Физика твердого тела, 2023, том 65, вып. 10

02,13

Температурные зависимости критических параметров окруженного несверхпроводящими слоями неоднородного сверхпроводящего слоя

© П.И. Безотосный, К.А. Дмитриева

Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН,
Москва, Россия

E-mail: bezpi@lebedev.ru

Поступила в Редакцию 29 мая 2023 г.
В окончательной редакции 8 августа 2023 г.
Принята к публикации 9 августа 2023 г.

Рассматривается сверхпроводящее состояние неоднородного по толщине слоя, граничащего с несверхпроводящими слоями, которые оказывают на него влияние. В рамках теории Гинзбурга–Ландау (ГЛ) сформулирована методика, позволяющая оценить критические параметры сверхпроводящего слоя для описанной задачи. В разложении свободной энергии по степеням модуля параметра порядка учтен дополнительный член и более точные зависимости коэффициентов разложения от температуры, что позволяет проводить количественные оценки на более широком температурном интервале, чем классическая теория ГЛ. С использованием методики проведено моделирование температурных зависимостей плотности критического тока и критического магнитного поля слоя. Показано, что одновременный учет в расчете неоднородности сверхпроводящего слоя по толщине и влияния граничащих слоев на его состояние позволяет ощутимо улучшить оценку плотности критического тока в сравнении с экспериментальными данными. При этом вид температурной зависимости плотности критического тока изменяется при удалении от критической температуры.

Ключевые слова: сверхпроводящие пленки, критический ток, теория Гинзбурга–Ландау, неоднородность.

DOI: 10.61011/FTT.2023.10.56313.94

1. Введение

Теория Гинзбурга–Ландау (ГЛ) имеет большую важность для современной физики конденсированного состояния [1–5]. Преимущество данной теории заключается в том, что она может быть модифицирована под огромное количество задач: например, с ее помощью можно изучать поведение вихрей Абрикосова в различных сверхпроводниках и сверхпроводящих структурах [6–8]. Кроме того, с ее помощью можно изучать как статические, так и динамические состояния с использованием время-зависимых уравнений ГЛ [4,9–11].

Сегодня теория ГЛ часто используется при моделировании реальных объектов, сделанных из сверхпроводящих материалов [6,7,9,11–15]. Среди них можно отметить сверхпроводящие пленки и слои. На их базе можно создать элементы электроники, а также различные датчики [16–19]. Сверхпроводящие слои могут быть составной частью слоистых структур, например, токопроводящих лент, содержащих сверхпроводящий материал [20–23]. Теория ГЛ часто применяется при расчете параметров сверхпроводящих пленок и слоев. Однако необходимо учесть, что сверхпроводящее состояние пленки или слоя очень зависит от многих факторов, таких как наличие дефектов и неоднородности по толщине, а также окружение пленки/слоя, будь то слой окисла на поверхности пленки или соседние слои в слоистой структуре. Все это необходимо иметь в виду при расчете критических параметров. Учет описанных факторов может быть осуществлен с помощью обобщенных уравнений ГЛ, где учитывается неоднородность свойств по толщине пленки/слоя [24,25], а также за счет использования граничных условий общего вида на параметр порядка, описывающих влияние внешнего окружения [26].

В литературе описаны простые формулы, полученные в рамках теории ГЛ, позволяющие оценить критические магнитное поле и ток (ток распаривания ГЛ) сверхтонких пластин толщиной много меньше как длины когерентности ξ, так и лондоновской глубины проникновения магнитного поля λ [27]. Рассматриваемый предел позволяет сделать допущение о том, что параметр порядка Ψ не изменяется по толщине пластины, что значительно упрощает уравнения ГЛ и дает возможность получить простые аналитические выражения для тока распаривания и критического магнитного поля. Отметим, что такое допущение неприменимо для пластин толщиной порядка ξ (см., например, распределения параметра порядка из работы [28]), и тем более пластин больших толщин. Исходя из этого, простые аналитические выражения для критического магнитного поля и тока распаривания не применимы для пластин/слоев толщиной порядка ξ и более.

В настоящей работе представлены расчеты критических параметров для неоднородного сверхпроводящего слоя толщиной порядка ξ и λ, для которого с помощью специально выведенных граничных условий на параметр порядка вводится учет влияния соседствующих несверхпроводящих слоев. Неоднородность сверхпроводящего слоя заложена в модифицированных уравнениях ГЛ. При выводе модифицированных уравнений в разложении свободной энергии по степеням модуля параметра порядка учтен дополнительный член $|\Psi|^6$ и более точные зависимости коэффициентов разложения от температуры, что позволяет проводить количественные оценки с использованием данных уравнений на более широком температурном интервале, чем классическая теория ГЛ.

