

Микроволновый отклик полого резонатора с тонкой сверхпроводящей пленкой в зависимости от температуры и ориентации пленки

А.А. Баранник¹, Н.Т. Черпак¹, Y. He², L. Sun², X. Zhang², М.В. Вовнюк¹, Y. Wu²

¹ИРЭ им. А.Я. Усикова НАН Украины, ул. Ак. Проскуры, 12, г. Харьков, 61085, Украина

²Institute of Physics CAS, Beijing, PRC

E-mail: cherpak@ire.kharkov.ua

Статья поступила в редакцию 15 ноября 2017 г., опубликована онлайн 25 января 2018 г.

Дается обоснование предложенной версии о природе ранее обнаруженной особенности в температурной зависимости микроволновых потерь в полой резонаторе с тонкой сверхпроводящей пленкой халькогенида $\text{FeSe}_{1-x}\text{Te}_x$, расположенной перпендикулярно магнитному полю резонатора. Эксперимент с пленкой при ее параллельной ориентации по отношению к полю показывает отсутствие особенности. Появление особенности в области $T \leq T_c$ при параллельной ориентации пленки объясняется изменением ориентации и распределения поля в пленке при изменении температуры. Сравнение экспериментальных данных с результатами анализа теоретической модели, не учитывающей изменение поля в пленке, показывает, что модельное представление можно использовать при микроволновых импедансных исследованиях пленок с перпендикулярной ориентацией в интервале температур от низких до $\sim 2T_c/3$. Получены также соотношения для эффективного поверхностного импеданса сверхпроводящих пленок в N-состоянии, которые необходимы при построении зависимости эффективного импеданса от температуры в интервале, включающем T_c .

Дается обґрунтування запропонованої версії про природу раніше виявленої особливості в температурній залежності мікрохвильових втрат в порожньому резонаторі з тонкою надпровідною плівкою халькогеніду $\text{FeSe}_{1-x}\text{Te}_x$, розташовану перпендикулярно магнітному полю резонатора. Експеримент з плівкою при паралельній орієнтації по відношенню до поля показує відсутність особливості. Поява особливості в області $T \leq T_c$ при паралельній орієнтації плівки пояснюється зміною орієнтації та розподілу поля в плівці при зміні температури. Порівняння експериментальних даних з результатами аналізу теоретичної моделі, яка не враховує зміну поля в плівці, показує, що модельне уявлення можна використовувати при мікрохвильових імпедансних дослідженнях плівок з перпендикулярною орієнтацією в інтервалі температур від низьких до $\sim 2T_c/3$. Отримано також співвідношення для ефективного поверхневого імпедансу надпровідних плівок в N-стані, які необхідні при побудові залежності ефективного імпедансу від температури в інтервалі, що містить T_c .

PACS: 74.25.nn Поверхностный импеданс (сверхпроводимость);
74.70.Xa Халькогениды;
74.78.-w Сверхпроводящие пленки;
84.40.-x Микроволновая техника.

Ключевые слова: микроволновый поверхностный импеданс, сверхпроводящий халькогенид, тонкая пленка, микроволновый резонатор.

1. Введение

Исследование взаимодействия микроволнового (МВ) электромагнитного поля с проводниками конечных размеров, как правило, проводится в соответствующих электродинамических структурах (см., например, [1]). При этом наиболее высокие точность и чувствитель-

ность в измерении МВ отклика структур с исследуемым образцом достигается в резонаторах благодаря более эффективному взаимодействию поля с образцом. Указанные исследования удобно проводить, используя представление о поверхностном импедансе [2]

$$Z_S = \sqrt{i\omega\mu/\sigma} = R_S + iX_S, \quad (1)$$

где ω — круговая частота МВ поля, μ и σ — магнитная проницаемость и проводимость проводника, R_S и X_S — поверхностные сопротивление и реактанс проводника. Для не слишком высоких частот МВ диапазона σ нормальных металлов — вещественная величина. Для сверхпроводников $\sigma = \sigma_1 - i\sigma_2$, где σ_1 и σ_2 — проводимость квазичастичной и сверхтекучей компонент электронной системы.

МВ отклик резонатора с образцом измеряется в виде изменения добротности Q и частоты f резонатора при внесении образца в резонатор и при изменении внешних факторов, действующих на образец, например, температуры, постоянного или МВ поля и др. [3]. При малых потерях в образцах влияние f и Q на R_S и X_S соответственно мало. Этим задача исследования Z_S проводников, включая сверхпроводники, на основе отклика резонатора с образцом сильно упрощается, т.к. R_S находится из результатов измерения Q , а X_S — частоты f .

