

02,11

Критический ток фазового перехода в тонких пленках нитрида ниобия

© М.А. Васютин, Н.Д. Кузьмичев, Д.А. Шилкин

Мордовский государственный университет им. Н.П. Огарёва,
Саранск, Россия

E-mail: vasyutinm@mail.ru

(Поступила в Редакцию 21 мая 2018 г.)

Исследовано влияние тока и магнитного поля на переход в сверхпроводящее состояние в тонких пленках нитрида ниобия. Определены температурные и магнитопольные зависимости критического тока пленок в области перехода. В рамках моделей нормального домена и разогрева квазичастиц при вязком течении магнитного потока найдены функциональные зависимости критического тока в непосредственной близости к температуре перехода в сверхпроводящее состояние. Из теории разогрева электронов определено время их энергетической релаксации. Оценены время электрон-фононного и электрон-электронного неупругого рассеяний, коэффициент диффузии электронов, коэффициент теплоотвода.

DOI: 10.21883/FTT.2018.11.46671.138

1. Введение

Нитрид ниобия (NbN) обладает физическими свойствами, которые используются как в прикладной, так и в фундаментальной науке. Пленки из NbN отличаются простотой изготовления, химической и радиационной устойчивостью, механической прочностью и высоким вторым критическим полем. В прикладной физике в последнее время активно изучаются низкоразмерные структуры на основе нитрида ниобия, применяющиеся в качестве болометров в радиоастрономии и терагерцовой спектроскопии (hot-electron bolometer, НЕБ) [1]. Тонкие пленки из NbN используются в качестве однофотонных детекторов (superconducting single-photon detectors, SSPDs) [2]. Недавно в нитриде ниобия был обнаружен обратный спиновый эффект Холла [3], перспективный для спинтроники.

Для фундаментальной физики исследование нитрида ниобия также актуально, например, в связи с изучением перехода сверхпроводник–изолятор в ультратонких пленках NbN [4]. Результаты этой работы проясняют картину перехода Березинского–Костерлица–Таулеса (БКТ) в высокотемпературных сверхпроводниках (ВТСП). Вблизи квантовой критической точки энергия вихревого кора оказалась связанной с энергетической щелью, а не со сверхтекучей плотностью. БКТ-физика в купратных ВТСП (в частности, в $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-x}$ (YBCO)) усложняется из-за малой длины когерентности в них, что затрудняет наблюдение БКТ-перехода, происходящего несогласованно в отдельных CuO_2 -слоях (в работе [5] подтверждено наличие джозефсоновских плазмонов между CuO_2 -слоями, свидетельствующих о слабости межслоевого взаимодействия). Нитрид ниобия близок к YBCO по концентрации носителей, длине когерентности и глубине проникновения магнитного поля [6,7]. Поэтому изучение пленок NbN может помочь в понимании механизма разрушения сверхпроводимости

током, магнитным полем и тепловыми вихрями вблизи температуры перехода в сверхпроводящее состояние (T_c) в YBCO [8–11].

Чрезвычайно интересным явилось и открытие моды Хиггса в NbN [12,13], что очень важно для физики элементарных частиц. Кроме этого, в работе [14] был обнаружен своеобразный конфайнмент сверхпроводящих флуктуаций, объясняющий сосуществование псевдощели и нульмерных флуктуаций амплитуды параметра порядка в нитриде ниобия.

Пленки, изучаемые в данной статье, довольно сильно отличаются от исследованных в других работах сочетанием высокой температуры перехода и высоким удельным сопротивлением в нормальном состоянии ρ_n . Увеличение удельного сопротивления в нашем случае не приводит к уменьшению T_c [15], так как нитрид ниобия является s -волновым сверхпроводником. Сопротивление должно расти с ростом беспорядка, но величина T_c , подавляемая в этом случае, зависит и от плотности состояний на уровне Ферми.