2. Описание модели

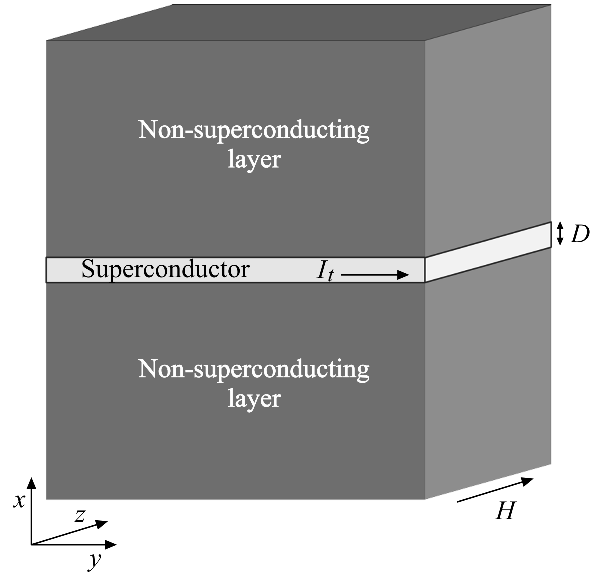

Рис. 1. Геометрия задачи.

В рамках настоящей работы рассматривается сверхпроводящий слой толщиной D (длина и ширина слоя много больше его толщины), граничащий с одинаковыми несверхпроводящими слоями и неоднородный по толщине (в данной постановке задачи, неоднородный вдоль оси x). Геометрия задачи, а также направления протекающего по слою транспортного тока I_t и внешнего магнитного поля $\mathbf{H}$ показаны на рис. 1. Декартова система координат (x, y, z) введена как показано на рисунке. Границы слоя соответствуют $x = 0$ и $x = D$. В представленной геометрии векторный потенциал имеет вид $\mathbf{A} = \mathbf{e_y}A(x)$.

Неоднородность сверхпроводящего слоя в модели обусловлена изменением длины свободного пробега электронов l по его толщине. Распределение длины свободного пробега задается выражением

$$l(x) = l_0\left(1 - \eta\left(\frac{x}{D} - 0.5\right)^2\right), \tag{1}$$

где l_0 — длина свободного пробега в центре слоя, а η — параметр, показывающий отличие длины свободного пробега в центре слоя от значения на его границах. Если $\eta = 0$, то $l(x) = l_0$, что соответствует случаю однородного сверхпроводящего слоя. Исходя из описанного выше, видно, что η характеризует степень неоднородности слоя.

Выбор зависимости $l(x)$ в виде (1) обусловлен следующими соображениями. В центре сверхпроводящего слоя или пленки параметры материала близки или даже совпадают с теми, которые характерны для данного материала в объеме массивного сверхпроводника. При приближении к границам слоя из-за технологических причин, обусловленных, в частности, наличием границы раздела между различными материалами, свойства слоя изменяются. Структурный и элементный анализ сверхпроводящих пленок показывает, что на границах с подложкой и внешней средой состав сверхпроводящего слоя может совпадать с составом материала, из которого он сделан, при этом атомы, образующие материал, могут быть разупорядочены (см., например, [29]). На основании разупорядочения кристаллической решетки у границ пленки в предложенной модели делается допущение, что длина свободного пробега уменьшается при приближении к границам пленки (см. выражение (1)).

Чтобы вывести уравнения ГЛ для описанной задачи, рассмотрим функционал свободной энергии:

$$F_1 \propto \int_0^D \left[-a_1(T)|\Psi(x)|^2 + \frac{a_2(T)}{2}|\Psi(x)|^4 - \frac{a_3(T)}{3}|\Psi(x)|^6\right.$$
$$\left. + b(T,x)\left(\left|\frac{\partial\Psi}{\partial x}\right|^2 + \frac{4e^2}{c^2}A(x)^2|\Psi(x)|^2\right) + \frac{(\partial A/\partial x - H)^2}{8\pi}\right]dx, \tag{2}$$

где Ψ — параметр порядка, e — заряд электрона, c — скорость света, T — температура сверхпроводящего слоя, $a_{1,\ldots,3}(T)$ и $b(T,x)$ — коэффициенты в разложении функционала свободной энергии. Согласно микроскопическим расчетам в рамках теории Бардина–Купера–Шрифера (БКШ), температурные зависимости $a_{1,\ldots,3}(T)$ имеют следующий вид [30]:

$$a_1 = \alpha_1\left(1 - \frac{T}{T_{\text{cm}}}\right)\left(1 + 0.5\left(1 - \frac{T}{T_{\text{cm}}}\right)\right),$$
$$a_2 = \alpha_2\left(\frac{T}{T_{\text{cm}}}\right)^2, \ a_3 = \alpha_3\left(\frac{T}{T_{\text{cm}}}\right)^4, \tag{3}$$

где $\alpha_{1,\ldots,3}$ — коэффициенты, численные значения которых можно рассчитать, T_{cm} — критическая температура массивного сверхпроводника, из которого сделан слой.

В свою очередь, коэффициент разложения $b(T, x)$ в „грязном пределе“ $l \ll \xi_0$, где ξ_0 — длина когерентности в чистом сверхпроводнике в теории БКШ, пропорционален длине свободного пробега электронов l [31].

Учитывая допущение о виде зависимости $l(x)$ (1), $b(T,x)$ будет иметь вид

$$b(T,x) = b_{\text{cn}}\left(\frac{T_{\text{cm}}}{T}\right)^2\left(1-\eta\left(\frac{x}{D}-0.5\right)^2\right), \qquad (4)$$

где b_{cn} — коэффициент, не зависящий от T и x.