Приведенные соображения верны при условии, что толщина образца превышает характеристическую глубину проникновения поля в образец, глубину скин-слоя δ_S в нормальном проводнике или лондоновскую глубину проникновения поля λ_L . Для тонких пленок проводников и сверхпроводников толщина пленок d_f может быть намного меньше δ_S и λ_L . В этом случае поверхностный импеданс, который определяется как отношение электрического поля E к магнитному полю H на поверхности сверхпроводника, становится функцией d_f/δ_S или d_f/λ_L . Поэтому для тонких пленок пользуются понятием эффективного поверхностного импеданса (вместо Z_S в (1), который называется объемным импедансом [3,4])

$$Z_S^{\text{eff}}(x_f) = R_S^{\text{eff}}(x_f) + iX_S^{\text{eff}}(x_f), \quad (2)$$

где $x_f = d_f/\delta_S$ или d_f/λ_L .

Соотношения, связывающие $Z_S^{\text{eff}}(x_f)$ и Z_S сверхпроводящей пленки, приведены в [2] для двух вариантов расположения пленки в поле объемного резонатора: 1) пленка находится внутри резонатора с МВ магнитным полем, параллельным поверхности пленки (рис. 1(а)); 2) пленка представляет собой часть поверхности этого

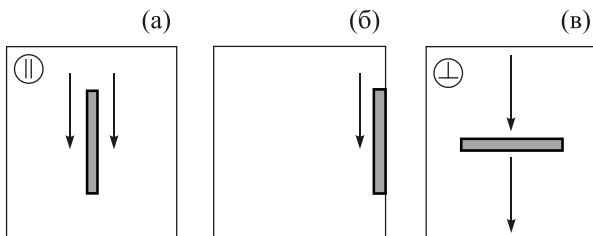


Рис. 1. Ориентация сверхпроводящей пленки в полом резонаторе по отношению к микроволновому магнитному полю: (а) параллельная; (б) пленка представляет часть поверхности резонатора; (в) перпендикулярная.

резонатора (рис. 1(б)). Отмечено преимущество второго варианта с точки зрения измерения Z_S , т.к. в этом случае $Z_S^{\text{eff}} > Z_S$ или даже $Z_S^{\text{eff}} \gg Z_S$. В [5] приведено решение электродинамических задач, результаты которого содержатся в [2], и получено решение для случая, когда пленка располагается перпендикулярно магнитному полю резонатора (рис. 1(в)).

Недавно обнаружена особенность в температурной зависимости МВ отклика полого резонатора с тонкой пленкой FeSeTe в области температур $T \leq T_c$ при перпендикулярной ориентации пленки [5]. Эта особенность проявляется в виде нарушения монотонной зависимости $Q^{-1}(T)$ вблизи T_c . В [6] сообщалось, что при замене перпендикулярной ориентации пленки на параллельную указанная особенность исчезает. При этом приведены аргументы в пользу представления о том, что при перпендикулярной ориентации пленки с повышением T от низких температур до T_c ориентация и распределение поля в пленке изменяются, что и вызывает появление указанной особенности.

Полученные в [2,5] теоретические зависимости $Z_S^{\text{eff}}(x_f)$ и результаты измерения Q^{-1} и сдвига частоты $\Delta f(T)$ резонатора с тонкой пленкой для двух ориентаций пленки в резонаторе стимулируют проведение анализа соответствия теоретической модели для перпендикулярной ориентации экспериментальным результатам. Данная работа является развитием сообщения [6].

2. Экспериментальные детали и результаты

В работе проводились измерения Q и сдвига резонансной частоты f в зависимости от T при размещении пленки FeSe_{1-x}Te_x ($x = 0,5$), $T_c \cong 19$ К. Пленка толщиной 100 нм нанесена на подложку монокристалла CaF₂ толщиной 0,5 мм. Размеры пленки в плоскости ab составляют $\sim 2 \times 2$ мм. Резонатор представляет собой сапфировое кольцо, помещенное в полый медный цилиндрический корпус, внутренняя сторона которого покрыта тонким слоем золота. В резонаторе возбуждается H_{011} -тип колебания в 3-см диапазоне волн с помощью петли связи. Пленка устанавливается на сапфировом стержне сечением 1×1 мм, который вводится в полость резонатора. Температура образца изменялась от ~ 3 до 30 К, при этом температура сапфирового кольца оставалась постоянной и равной 4,2 К. Аналогичные резонаторы использовались в работах [7–9] для исследования монокристаллов сверхпроводников.