Исследование температурной и магнитопольной зависимостей критического тока перехода в резистивное состояние $I_{cp}(T, H)$ является продолжением изучения пленок NbN, начатым в работе [16], где определялась температурная зависимость второго критического магнитного поля данных образцов. Функциональные зависимости $I_{cp}(T, H)$ содержат информацию о динамике вихревого и доменного состояний пленок, параметрах электрон-фононного взаимодействия.

2. Теория

Критический ток является структурно-чувствительным параметром сверхпроводника, что должно учитываться при анализе его температурных и магнитопольных зависимостей. Принимая во внимание наличие неоднородностей в исследуемых пленках в виде границ

зерен и близость к T_c , для описания экспериментальных зависимостей можно применить одномерную модель возникновения нормального домена в сверхпроводящей пленке [17] (токовые и потенциальные контакты были сформированы по всей ширине образца).

Пленка сверхпроводника моделируется системой сверхпроводник–нормальный участок–сверхпроводник. Нормальный участок (N) с обеих сторон контактирует со сверхпроводящими участками (S). NS-граница под действием джоулева тепла при протекании тока может сдвигаться, образуя резистивную область в сверхпроводнике (нормальный домен).

Уравнение стационарной теплопроводности, описывающее распределение температуры T вдоль пленки при заданной плотности тока J , имеет вид [17]

$$-\kappa(x) \frac{d^2 T}{dx^2} + \alpha(x)(T - T_0) = \rho(x)J^2, \quad (1)$$

где κ — коэффициент теплопроводности, α — коэффициент теплоотвода, ρ — удельное сопротивление пленки, T_0 — температура окружающей среды. Коэффициенты, входящие в уравнение (1), предполагаются не зависящими от температуры кусочно-непрерывными функциями.

Решая уравнение (1) при условии равенства критической температуры и температуры NS-границы в заданном магнитном поле с магнитной индукцией B , для тока перехода пленки в нормальное состояние I_{cp} можно получить [17]

$$I_{cp}(B, T_0) = I_0 \sqrt{1 - \frac{T_0}{T_{c0}}} \sqrt{\frac{1 - \frac{B}{\left(\frac{dH_{c2}}{dT}\right)_{T_{c0}}(T_{c0} - T_0)}}{1 + \frac{B}{\left(\frac{dH_{c2}}{dT}\right)_{T_{c0}}(T_{c0} - T_0)}}}, \quad (2)$$

где $I_{cp}(B, T_0) = I_{eq}$ — ток равновесия NS-границы, T_{c0} — температура перехода в сверхпроводящее состояние в нулевом магнитном поле, $I_0 = (2\alpha_{nd}T_{c0}/\rho_{nd})^{1/2}dw$, d — толщина пленки, w — ширина пленки, $(dH_{c2}/dT)_{T_{c0}}$ — производная второго критического поля по температуре при $T = T_{c0}$, α_{nd} и ρ_{nd} — коэффициент теплоотвода и удельное сопротивление нормального домена.

В пленках, находящихся в магнитном поле, резистивный участок может образовываться и движением абрикосовских вихрей под действием тока. Такая модель вязкого течения магнитного потока может реализовываться в „грязных“ сверхпроводниках при учете разогрева квазичастиц [18,19]. Для резистивного состояния пленки, обусловленного диссипативным движением вихрей и разогревом квазичастиц, можно получить [17,19]

$$I_{cp}(T_0, B) = I_0^* \frac{\sqrt[4]{\left(1 - \frac{T_0}{T_c(B)}\right)^3}}{\sqrt[4]{\left(1 + \frac{B}{B_T}\right)^3}}, \quad (3)$$

где I_0^* , B_T — параметры сверхпроводника (см. обсуждение), $T_c(B)$ — температура перехода в магнитном поле с индукцией B .