В результате вариации функционала свободной энергии (2) по параметру порядка и векторному потенциалу с учетом вида коэффициентов разложения (3) и (4) получаются уравнения ГЛ в виде

$$\psi - 2p(T)q(T)\psi^3 + p(T)q^2(T)\psi^5 + \left(1-\eta\left(\frac{x_\xi}{d}-0.5\right)^2\right)\frac{\partial^2\psi}{\partial x_\xi^2} - \frac{2\eta}{d}\left(\frac{x_\xi}{d}-0.5\right)\frac{\partial\psi}{\partial x_\xi} - \frac{U^2}{\kappa_0^2}\psi\left(1-\eta\left(\frac{x_\xi}{d}-0.5\right)^2\right) = 0, \qquad (5)$$

$$\frac{\partial^2 U}{\partial x_\xi^2} - 2p(T)q(T)\frac{\psi^2}{\kappa_0^2}U\left(1-\eta\left(\frac{x_\xi}{d}-0.5\right)^2\right) = 0, \qquad (6)$$

где

$$p(T) = \frac{0.367101}{(1-T/T_{\text{cm}})(1+0.5(1-T/T_{\text{cm}}))},$$

$$q(T) = 1-\sqrt{1-2.724043(1-T/T_{\text{cm}})(1+0.5(1-T/T_{\text{cm}}))},$$

ψ — нормированный параметр порядка: $\psi = \Psi/\Psi_0$, $\Psi_0 = \sqrt{a_2(1-\sqrt{(1-4a_1a_3/a_2^2)})/2a_3}$ — параметр порядка в массивном сверхпроводнике в отсутствии внешнего магнитного поля [30], κ_0 — параметр ГЛ в центре сверхпроводящего слоя. Вместо размерных значений координаты x и потенциала A введены безразмерные величины x_ξ и $U(x_\xi)$ соответственно

$$x_\xi = \frac{x}{\xi_{\text{cn}}}, \quad U = \frac{2\pi\kappa_0\xi_{\text{cn}}}{\phi_0}A,$$

где ϕ_0 — квант магнитного потока, ξ_{cn} — длина когерентности ГЛ однородного сверхпроводника или длина когерентности ГЛ в центре неоднородного сверхпроводника, при этом

$$\xi_{\text{cn}} = \sqrt{b_{\text{cn}}\left(\frac{T_{\text{cm}}}{T}\right)^2/a_1} = \frac{\xi_{\text{cn0}}}{(T/T_{\text{cm}})\sqrt{(1-T/T_{\text{cm}})(1+0.5(1-T/T_{\text{cm}}))}}, \qquad (7)$$

ξ_{cn0} — длина когерентности в центре слоя при $T=0$. В других частях сверхпроводящего слоя зависимость длины когерентности от температуры аналогична (7).

При выводе уравнений использовалась калибровка векторного потенциала $\operatorname{div}\mathbf{A} = 0$.

Отметим, что использование при выводе уравнений (5) и (6) функционала свободной энергии (2) с температурными зависимостями коэффициентов разложения в виде (3) и (4) позволяет проводить количественные оценки с использованием данных уравнений при температурах $T > 0.7T_{\text{cm}}$ [30].

Поскольку транспортный ток I_t в слое создает магнитное поле

$$H_I = \frac{2\pi}{c}I_t, \qquad (8)$$

то полное поле вблизи его поверхностей равно $H \pm H_I$, и граничные условия для уравнения (6) имеют вид

$$\left.\frac{\partial U}{\partial x_\xi}\right|_{x_\xi=0} = h - h_i, \qquad \left.\frac{\partial U}{\partial x_\xi}\right|_{x_\xi=d} = h + h_i, \qquad (9)$$

где

$$h = \frac{H}{H_\xi}, \quad h_I = \frac{H_I}{H_\xi}, \quad H_\xi = \frac{\phi_0}{2\pi\kappa_0^2\xi_{\text{cn}}^2}.$$

Более подробно остановимся на граничных условиях к уравнению (5). Рассмотрим функционал свободной энергии F_2:

$$F_2 \propto F_1 + \gamma|\Psi(0)|^2 + \gamma|\Psi(D)|^2. \qquad (10)$$

Последние два слагаемых по аналогии с [26] описывают вклад энергии поверхностей сверхпроводящего слоя в его свободную энергию. В свою очередь, γ — коэффициент в разложении энергии поверхностей сверхпроводящего слоя по степеням параметра порядка. Для целей данной работы считаем, что поверхности слоя (соответствуют $x=0$ и $x=D$) одинаковы.

В результате вариации функционала свободной энергии (10) по параметру порядка могут быть получены обобщенные граничные условия в виде:

$$\left.\frac{d\psi}{dx_\xi}\right|_{x_\xi=0} = \frac{\psi(0)}{\Lambda(1-0.25\eta)}, \qquad \left.\frac{d\psi}{dx_\xi}\right|_{x_\xi=d} = -\frac{\psi(d)}{\Lambda(1-0.25\eta)}. \qquad (11)$$

Здесь

$$\Lambda = \frac{1}{\gamma}\sqrt{b_{\text{cn}}\left(\frac{T_{\text{cm}}}{T}\right)^2 a_1}$$

— параметр размерности длины, который, по аналогии с [26], будем называть длиной экстраполяции.

