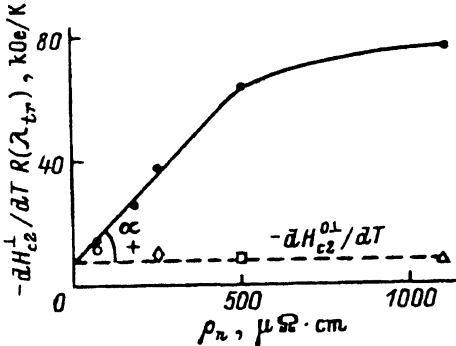


Рис. 10. Зависимость рассчитанной характеристики $-dH_{c2}^{\perp}/dT R(\lambda_{tr})$ от удельного сопротивления ρ_n в плоскости ab эпитаксиальной пленки $\text{HoBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ (кружки) с различной концентрацией радиационных дефектов.

Символами рис. 6 обозначены «наклоны» кривых, измеренных по середине переходов.

ких флюенсах величина l_{ab} получена из соотношений $l_{ab}^{-1} = l_0^{-1} + l_{ep}^{-1}$, $l_0/l_{ep} = (\rho_n - \rho_0)/\rho_0$, где l_{ep} определяется рассеянием на фонах. Для исходной эпитаксиальной пленки $\text{HoBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ получено $l_{ab} = 30 \text{ \AA}$.

Учитывая, что для этого класса ВТСП длина когерентности $\xi_{ab}(0)$ составляет $10\text{--}20 \text{ \AA}$ [21], можно оценить наклон $-dH_{c2}^{\perp}/dT$ при перпендикулярном слоем ab магнитном поле и ξ_0 . При $\xi_{ab}(0) = 16 \text{ \AA}$ для исходной пленки из выражения $\xi_{ab}(0) = 0.74\xi_0\sqrt{\chi}$, где χ определяется отношением ξ_0/l_{ab} из (7), (8), следует оценка $\xi_0 \approx 29 \text{ \AA}$, величина $-dH_{c2}^{\perp}/dT = 14 \text{ kOe/K}$ получена из соотношения (2).

Чтобы оценить изменение критического поля при облучении, необходимо знать, как изменяется чистый терм, ξ_0 и l :

$$-dH_{c2}^{\perp}/dT R(\xi_0/l) = -dH_{c2}^{0\perp}/dT(1 + 0.88\xi_0/l) \quad (23)$$

(см. (7)–(9), (12)). Согласно (12), $-dH_{c2}^{0\perp}/dT$ уменьшается при деградации критической температуры. Вместе с тем при облучении анизотропия электронной массы понижается [11], что должно приводить к уменьшению $\langle v_{ab}^2 \rangle$. Поэтому предполагалось, что $-dH_{c2}^{\perp}/dT$ изменяется слабо. Его величина определяется из (23) для необлученного образца. В таком случае изменение критического поля обусловлено в основном изменением l_{ab} , которое рассчитано выше.

Как видно из рис. 10, рассчитанные критические поля облученных пленок существенно превышают те значения, которые соответствовали бы сдвигу середин измеренных резистивных переходов. Это легко понять, поскольку сдвиг происходит в основном за счет их полевого уширения.

Полученная зависимость $-dH_{c2}^{\perp}/dT R(\lambda_{tr})$ от ρ_n соответствует неизменной плотности состояний, исключая максимальный флюенс, когда имеет место локализация электронов. Найденное значение $N^*(0)$ $\text{HoBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ в несколько раз ниже, чем у Nb_3Sn . Так что в данной интерпретации $N^*(0)$ не играет решающей роли в механизме деградации и формирования высокой критической температуры ВТСП. Как показано в [49], механизм деградации T_c может отличаться от А15.

Найденные по алгоритму настоящего раздела характеристики представлены в табл. 5. Приводимые значения следует рассматривать как оценочные.