Измерения отклика проводились при двух ориентациях пленки в резонаторе, когда магнитное поле резонатора направлено параллельно (\parallel) (рис. 1(а)) и перпендикулярно (\perp) (рис. 1(б)) поверхности пленки. На рис. 2 приведены измеренные зависимости $Q_S^{-1}(T)$ и сдвига частоты $\Delta f(T)$ резонатора при \perp -й и только $Q_S^{-1}(T)$ для \parallel -й ориентации пленки FeSe_{1-x}Te_x в резонаторе. Здесь $Q_S^{-1}(T) = Q_{0S}^{-1}(T) - Q_0^{-1}(T)$, где Q_0 и

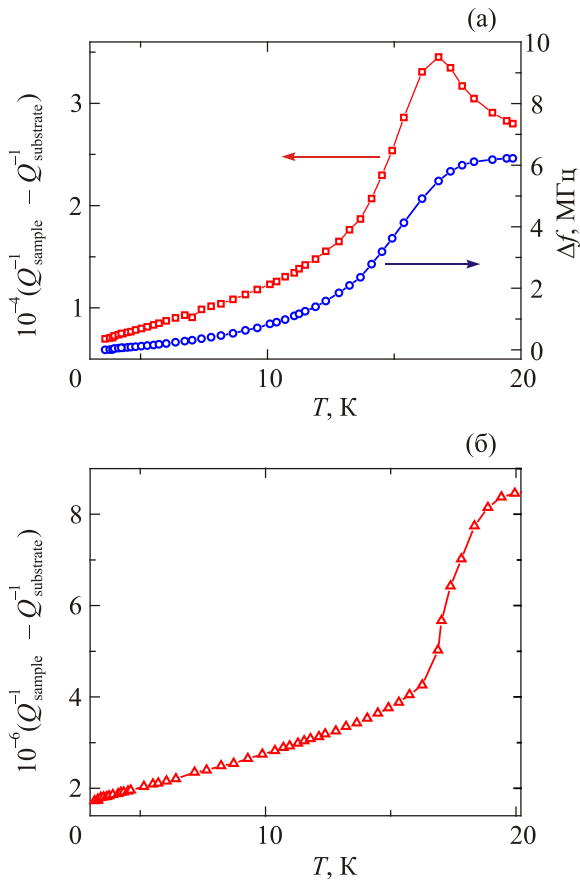


Рис. 2. Температурная зависимость: (а) $Q_S^{-1}(T)$ и сдвига частоты $\Delta f(T)$ резонатора при \perp -й ориентации и (б) $Q_S^{-1}(T)$ для \parallel -й ориентации пленки $\text{FeSe}_{1-x}\text{Te}_x$ в резонаторе.

Q_{0S} — собственные добротности резонатора без исследуемого образца и с ним; $\Delta f(T) = f(T) - f(T_{\min})$, T_{\min} — минимальная температура, достигаемая в данной работе (~ 3 К).

На рис. 2 видно, что 1) особенность в зависимости Q_S^{-1} вблизи T_c наблюдается только для \perp -й ориентации пленки. Зависимость сдвига частоты $\Delta f(T)$ резонатора монотонная для \perp -й ориентации, однако в \parallel -й ориентации аккуратное измерение $\Delta f(T)$ весьма затруднительно из-за малой величины и, следовательно, недостаточной точности ее измерений. Аналогично [5], где использовалась подложка из LaAlO_3 , в данной работе подложка из CaF_2 также практически не изменяет Q_0 и Δf резонатора, поэтому можно записать

$$Q_S^{-1} = A_S R_S^{\text{eff}}, \quad (3)$$

$$\Delta f = -\frac{f_0}{2} A_S \Delta X_S^{\text{eff}}, \quad (4)$$

где A_S — коэффициент включения, f_0 — собственная частота резонатора, ΔX_S^{eff} — изменение X_S^{eff} в соответствии с изменением $f(T)$. Полная аналогия в (3) и (4) отсутствует по хорошо известной причине (см., например, [10]).

3. Эффективный поверхностный импеданс пленки в S- и N-состояниях

В [2] приведены зависимости R_S^{eff}/R_S и X_S^{eff}/X_S от $x_f = d_f/\lambda_L$ для случаев \parallel -й ориентации пленки в полости резонатора (рис. 1(а)) и использования пленки как части поверхности резонатора (рис. 1(б)). При этом для очень тонких пленок, когда $x_f \ll 1$, получены соотношения:

$$\frac{R_{S\parallel}^{\text{eff}}}{R_S} \simeq \frac{1}{12} x_f^3, \quad \frac{X_{S\parallel}^{\text{eff}}}{X_S} \simeq \frac{x_f}{2} \quad (5)$$

для \parallel -й ориентации и

$$\frac{R_S^{\text{eff}}}{R_S} \simeq \frac{2}{x_f}, \quad \frac{X_S^{\text{eff}}}{X_S} \simeq \frac{1}{x_f} \quad (6)$$

для пленки как части поверхности резонатора.