3. Эксперимент и обработка результатов

В работе изучались пленки NbN толщиной $d = 400$ nm, шириной $w = 5$ mm, длиной $a = 9$ mm на подложках из полированного плавленого кварца. Исследования проводились четырехконтактным методом при пропускании через образец переменного тока с амплитудой до 3 mA и частотой 1 kHz. Критический ток перехода определялся по достижению половинного значения напряжения первой гармоники сигнала отклика по сравнению с нормальным состоянием при 17 K. Значение T_c образцов менялось в пределах 16.2–16.5 K. Ширина перехода ~ 0.1 K. Удельное сопротивление в нормальном состоянии вблизи перехода $\sim 1000 \mu\Omega \cdot \text{cm}$. Подробная аттестация образцов и техника эксперимента приведены в [16]. Погрешность измерения температуры не превышала $\Delta T = 0.005$ K (датчик — Cernox CX-1050, контроллер — LakeShore 335), относительная погрешность — $\delta t = \Delta T/T_c \approx 0.0003$.

На рис. 1 изображена магнитолевая зависимость критического тока перехода I_{cp} образца NbN с $T_{c0} = 16.480$ K при различных температурах. Обработка экспериментальных данных сделана с помощью формул (2) и (3) с параметрами $I_0 = 32$ mA и $I_0^* = 128$ mA.

На рис. 2 показана температурная зависимость того же образца без внешнего поля и в поле $B = 1$ T. Без поля аппроксимация сделана с помощью формулы (3), в магнитном поле — по формуле (2) с теми же параметрами.

4. Обсуждение

Для оценки критической плотности тока сверхпроводника J_c можно воспользоваться простой формулой, полученной из энергетических соображений в работе [20]

$$J_c = ne\Delta/(mv_F), \quad (4)$$

где n — концентрация электронов проводимости, e — заряд электрона, m — масса электрона, v_F — фермиевская скорость электрона, Δ — энергетическая щель сверхпроводника.

Параметры наших образцов NbN: $n = 2.3 \cdot 10^{26} \text{ m}^{-3}$ [6], $v_F = 2.2 \cdot 10^5$ m/s. Температурная зависимость щели вблизи T_c [21]: $\Delta(t) = 1.74 \cdot \Delta(0)(1 - t)^{1/2}$, $t = T_0/T_{c0}$ — приведенная температура, $\Delta(0)$ — энергетическая щель при 0 K. Тогда, с учетом того, что $\Delta(0) \approx 2.5$ meV для исследуемых образцов NbN (в модели БКШ), получим из (4) $J_c \approx 8.6 \cdot 10^5$ A/cm² при $t = 0.9953$. Плотность тока в наших образцах при той же температуре не превышала 10^2 A/cm². Отличие более, чем на три порядка показывает, что в нашем случае подавление сверхпроводимости не вызвано достижением критической плотности тока.

Разрушение сверхпроводимости в исследуемых образцах может происходить из-за нагрева джоулевым

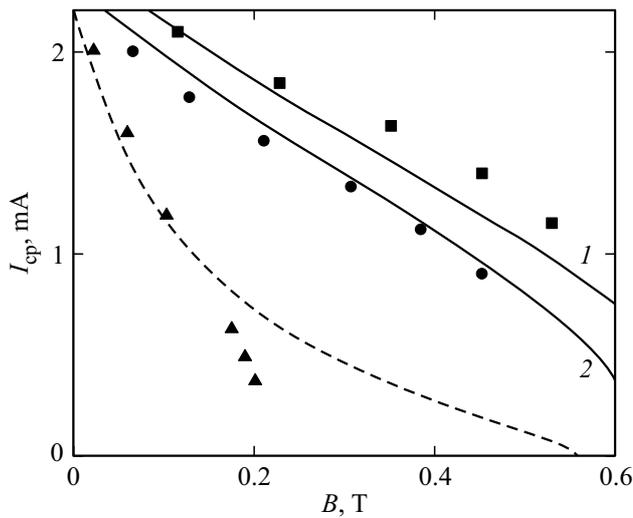


Рис. 1. Магнитопольные зависимости критического тока перехода для разных приведенных температур: (квадраты) — $t_1 = 0.9940$, (кружки) — $t_2 = 0.9947$, (треугольники) — $t_3 = 0.9953$. Сплошные линии — теоретические зависимости (формула (2), 1 — $t_1 = 0.9940$, 2 — $t_2 = 0.9947$), штриховая линия — теоретическая зависимость (формула (3)).