Анализ выражений (11) показывает следующее. Если положить $\eta = 0$, то граничные условия переходят к виду, который используется для расчетов в случае однородных пленок (см., например, [32–34]). Если длина экстраполяции $\Lambda = \infty$, то граничные условия (11) переходят в вид, который не учитывает влияния граничащих слоев [28,35]. Дополнительно стоит упомянуть, что в работе [26] указана необходимость применения в расчетах граничных условий общего вида на параметр порядка для высокотемпературных сверхпроводников (ВТСП). Это обусловлено тем, что длина когерентности для данных материалов, как правило, мала по сравнению с низкотемпературными сверхпроводниками. При этом, согласно [26], длина экстраполяции $\Lambda \propto \xi$ на границе сверхпроводника, что приводит к малости значений Λ для ВТСП, и появляется необходимость применения граничных условий общего вида на параметр порядка. В случае неоднородных сверхпроводящих слоев на их границах длина свободного пробега уменьшается относительно своего значения в объеме слоя из-за разупорядочения атомов на границе (см., например, [29]). В связи с этим, в рамках „грязного предела" уменьшается значение ξ на границе относительно ее величины в объеме. Это приводит к уменьшению значения Λ и необходимости учета граничных условий общего вида на параметр порядка не только для слоев из ВТСП-материалов, но и для слоев из низкотемпературных сверхпроводников.

Обсудим изменение отношения толщины сверхпроводящего слоя D и длины когерентности ξ с изменением температуры ($D/\xi(T)$). Как упоминалось выше, параметры сверхпроводящего слоя изменяются по его толщине, поэтому будем рассматривать усредненное по толщине слоя значение длины когерентности

$$\langle\xi\rangle(T) = \frac{1}{D}\int_0^D \xi(x, T)dx,$$

где

$$\xi(x, T) = \xi_{\text{cn}}(T)\sqrt{\left(1 - \eta\left(\frac{x}{D} - 0.5\right)^2\right)}.$$

Зависимость $\xi_{\text{cn}}(T)$ определяется соотношением (7). Здесь также учтена справедливая для „грязного предела" взаимосвязь $\xi \propto \sqrt{l}$. Отметим, что при проведении экспериментов, как правило, для пленки/слоя определяется усредненное значение ξ. В настоящей работе рассматривается сверхпроводящий слой толщиной $D = 2\xi_{\text{cn}0}$. Расчеты проводились для значения степени неоднородности $\eta = 3$ и при температурах $T > 0.7T_{\text{cm}}$. На границах рассматриваемого температурного интервала отношение $D/\langle\xi\rangle(0.7T_{\text{cm}}) \approx 0.96$ и уменьшается с увеличением температуры. Для однородного по толщине слоя (случай $\eta = 0$) $D/\xi(0.7T_{\text{cm}}) \approx 0.82$ и также уменьшается с ростом T. Таким образом, соотношение $D < \xi(T)$ для моделируемого сверхпроводящего слоя выполняется на всем рассматриваемом диапазоне температур.

Стоит отметить, что все приведенные ниже значения длины и толщины представлены в единицах длины когерентности в центре сверхпроводящего слоя при нулевой температуре $\xi_{\text{cn}0}$, а значения магнитного поля — в единицах $H_{\xi_{\text{cn}0}}$ (см. (9)). В частности, толщина слоя $d = D/\xi_{\text{cn}0}$. Использование таких единиц облегчает сравнение свойств неоднородных сверхпроводящих слоев со свойствами однородных, в которых $\eta = 0$. Значения силы тока в рамках модели представляются через H_I (8) и поэтому также, как и магнитное поле, выражены в единицах $H_{\xi_{\text{cn}0}}$. Плотность критического тока J_c определяется как H_I критического тока, деленное на толщину сверхпроводящего слоя. Итерационная процедура решения системы уравнений (5) и (6) с граничными условиями (9) и (11) аналогична описанной в работе [34].

3. Результаты численных расчетов

На рис. 2, *a* представлены зависимости плотности критического тока J_c от температуры для сверхпроводящего слоя толщиной $d = 2$. Учет влияния границ производится через параметр Λ. Далее рассмотрены два случая: соседние слои не влияют на сверхпроводящий слой ($\Lambda = \infty$), и соседние слои оказывают влияние ($\Lambda = 10$). Значение длины экстраполяции $\Lambda = 10$ взято для примера. Меньшие значения длины экстраполяции отвечают более сильному влиянию граничащих слоев на сверхпроводящее состояние слоя. Соответственно, в этом случае описанные ниже эффекты, связанные с влиянием слоев, будут проявляться сильнее. Сам же сверхпроводящий слой может быть однородным ($\eta = 0$, на рис. 2, *a* соответствует сплошной кривой) и неоднородным ($\eta = 3$, штриховые линии на рис. 2, *a*).