Электронные характеристики и параметры
сверхпроводящего состояния пленки $\text{HoBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ до
облучения и при максимальной концентрации дефектов

ρ_n , $\mu\Omega \cdot \text{cm}$	T_c , K	$N^*(0)$, state/erg $\cdot \text{cm}^3 \cdot \text{spin}$	$\langle v_{ab}^{*2} \rangle^{1/2}$, cm/s	l , Å	ξ_0 , Å	$\xi_{ab}(0)$, Å	$\delta_{ab}(0)$, Å	κ
70	91	$1.5 \cdot 10^{34}$	$1.4 \cdot 10^7$	30	29	16	690	43
1700	50	$1 \cdot 10^{34}$	$1 \cdot 10^7$	4	39	9	2600	290

Аналогичные результаты получены и для пленки $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ [22], где локализация носителей имеет место при $F \sim 2 \cdot 10^{16} \text{ cm}^{-2}$ [50]. По нашей оценке в пленке с удельным сопротивлением $200 \mu\Omega \cdot \text{cm}$ $l \leq \xi_0$.

Для $\text{RbBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_7$ оценка γ из измерений теплоемкости является проблемой, что затрудняет непосредственное сравнение с полученным нами результатом $\gamma = 20 \text{ mJ/mol} \cdot \text{K}^2$. Его согласование с измеренным скачком теплоемкости [51] достигается при условии сильного электрон-фононного взаимодействия с константой $\lambda \sim 2$ ($\eta \sim 1.2$, $\eta_s \sim 0.7$). Соответствующие зонные характеристики дают $\omega_p \sim 2.7 \text{ eV}$ (см. (21)), что отвечает типичным результатам оптических измерений [52].

Длину когерентности ξ_c можно найти, используя соотношение $H_{c2}^{\parallel}/H_{c2}^{\perp} = \xi_{ab}/\xi_c$ [53], где H_{c2}^{\parallel} соответствует направлению поля вдоль слоев ab . Резистивные данные не позволяют получить точного значения этого отношения, хотя дают оценку $H_{c2}^{\parallel}/H_{c2}^{\perp} \sim 4.5$ и показывают его снижение при облучении [11].

Конечно, в случае ВТСП интересны альтернативные объяснения полученных данных. Если формально оценить длину когерентности Гинзбурга-Ландау облученных пленок по сдвигу середины перехода в магнитном поле, то оказывается, что она растет в меру деградации T_c , а не снижается как рассчитанная нами ξ_{ab} при сокращении длины свободного пробега электронов. В таком случае приходится предполагать, что ξ_{ab} не чувствительна к изменению l_{ab} . Такое возможно, если сверхпроводимость не связана с электронами проводимости в слоях. Для проверки альтернативных гипотез необходимы специальные исследования, в частности, ВТСП-соединений, где эффект уширения переходов не столь значителен и возможно прямое экспериментальное определение характера изменения H_{c2} при внесении дефектов.

Таким образом, в настоящей работе для различных соединений продемонстрирован простой метод расчета электронных характеристик по зависимости $-dH_{c2}/dT$ от удельного сопротивления в интерпретации теории ГЛАГ. Определение критического поля чистого предела прямо из этой зависимости позволяет без вспомогательных данных получить комплекс параметров сверхпроводника и электронной структуры, включая $\langle v^{*2} \rangle$ и $N^*(0)$, площадь поверхности Ферми. Сравнение найденных значений плазменной частоты ω_p и коэффициента при электронной теплоемкости γ с данными независимых экспериментов показывает работоспособность метода.

Определены характеристики NbS в неисследованной области низкой концентрации дефектов. Для пленок с $T_c = 12.0 \text{ K}$ в эксперимен-

получена линейная зависимость $-dH_{c2}/dT$ от ρ . Длина свободного пробега электронов в пленках достигает 100 параметров решетки, что показывает их высокое совершенство. Довольно низкое критическое поле соединения связано как с относительно высоким значением $\langle v^2 \rangle^{1/2} = 2.1 \cdot 10^7$ см/с, так и с низкой плотностью электронных состояний ($\gamma = 3.0$ мДж/моль \cdot К²), которая определяет скорость роста H_{c2} с удельным сопротивлением. Хотя повышение T_c сопровождается повышением $N^*(0)$, этот параметр из-за низкой величины не является определяющим в формировании критической температуры NbC.