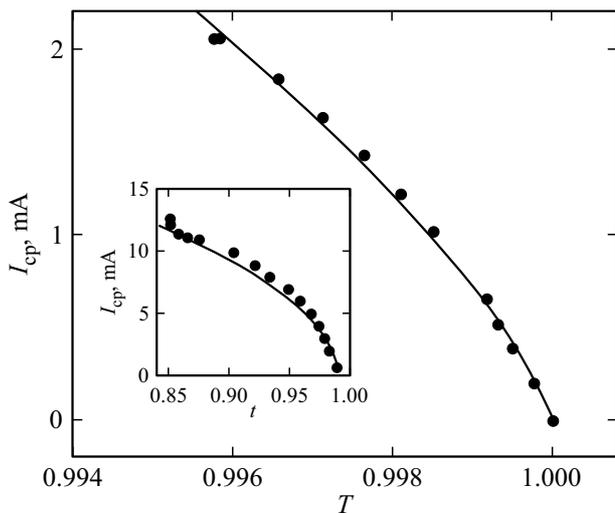


Рис. 2. Температурная зависимость критического тока перехода в нулевом магнитном поле (кружки — эксперимент, сплошная линия — теория (формула (3))). На вставке приведена температурная зависимость критического тока перехода в магнитном поле 1 Т (кружки — эксперимент, сплошная линия — теория (формула (2))).

теплом (модель нормального домена [17]) и по причине вязкого движения вихрей и связанного с ним перегрева электронов (модель разогрева квазичастиц [18,19]).

Из рис. 1 видно, что модель нормального домена достаточно хорошо описывает $I_{cp}(B)$ при температурах $t_1 = 0.9940$ и $t_2 = 0.9947$ (формула (2)), тогда как при большей температуре $t_3 = 0.9953$ требуется учет разогрева электронов при вязком течении вихрей (формула (3)).

Температурная зависимость I_{cp} (рис. 2) также требует две модели для аппроксимации экспериментальных данных. В отсутствие магнитного поля применима теория разогрева электронов. В магнитном поле с индукцией 1 Т более адекватной оказывается модель нормального домена.

Величина I_0^* , имеющая одно и то же значение в магнитопольных и температурных зависимостях, может служить достаточно надежным основанием для определения одного из важнейших параметров сверхпроводника — времени энергетической релаксации τ_e . Для плотности тока $J_0^* = I_0^*/(wd)$ в работе [19] получено выражение:

$$J_0^* = 2.62 \frac{\sigma_n}{e} \frac{1}{\sqrt{D\tau_e}} k_B T_c(B) \sqrt{\left(1 - \frac{T_0}{T_c(B)}\right)^3} \quad (5)$$

где σ_n — удельная проводимость образца в нормальном состоянии, e — заряд электрона, D — коэффициент диффузии электронов, k_B — постоянная Больцмана.

Из формулы (5) при известных значениях D и σ_n можно определить τ_e . Коэффициент диффузии для „грязного“ сверхпроводника находится по формуле [22]: $D = 4k_B / (\pi e (-dH_{c2}/dT)_{T=T_c})$. Учитывая значение $-dH_{c2}/dT)_{T=T_c} = 7.28$ Т/К [16], получим $D \approx 0.12$ см²/с. Тогда, принимая $\sigma_n \approx 10^5$ С/м [16], из формулы (5) найдем $\tau_e = 0.9 \pm 0.5$ нс.