Рассмотрим сначала однородный и неоднородный слой без учета влияния граничащих слоев ($\Lambda = \infty$, $\eta = 0$ и 3). Как видно из графика, учет неоднородности ощутимо уменьшает величину плотности критического тока, при этом величина критической температуры не меняется, что согласуется с полученным ранее [36]. Если же учесть влияние граничащих слоев ($\Lambda = 10$), то можно видеть, что значения плотности критического тока и критической температуры сильно уменьшаются относительно случая $\Lambda = \infty$.

На рис. 2, *b* представлены зависимости критического магнитного поля h_c от температуры для слоя толщиной $d = 2$. Рассматривались однородный слой ($\eta = 0$), а также неоднородный слой ($\eta = 3$) с учетом и без учета влияния граничных слоев. Наблюдается закономерность: чем больше степень неоднородности, тем выше величина критического магнитного поля. Данный результат для неоднородных пленок был получен в [36]. Если же учесть влияние граничащих слоев, то величина критического поля уменьшается по сравнению со случаем, где такое влияние не учитывается. Таким образом, неоднородность слоя и граничащие слои оказывают разнонаправленное влияние на критическое магнитное поле.

Описанные в литературе эксперименты показывают, что теория ГЛ дает хорошие оценки параллельного поверхности пленки критического магнитного поля, совпадающие с экспериментальными данными [27,37]. С другой стороны, оценки тока распаривания ГЛ существенно завышены относительно экспериментальных

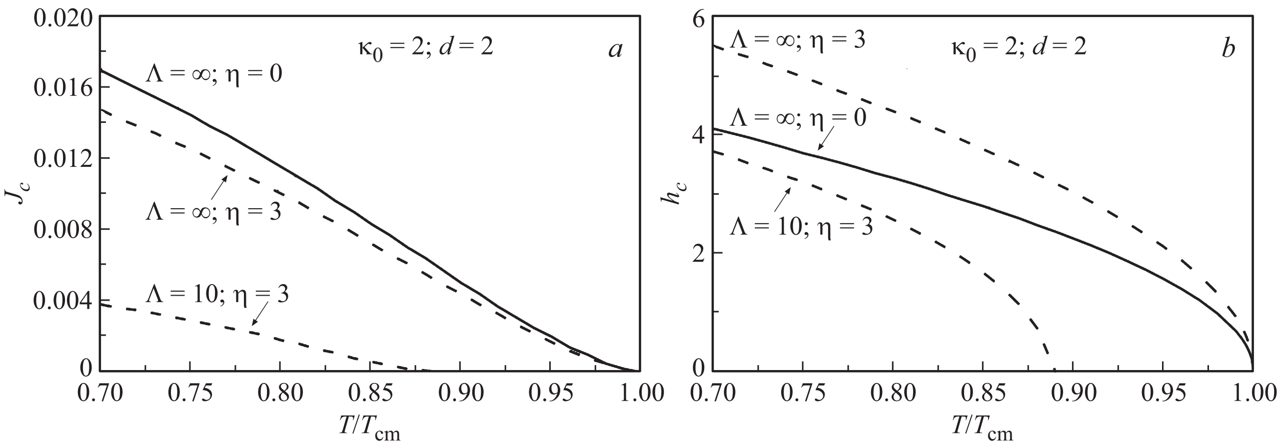

Рис. 2. Зависимости: a — плотности критического тока J_c и b — критического магнитного поля h_c от отношения T/T_{cm} для однородных ($\eta = 0$, сплошные линии) и неоднородных ($\eta = 3$, штриховые линии) сверхпроводящих слоев толщиной $d = 2$. Представленные зависимости также отвечают как случаю влияния граничащих слоев ($\Lambda = 10$), так и отсутствию влияния ($\Lambda = \infty$). Параметр ГЛ в центре слоя $\kappa_0 = 2$, T_{cm} — критическая температура массивного сверхпроводника.

данных даже для пленок, находящихся в безвихревом состоянии [38].

Обсудим количественное изменение критических параметров J_c и h_c под влиянием неоднородности и граничащих слоев. Одновременный учет в модели данных факторов приводит к ощутимому уменьшению величины рассчитанного критического тока (плотности критического тока) в сравнении со случаем однородного слоя/пленки без учета влияния границ (рис. 2, a). Таким образом, результаты описанных в настоящей работе расчетов показывают, что учет в модели одновременного влияния граничащих слоев и неоднородности слоя/пленки позволяет существенно улучшить оценку критического тока в рамках теории ГЛ относительно экспериментальных данных. Совместное влияние границ и неоднородности тонких пленок/слоев на их сверхпроводящее состояние могут быть одними из факторов, которыми объясняется существенное отличие тока распаривания ГЛ от измеренных значений критического тока для пленок/слоев из сверхпроводников I рода, а также пленок/слоев из сверхпроводников II рода, достаточно тонких, чтобы вихри не проникали в них. Выявление причин, приводящих к существенному завышению оценки критического тока в рамках теории ГЛ является важным аспектом для оценки точности расчетов критического тока реальных сверхпроводящих структур.