В [5] показано, что для \perp -й ориентации решение соответствующей задачи приводит к выражениям (6), поэтому

$$\frac{R_{S\perp}^{\text{eff}}}{R_S} \simeq \frac{2}{x_f}, \quad \frac{X_{S\perp}^{\text{eff}}}{X_S} \simeq \frac{1}{x_f}. \quad (7)$$

Очевидно, зависимости $Z_S(T)$ и $\lambda(T)$ определяют температурную зависимость $Z_S^{\text{eff}}(T)$ и, вообще говоря, отклик резонатора в форме $Q_S^{-1}(T)$ и $\Delta f(T)$ с оговоркой, что указанный выше коэффициент A_S не зависит от T .

Для построения $Z_S^{\text{eff}}(T)$ в интервале температур от низких до T_c и выше необходимо найти $Z_S^{\text{eff}}(T_c)$, поэтому возникает задача найти Z_{SN}^{eff} пленок в N-состоянии. Рассмотрим Z_{SN}^{eff} для обоих использованных в эксперименте случаев ориентации пленок в полости резонатора. Для \parallel -й ориентации можно получить решение

$$Z_{SN\parallel}^{\text{eff}} = iZ_N \text{tg} k_N^{\parallel} \frac{d_f}{2} \quad (8)$$

аналогично решению для $Z_{S\parallel}^{\text{eff}}$ в S-состоянии [5]. Из уравнений Максвелла для полей, изменяющихся по закону $e^{i\omega t}$, следует

$$k_N^{\parallel} = \frac{1-i}{\delta_S}. \quad (9)$$

Для не слишком высоких частот ($\omega\tau \ll 1$, τ — время рассеяния электронов) $R_{SN} = X_{SN}$ в $Z_{SN} = R_{SN} + iX_{SN}$, поэтому $Z_{SN\parallel}^{\text{eff}} = R_{SN}(-1+i) \text{tg}[(1-i)x_N]$, откуда в приближении $x_f = x_N = d_f/\delta_S \ll 1$ первого порядка малости

$$R_{SN\parallel}^{\text{eff}} \simeq 0; \quad X_{SN\parallel}^{\text{eff}} \simeq R_{SN} x_N. \quad (10)$$

С удержанием 3-го порядка малости

$$R_{SN\parallel}^{\text{eff}} \simeq \frac{2}{3} \left(\frac{x_N}{2}\right) R_{SN}; \quad X_{SN\parallel}^{\text{eff}} \simeq x_N R_{SN} \quad (11)$$

видно, что $R_{SN\parallel}^{\text{eff}} \ll X_{SN\parallel}^{\text{eff}}$.

Для \perp -й ориентации пленки воспользуемся выражением

$$Z_{SN\perp}^{\text{eff}} = Z_{SN} \frac{Z_{SN} \text{th}[(1+i)x_N + Z_0]}{Z_{SN} + Z_0 \text{th}[(1+i)x_N]} = R_{SN\perp}^{\text{eff}} + iX_{SN\perp}^{\text{eff}}, \quad (12)$$

полученным в [1,11]. Здесь $k_N^\perp = (1+i)/\delta_S$. При $x_N \ll 1$ получаем

$$\frac{R_{SN\perp}^{\text{eff}}}{R_{SN}} \simeq \frac{1}{r_S + x_N}; \quad \frac{X_{SN\perp}^{\text{eff}}}{X_{SN}} \simeq \frac{2x_N}{r_S + x_N}, \quad (13)$$

где $r_S = R_{SN}/Z_0$, Z_0 — импеданс свободного пространства. Видно, что $R_{SN\perp}^{\text{eff}} \gg X_{SN\perp}^{\text{eff}}$, т.е. получается неравенство, противоположное предыдущему случаю.