Время электрон-фононного взаимодействия может быть оценено по формуле [19]

$$\tau_{ep}(T_0) = \frac{(2\pi)^3 N(0) \hbar^7 \rho_V s^4}{14\xi(3) m^2 \mu^2 (k_B T_0)^3}, \quad (6)$$

где $N(0)$ — плотность состояний на поверхности Ферми, $\hbar \approx 1.05 \cdot 10^{-27}$ эрг · с — постоянная Планка, ρ_V — плотность пленки, s — продольная скорость звука в пленке, $\xi(3) \approx 1.202$ — постоянная Аперри, μ — деформационный потенциал (порядка энергии Ферми).

Учитывая параметры наших образцов ($N(0) \approx 3.6 \cdot 10^{33}$ states/(см³ · эрг), $\rho_V \approx 8.4$ г/см³, $s = (E/\rho_V)^{1/2}$, здесь $E = 4.8 \cdot 10^{11}$ Па [23] — модуль Юнга, $S \approx 7.56 \cdot 10^5$ см/с, $\mu \sim \epsilon_F \approx 2.2 \cdot 10^{-13}$ эрг), из (6) получим $\tau_{ep}(16.400 \text{ К}) \approx 445$ нс. Тогда время электрон-электронного рассеяния τ_{ee} , найденное из формулы $\tau_e^{-1} = \tau_{ep}^{-1} + \tau_{ee}^{-1}$ [24], будет иметь тот же порядок, что и τ_e , т.е. основной вклад в рассеяние вносит электрон-электронное взаимодействие, как и в работе [24],

Зная параметр B_T , можно оценить коэффициент теплоотвода h из пленки в подложку в модели разогрева квазичастиц [19]: $h = B_T k_B / (0.374 c e_0 R_{sq} \tau_e)$. Здесь $B_T = 1000$ Г, $c = 3 \cdot 10^{10}$ см/с — скорость света, $R_{sq} \approx 2.8 \cdot 10^{-11}$ с/см — сопротивление на квадрат. Тогда $h \approx 0.1$ Вт/(см² · К).

Альтернативным методом определения τ_e является непосредственное наблюдение скачка напряжения на вольт-амперной характеристике образца в некотором магнитном поле [22] и определение напряжения начала неустойчивости Ларкина–Овчинникова V_{LO} . Скорость

движения вихрей в этой точке определяется формулой [18]:

$$v_{LO} = [D(14\xi(3))^{1/2}(1 - T_0/T_c(B))^{1/2}/(\pi\tau_\epsilon)]^{1/2} \\ \approx [1.306(D/\tau_\epsilon)(1 - T_0/T_c(B))^{1/2}]^{1/2}. \quad (7)$$

С другой стороны та же скорость может быть найдена экспериментально из формулы [22]

$$v_{LO} = V_{LO}/(Bb), \quad (8)$$

где b — расстояние между потенциальными контактами.

Из формул (7) и (8), можно найти τ_ϵ .

Так как измерения проводились в полях, близких к критическим, необходимо заметить, что с увеличением поля отношение V_{LO}/V_N почти не меняется ($V_{LO}/V_N \approx 0.1$, V_N — напряжение на образце непосредственно после скачка) или стремится к единице [22,23]. В любом случае для оценки можно принять $V_{LO} \approx V_N$. В нашем случае $b \approx 0.2$ см, $V_N \approx 1$ мВ, $B \approx 0.02$ Т, $T_0/T_c(B) \approx T_0/T_{c0} = 0.9953$. Тогда $\tau_\epsilon \approx 1.7$ нс.

5. Заключение

Температурные и магнитополевые зависимости критического тока перехода в нормальное состояние тонких пленок NbN, исследованные в данной работе, определяются возникновением нормального домена и разогревом электронов при вязком течении магнитного потока. Время энергетической релаксации, найденное в модели разогрева квазичастиц (порядка наносекунды), близко к значениям, полученным другими авторами.