Дополнительно приведем информацию о величине измеряемой экспериментально плотности критического тока тонких сверхпроводящих пленок. Измеряемые значения зависят от множества факторов, например, температуры, при которой измеряется критический ток, материала, из которого сделана сверхпроводящая пленка/слой, технологии производства исследуемой структуры и т.д. В этой связи остановимся на тонких пленках из ниобия, параметры которых близки к тем, которые мы использовали в представленных в статье расчетах. Системные исследования таких пленок были описаны в работах [39,40]. Авторы статьи [39] приводят измеренное для тонкой сверхпроводящей ниобиевой пленки $(D \approx \xi(0))$ значение плотности критического тока 7.5 MA/cm^2. Измерения были проведены при температуре 4.2 K, в свою очередь, критическая температура пленки составляла 6.7 K. Сравнение измеренной плотности тока с рассчитанным значением плотности тока распаривания (15.9 MA/cm^2) показало более чем двукратное превышение последнего. Подобное отличие авторы связали с неточностью определения параметров структуры, используемых для расчета тока распаривания, а также образованием во время производства пленки тонкого несверхпроводящего металлического слоя на ее поверхности. В работе [40] авторы также связали уменьшение экспериментально определенных критических параметров тонких ниобиевых пленок относительно параметров для объемных образцов с наличием разупорядоченных металлических слоев на границе раздела сверхпроводник–подложка. Это согласуется с выводами, сделанными в настоящей работе.

Влияние граничащих слоев и неоднородности пленок/слоев на величину критического магнитного поля сравнимы по величине (рис. 2, b). Разнонаправленность этого влияния приводит к тому, что полученная оценка критического магнитного поля h_c не так сильно изменяется под действием описанных факторов.

В непосредственной близости от критической температуры T_c критические ток и поле зависят от температуры как $(T_c - T)^{3/2}$ и $(T_c - T)^{1/2}$ соответственно [27,31]. Представленные на рис. 3 зависимости $J_c^{2/3}$ (a) и h_c^2 (b) от температуры показывают, что для плотности критического тока такой закон выполняется при $T > 0.95T_c$, а для критического магнитного поля — при $T > 0.9T_c$. Также отметим, что на рассматриваемом интервале температур $(T > 0.7T_{cm})$ при удалении от

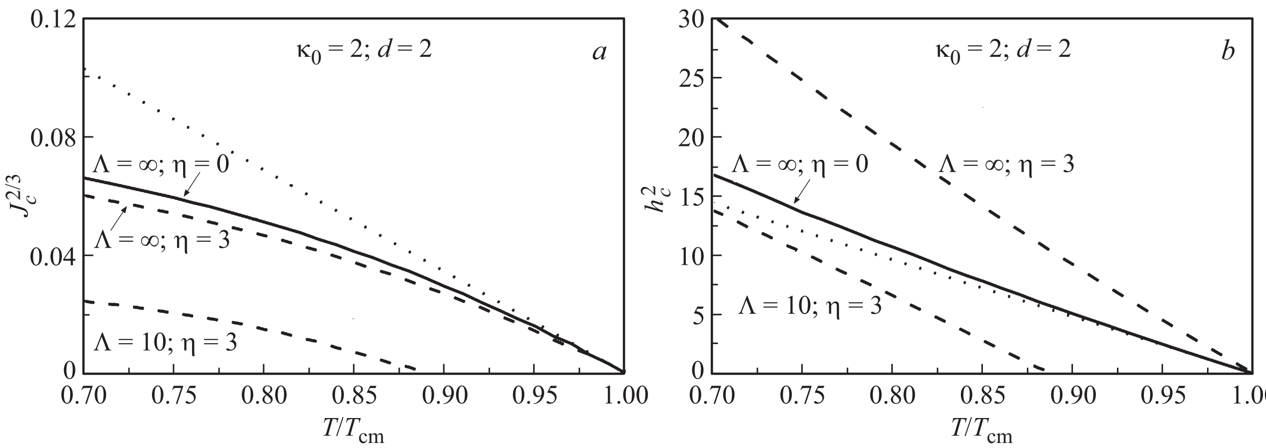

Рис. 3. Зависимости $J_c^{2/3}$ (a) и h_c^2 (b) от отношения T/T_{cm} для однородных ($\eta = 0$, сплошные линии) и неоднородных ($\eta = 3$, штриховые линии) сверхпроводящих слоев толщиной $d = 2$. Представленные зависимости также отвечают как случаю влияния граничащих слоев ($\Lambda = 10$), так и отсутствию влияния ($\Lambda = \infty$). Параметр ГЛ в центре слоя $\kappa_0 = 2$, T_{cm} — критическая температура массивного сверхпроводника. Пунктирные линии введены для того, чтобы показать отклонение сплошных линий от линейного закона.

T_{cm} вид зависимости $J_c(T/T_{\mathrm{cm}})$ изменяется сильнее, чем вид зависимости $h_c(T/T_{\mathrm{cm}})$. Вместе с тем, влияние граничащих слоев и неоднородности не изменяет вида обсуждаемых зависимостей. Более того, полученный вид температурной зависимости критического магнитного поля соответствует наблюдаемому на эксперименте [37].