Высокое критическое поле Nb₃Sn отвечает высокой величине $N^*(0)$ и низкому значению $\langle v^2 \rangle^{1/2} = 7 \cdot 10^6$ см/с. Аномальный характер зависимости $-dH_{c2}/dT$ от ρ объясняется снижением плотности электронных состояний на уровне Ферми. Обнаруженное значительное изменение $\langle v^2 \rangle$ не вносит принципиального вклада в эту зависимость. Для Nb₃Sn с $T_c = 17.9$ К найдено $\gamma = 39$ мДж/моль \cdot К², при $T_c = 4$ К $\gamma = 11$ мДж/моль \cdot К². Резкое понижение плотности состояний, сопровождающее деградацию критической температуры, подтверждает важную роль $N^*(0)$ в формировании T_c .

Предложенный способ оценки длины свободного пробега электронов l_{ab} HoBa₂Cu₃O₇ и YBa₂Cu₃O₇ позволил рассчитать изменение критического поля при облучении на основе теории ГЛАГ. Показано, что исходные эпитаксиальные пленки не являются грязными сверхпроводниками: реализуется соотношение $l_{ab} \sim \xi_0$. Рассчитанные критические поля облученных пленок существенно выше значений, которые соответствовали бы сдвигу середины измеренных резистивных переходов. Эта разница объясняется их сильным уширением, вызванным магнитным полем. Зависимость $-dH_{c2}/dT$ от ρ_{ab} дает $\langle v_{ab}^2 \rangle^{1/2} \sim 1.4 \cdot 10^7$ см/с, $\gamma \sim 20$ мДж/моль \cdot К². В данной модели не обнаружено связи высокой T_c и ее деградации с величиной $N^*(0)$. Хотя для ВТСП результаты носят оценочный характер, они представляют интерес, поскольку в настоящее время не существует единого подхода для достоверного определения H_{c2} этих ВТСП.

Работа выполнена при поддержке Российской научно-технической программы «Актуальные проблемы физики конденсированных сред» (проекты № 93069 и 93190).

Список литературы

- [1] Wiesmann H., Gurvitch M., Ghosh A.K. et al. Phys. Rev. **B 17**, 122 (1978).
- [2] Orlando T.P., McNiff E.J., Foner S., Reasley M.R. Phys. Rev. **B 19**, 4545 (1979).
- [3] Головашкин А.И., Печень Е.В., Шабанова Н.П. ЖЭТФ **82**, 850 (1982).
- [4] Somekh R.E., Cui G.-G., Evetts J.E. J. Low Temp. Phys. **50**, 33 (1983).
- [5] Головашкин А.И., Печень Е.В., Шабанова Н.П. Тр. ФИАН **190**, 128 (1988).
- [6] Werthamer N.R. In: Superconductivity / Ed. R.D. Parks, Markel Dekker. N.Y. (1969). V. 1. 321 p.
- [7] Красновободцев С.И., Шабанова Н.П., Екимов Е.В. и др. ЖЭТФ **108**, 970 (1995).
- [8] Golovashkin A.I., Shabanova N.P. Physica **C 185-189**, 2709 (1991).
- [9] Головашкин А.И., Журкин Б.Г., Карузский А.Л. и др. ФТТ **28**, 11, 3342 (1986).
- [10] Golovashkin A.I., Ekimov E.V., Krasnosvobodtsev S.I. et al. Physica **C 162-164**, 715 (1989).
- [11] Shabanova N.P., Pechen E.V., Antonenko S.V. et al. Physica **C 235-240**, 1341 (1994).