Список литературы

- [1] A. Shurakov, Y. Lobanov, G. Goltsman. *Supercond. Sci. Technol.* **29**, 023001 (2016).
- [2] K. Smirnov, A. Divochiy, Yu. Vakhtomin, P. Morozov, Ph. Zolotov, A. Antipov, V. Seleznev. *Supercond. Sci. Technol.* **31**, 035011 (2018).
- [3] T. Wakamura, H. Akaike, Y. Otori, Y. Niimi, S. Takahashi, A. Fujimaki, S. Maekawa, Y. Otani. *Nature Mater.* **14**, 675 (2015).
- [4] J. Yong, T.R. Lemberger, L. Benfatto, K. Ilin, M. Siegel. *Phys. Rev. B* **87**, 184505 (2013).
- [5] J. Jesudasan, M. Mondal, M. Chand, A. Kamalpure, S. Kumar, G. Saraswat, V.C. Bagwe, V. Tripathi, P. Raychaudhuri. *AIP Conf. Proc.* **1349**, 923 (2011).
- [6] Н.Д. Кузьмичев, Г.П. Мотулевич. *ЖЭТФ* **84**, 6, 2316 (1983).
- [7] R. Jha, A. Kumar, V.P.S. Awana. *AIP Conf. Proc.* **1447**, 867 (2012).
- [8] М.А. Васютин, А.И. Головашкин, Н.Д. Кузьмичев. *ФТТ* **48**, 12, 2128 (2006).
- [9] N.D. Kuzmichev, M.A. Vasyutin, A.I. Golovashkin. *Physica C* **460–462**, part 2, 849 (2007).
- [10] М.А. Васютин, А.И. Головашкин, Н.Д. Кузьмичев. *Кратк. сообщ. по физике* **9**, 48 (2008).
- [11] Д.А. Балаев, С.В. Семенов, М.И. Петров. *ФТТ* **55**, 12, 2305 (2013).
- [12] R. Matsunaga et al. *Science* **345**, 1145 (2014).
- [13] D. Sherman, U.S. Pracht, B. Gorshunov, S. Poran, J. Jesudasan, M. Chand, P. Raychaudhuri, M. Swanson, N. Trivedi, A. Auerbach, M. Scheffler, A. Frydman, M. Dressel. *Nature Phys.* **11**, 188 (2015).
- [14] C. Carbillet, S. Caprara, M. Grilli, C. Brun, T. Cren, F. Debontridder, B. Vignolle, W. Tabis, D. Demaille, L. Largeau, K. Ilin, M. Siegel, D. Roditchev, B. Leridon. *Phys. Rev. B* **93**, 144509 (2016).
- [15] Z. Wang, A. Kawakami, Y. Uzawa, B. Komiyama. *J. Appl. Phys.* **79**, 7837 (1996).
- [16] М.А. Васютин, Н.Д. Кузьмичев, Д.А. Шилкин. *ФТТ* **58**, 2, 231 (2016).
- [17] А.И. Безуглый. *ФНТ* **26**, 8, 755 (2000).
- [18] А.И. Ларкин, Ю.Н. Овчинников. *ЖЭТФ* **68**, 5, 1915 (1975).
- [19] A.I. Bezuglyi, V.A. Shklovskij. *Physica C* **202**, 234 (1992).
- [20] А.Г. Калимов. *Физические основы сверхпроводимости*. СПб (2007). С. 92.
- [21] А.А. Абрикосов. *Основы теории металлов*. Наука, М. (1987). С. 301.
- [22] S.-Z. Lin, O. Ayala-Valenzuela, R.D. McDonald, L.N. Bulaevskii, T.G. Holesinger, F. Ronning, N.R. Weisse-Bernstein, T.L. Williamson, A.H. Mueller, M.A. Hoffbauer, M.W. Rabin, M.J. Graf. *Phys. Rev. B* **87**, 184507 (2013).
- [23] Г.В. Самсонов. *Нитриды*. Наук. думка, Киев (1969). С. 181.
- [24] W. Klein, R.P. Huebener, S. Gauss, J. Parisi. *J. Low Temp. Phys.* **61**, 413 (1985).

Редактор К.В. Емцев