4. Заключение

В работе в рамках теории ГЛ сформулирована модель, позволяющая рассчитывать критические параметры сверхпроводящего слоя толщиной порядка длины когерентности ξ и лондоновской глубины проникновения λ. В модели учтены такие факторы, как влияние граничащих слоев и неоднородность слоя по толщине. Учет дополнительного члена в разложении свободной энергии и более точных температурных зависимостей коэффициентов разложения при выводе уравнений позволило расширить диапазон температур, где модель дает количественно точные оценки. Основные результаты работы можно сформулировать следующим образом:

– показано, что учет влияния граничащих несверхпроводящих слоев и неоднородности на сверхпроводящее состояние слоя существенно корректирует оценку его плотности критического тока, приводя к ее уменьшению. Вместе с тем значение плотности критического тока, рассчитанное с учетом упомянутых факторов, ближе к измеряемому экспериментально, чем без их учета;

– в случае критического магнитного поля учет влияния границ и неоднородности сверхпроводящего слоя будет влиять на оценку h_c, но не так существенно, как в случае плотности критического тока;

– при удалении от критической температуры T_c в сторону низких температур вид модельной температурной зависимости h_c изменяется незначительно, и строгое соответствие закону $(T_c - T)^{1/2}$ соблюдается при $T > 0.9T_c$. В свою очередь, зависимость $J_c(\mathrm{T})$ изменяется существенно, и закон $(T_c - T)^{3/2}$ применим только при $T > 0.95T_c$. Неоднородность сверхпроводящего слоя и граничащие несверхпроводящие слои не изменяют вида температурных зависимостей J_c и h_c. Вид $h_c(T)$ согласуется с наблюдаемым на эксперименте.

Таким образом, в настоящей статье показано, что учет таких факторов, как влияние граничащих слоев и неоднородности на сверхпроводящий слой толщиной порядка ξ и λ существенно улучшает оценку плотности критического тока в сравнении с экспериментальными данными, вместе с этим не так значительно изменяя оценку и качественное поведение температурной зависимости критического магнитного поля, которые и без учета этих факторов согласуются с данными экспериментов.

Результаты настоящей работы позволят проводить более точные вычисления сверхпроводящих параметров для различных пленок и сверхпроводящих структур (например, структур S–I–S и S–N–S) из ниобия и содержащих ниобий материалов (NbC, Nb_3Sn, NbTi), а также других похожих материалов. При использовании подходящих параметров расчетов описанная в работе методика может быть использована для моделирования структур из ВТСП-материалов с длиной когерентности порядка нескольких десятков нанометров (например, $KBaBiO_3$).

Финансирование работы

Работа выполнена в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования РФ (тема „Физика высокотемпературных сверхпроводников и новых квантовых материалов“, № 0023-2019-0005).

Конфликт интересов

Авторы заявляют, что у них нет конфликта интересов.