- [12] Печень Е.В., Шабанова Н.П., Антоненко С.В. и др. СФХТ **6**, 583 (1993).
- [13] Kitazawa K., Kambe S., Naito M. et al. Jpn. J. Appl. Phys. **28**, L555 (1989).
- [14] Takei H., Asaoka H., Iye Y., Takeya H. Jpn. J. Appl. Phys. Ser. 7. Mechanisms of superconductivity. P. 71-75 (1992).
- [15] Tinkham M. Phys. Rev. Lett. **61**, 1658 (1988).
- [16] Ikeda R., Ohmi T., Tsuneto T. Jpn. J. Appl. Phys. Ser. 7. Mechanisms of superconductivity. P. 354-357 (1992).
- [17] Tinkham M. Phys. Rev. **129**, 2413 (1963).
- [18] Абрикосов А.А. ЖЭТФ **32**, 1442 (1957).
- [19] Абрикосов А.А. ЖЭТФ **47**, 720 (1964).
- [20] Hurault J.P. Phys. Lett. **20**, 587 (1966).
- [21] Мейлихов Е.З., Шапиро В.Г. СФХТ **4**, 1437 (1991).
- [22] Shabanova N.P., Golovashkin A.I., Phechen E.V. et al. Physica C **235-240**, 1355 (1994).
- [23] Горьков Л.П., Мелик-Бархударов Т.К. ЖЭТФ **45**, 1493 (1963).
- [24] Горьков Л.П. ЖЭТФ **37**, 1407 (1959).
- [25] Butler W.H. Phys. Rev. Lett. **44**, 1516 (1980).
- [26] Allen P.V., Pickett W.E., Krakauer H. Phys. Rev. **B 37**, 7482 (1988).
- [27] Гинзбург В.Л. ЖЭТФ **23**, 236 (1952).
- [28] Булаевский Л.Н., Гинзбург В.Л., Собянин А.А. ЖЭТФ **94**, 355 (1988).
- [29] Dalrymple B.J., Prober D.E. J. Low. Temp. Phys. **56**, 545 (1984).
- [30] Гейликман Б.Т., Кресин В.З. ФТТ **7**, 11, 3294 (1965).
- [31] Машаров Н.Ф. ФТТ **16**, 8, 2342 (1974).
- [32] Youngner D.W., Klemm R.A. Phys. Rev. **B 21**, 3890 (1980).
- [33] Anderson P.W. J. Phys. Chem. Sol. **11**, 26 (1959).
- [34] Лифшиц И.М., Каганов М.И. УФН **87**, 389 (1965).
- [35] Allen P.V., Dynes R.C. Phys. Rev. **B 12**, 905 (1975).
- [36] Mattheiss L.F., Testardi L.R., Yao W.W. Phys. Rev. **B 17**, 4641 (1978).
- [37] Fink H.J., Thorsen A.C., Parker E. et al. Phys. Rev. **A138**, 1170 (1965).
- [38] Pechen E.V., Krasnosvobodtsev S.I., Shabanova N.P. et al. Physica C **235-240**, 2511 (1994).
- [39] Fuchs K. Proc. Cambridge Philos. Soc. **34**, 100 (1938).
- [40] Toth L.E., Ishikawa M., Chang Y.A. Acta Met. **16**, 1183 (1968).
- [41] Самсонов Г.В., Упадхья Г.Ш., Неппор В.С. Физическое материаловедение карбидов. Киев (1974). 455 с.
- [42] Александров А.С., Елесин В.Ф., Казеко М.П. ФТТ **21**, 7, 2062 (1979).
- [43] Lim K.C., Tompson J.D., Webb G.W. Phys. Rev. **B 27**, 2781 (1983).
- [44] Orlando T.P., Alexander J.A., Bending S.J. et al. IEEE Trans. Magn. **17**, 368 (1981).
- [45] Foner S., McNiff E.J. Solid State Commun. **39**, 959 (1981).
- [46] Stewart G.R., Brandt B.L. Phys. Rev. **B 29**, 3908 (1984).
- [47] Глазман Л.И., Кошелев А.Е., Лебедь А.Г. ЖЭТФ **94**, 259 (1988).
- [48] Головашкин А.И., Доннер Е.Д., Левченко И.С., Мотулевич Г.П. ЖЭТФ **59**, 1967 (1970).
- [49] Елесин В.Ф. СФХТ **4**, 658 (1991).
- [50] Елесин В.Ф., Руднев И.А. СФХТ **4**, 2055 (1991).
- [51] Shulga S.V., Dolgov O.V., Mazin I.I. Physica C **192**, 41 (1992).
- [52] Schlesinger Z., Collins R.T., Kaiser D.L., Holtzberg F. Phys. Rev. Lett. **59**, 1958 (1987).
- [53] Klemm R.A., Luter A. Beasley M.K. Phys. Rev. **B 12**, 877 (1975).