Список литературы

[1] B. Rosenstein, D. Li. Rev. Mod. Phys. **82**, *1*, 109 (2010).
[2] И.Н. Аскерзаде. УФН **176**, *10*, 1025 (2006). [I.N. Askerzade. Phys.-Usp. **49**, *10*, 1003 (2006)].
[3] P.C. Hohenberg, A.P. Krekhov. Phys. Rep. **572**, 1 (2015).
[4] I.S. Aranson, L. Kramer. Rev. Mod. Phys. **74**, *1*, 99 (2002).
[5] V. Garcia-Morales, K. Krischer. Contemp. Phys. **53**, *2*, 79 (2012).
[6] G.R. Berdiyorov, M.V. Milošević, F.M. Peeters. Phys. Rev. B **74**, *17*, 174512 (2006).
[7] M.L. Latimer, G.R. Berdiyorov, Z.L. Xiao, F.M. Peeters, W.K. Kwok. Phys. Rev. Lett. **111**, *6*, 067001 (2013).
[8] A.A. Kopasov, I.M. Tsar'kov, A.S. Mel'nikov. Phys. Rev. B **107**, *17*, 174505 (2023).
[9] A.R. Pack, J. Carlson, S. Wadsworth, M.K. Transtrum. Phys. Rev. B **101**, *14*, 144504 (2020).
[10] B. Oripov, S.M. Anlage. Phys. Rev. E **101**, *3*, 033306 (2020).
[11] A.I. Blair, D.P. Hampshire. IEEE Trans. Appl. Supercond. **28**, *4*, 8000205 (2018).
[12] D.B. Liarte, M.K. Transtrum, J.P. Sethna. Phys. Rev. B **94**, *14*, 144504 (2016).
[13] B. Jones. Modeling defects in Nb3Sn Superconductor Resonance Cavities with Ginzburg–Landau Theory. Brigham Young University (2021).
[14] N. Ng, R. Ahluwalia, D.J. Srolovitz. Phys. Rev. B **86**, *9*, 094104 (2012).
[15] F. Rogeri, R. Zadorosny, P.N. Lisboa-Filho, E. Sardella, W.A. Ortiz. Supercond. Sci. Technol. **26**, *7*, 075005 (2013).
[16] D.Y. Vodolazov, Y.P. Korneeva, A.V. Semenov, A.A. Korneev, G.N. Goltsman. Phys. Rev. B **92**, *10*, 104503 (2015).
[17] M. Shcherbatenko, Y. Lobanov, A. Semenov, V. Kovalyuk, A. Korneev, R. Ozhegov, A. Kazakov, B.M. Voronov, G.N. Goltsman. Opt. Express **24**, *26*, 30474 (2016).
[18] Y.P. Korneeva, D.Y. Vodolazov, A.V. Semenov, I.N. Florya, N. Simonov, E. Baeva, A.A. Korneev, G.N. Goltsman, T.M. Klapwijk. Phys. Rev. Appl. **9**, *6*, 064037 (2018).
[19] S.B. Kaplan, H. Engseth. Supercond. Sci. Technol. **20**, *11*, S310 (2007).
[20] R. Gimaev, Y. Spichkin, B. Kovalev, K. Kamilov, V. Zverev, A. Tishin. Int. J. Refrig. **100**, 1 (2019).
[21] H. Hosono, K. Tanabe, E. Takayama-Muromachi, H. Kageyama, S. Yamanaka, H. Kumakura, M. Nohara, H. Hiramatsu, S. Fujitsu. Sci. Technol. Adv. Mater. **16**, *3*, 033503 (2015).
[22] M. Ranot, W.N. Kang. Curr. Appl. Phys. **12**, *2*, 353 (2012).
[23] D. Uglietti. Supercond. Sci. Technol. **32**, *5*, 053001 (2019).
[24] P.I. Bezotosnyi, K.A. Dmitrieva, S.Y. Gavrilkin, A.N. Lykov, A.Y. Tsvetkov. IEEE Trans. Appl. Supercond. **31**, *3*, 7500107 (2021).
[25] П.И. Безотосный, К.А. Дмитриева, С.Ю. Гаврилкин, А.Н. Лыков, А.Ю. Цветков. Краткие сообщения по физике ФИАН **47**, *2*, 20 (2020).
[26] Е.А. Андрюшин, В.Л. Гинзбург, А.П. Силин. УФН **163**, *9*, 105 (1993). [E.A. Andryushin, V.L. Ginzburg, A.P. Silin. Phys.-Usp. **36**, *9*, 854 (1993).]
[27] В.В. Шмидт. Введение в физику сверхпроводников. МЦНМО (2000).
[28] А.Н. Лыков, А.Ю. Цветков, Г.Ф. Жарков. ЖЭТФ **128**, *2*, 392 (2005). [A.N. Lykov, A.Yu. Tsvetkov, G.F. Zharkov. JETP **101**, *2*, 341 (2005)].
[29] S. Richter, S. Aswartham, A. Pukenas, V. Grinenko, S. Wurmehl, W. Skrotzki, B. Büchner, K. Nielsch, R. Hühne. IEEE Trans. Appl. Supercond. **27**, *4* Part *3*, 7300304 (2017).
[30] L. Xu, Z. Shu, S. Wang. Phys. Rev. B **57**, *18*, 11654 (1998).
[31] P.G. De Gennes. Superconductivity of Metals and Alloys. CRC Press (1966).
[32] П.И. Безотосный, С.Ю. Гаврилкин, А.Н. Лыков, А.Ю. Цветков. Краткие сообщения по физике ФИАН **41**, *6*, 3 (2014).
[33] П.И. Безотосный, С.Ю. Гаврилкин, А.Н. Лыков, А.Ю. Цветков. Краткие сообщения по физике ФИАН *41*, *12*, 26 (2014).
[34] П.И. Безотосный, С.Ю. Гаврилкин, А.Н. Лыков, А.Ю. Цветков. ФТТ **57**, *7*, 1277 (2015). [P.I. Bezotosnyi, S.Y. Gavrilkin, A.N. Lykov, A.Y. Tsvetkov. Phys. Solid State **57**, *7*, 1300 (2015).]
[35] A.N. Lykov, A.Y. Tsvetkov. Phys. Rev. B **76**, *14*, 144517 (2007).
[36] П.И. Безотосный, К.А. Дмитриева. ФТТ **63**, *8*, 1035 (2021). [P.I. Bezotosnyi, K.A. Dmitrieva. Phys. Solid State **63**, *7*, 1031 (2021)].
[37] Н.П. Шабанова, С.И. Красносвободцев, А.В. Варлашкин, А.И. Головашкин. ФТТ **49**, *6*, 990 (2007). [N.P. Shabanova, S.I. Krasnosvobodtsev, A.V. Varlashkin, A.I. Golovashkin. Phys. Solid State **49**, *6*, 1040 (2007)].
[38] В.Н. Губанков, К.К. Лихарев, Н.В. Павлов. ФТТ **14**, *11*, 3186 (1972). [V.N. Gubankov, K.K. Likharev, N.B. Pavlov. Phys. Solid State **14**, *11*, 3186 (1972)].
[39] K. Ilin, D. Henrich, Y. Luck, Y. Liang, M. Siegel, D.Y. Vodolazov. Phys. Rev. B **89**, *18*, 184511 (2014).
[40] N. Pinto, S.J. Rezvani, A. Perali, L. Flammia, M.V. Milošević, M. Fretto, C. Cassiago, N. De Leo. Sci. Rep. **8**, *1*, 4710 (2018).

Редактор Е.В. Толстякова