4. Сравнение измеренного и вычисленного микроволновых откликов резонатора с тонкой сверхпроводящей пленкой

Для тонкой пленки найти A_S в (3) и (4) с достаточной точностью в настоящее время не представляется возможным. В [6] для сравнения экспериментальных результатов измерения $Q_S^{-1}(T)$ и теоретических моделей поведения $R_S^{\text{eff}}(T)$ был использован следующий подход. На основании (3), (5) и (6) получено соотношение

$$\frac{Q_{S\parallel}^{-1}}{Q_{S\perp}^{-1}} = \frac{A_S^\parallel x_f^4}{A_S^\perp 24}. \quad (14)$$

Логарифмирование (14) и последующее дифференцирование по T дает

$$\frac{1}{Q_{S\perp}^2(T)} \frac{dQ_{S\perp}(T)}{dT} - \frac{1}{Q_{S\parallel}^2(T)} \frac{dQ_{S\parallel}(T)}{dT} = \frac{4}{x_f(T)} \frac{dx_f}{dT}. \quad (15)$$

Правая часть (15) является следствием решения электродинамических модельных задач [5,6] и может быть вычислена при известной $\lambda_L(T)$. При этом предполагается постоянство A_S^\parallel и A_S^\perp при изменении T . Левая часть (15) находится из результатов измерения температурной зависимости $Q_S^{-1}(T)$. Для удобства графического представления обозначим разность левой (L) и правой (R) частей соотношения (15) как

$$L(T) - R(T) = \delta(T). \quad (16)$$

Если применить тот же подход для сравнения экспериментальных данных $\Delta f(T)$ и вычисленных значений $\Delta X_S^{\text{eff}}(T)$, то получаем соотношения

$$\frac{\Delta f_\parallel}{\Delta f_\perp} = -\frac{A_S^\parallel f_0^\parallel x_f^2}{A_S^\perp f_0^\perp 2}, \quad (17)$$

$$\frac{1}{\Delta f_\parallel} \frac{d\Delta f_\parallel}{dT} - \frac{1}{\Delta f_\perp} \frac{d\Delta f_\perp}{dT} = -\frac{2}{x_f} \frac{dx_f}{dT}. \quad (18)$$

Если исключить температуру, как очень низкие значения, так и близкие к T_c , то в (15) и (18) для $x_f = d_f/\lambda_L$ можно использовать

$$\lambda_L(T) = \frac{\lambda_L(0)}{\sqrt{1-(T/T_c)^\gamma}}, \quad (19)$$

где $\lambda_L(0)$ — глубина проникновения при нулевой T .

Зависимость (16) представлена на рис. 3. Наилучшее согласие экспериментальных данных и результатов решения модельных задач получаем при значении $\gamma = 2,7$ в интервале температур до $\sim 2T_c/3$. В более высокотемпературной области равенство правых и левых частей в (15) и (18) нарушается, что указывает на появляющееся несоответствие модельных представлений при повышении температуры.

5. Обсуждение

При \parallel -й ориентации $Q_{S\parallel}^{-1}$ — монотонная функция температуры. При этом отсутствуют причины, которые могли бы приводить к зависимости $A_S^\parallel(T)$, поэтому $R_{S\parallel}^{\text{eff}}(T)$ и $X_{S\parallel}^{\text{eff}}(T)$ могут также считаться монотонными функциями, описываемыми с помощью соотношений (5).

В случае \perp -й ориентации (рис. 1(в)) при низких температурах направление магнитного поля у поверхности пленки параллельно поверхности пленки, приобретая, однако, взаимно противоположные направления по обе стороны пленки [5]. Исключением являются края пленки, где магнитное поле имеет также компоненты, перпендикулярные поверхности пленки (рис. 4(а)). То есть в действительности ситуация отличается от модельного представления в [5], и это отличие усиливается с ростом T (рис. 4(б)), когда ориентация поля внутри пленки изменяется, и его распределение становится более равномерным. В определенной мере ситуация становится аналогичной случаю с параллельной ориентацией.

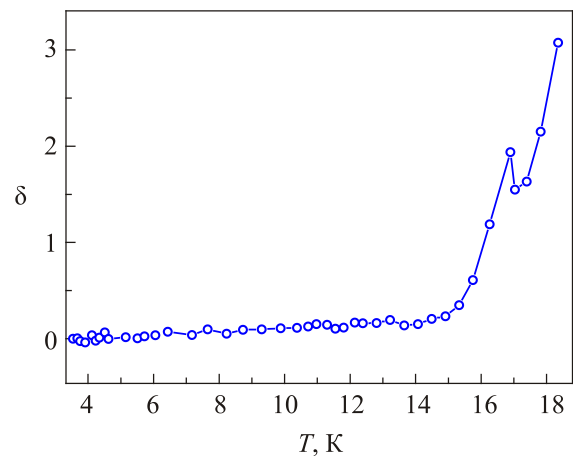


Рис. 3. Сравнение экспериментальных данных с результатами решения модельных задач для \perp -й и \parallel -й ориентаций пленки в форме температурной зависимости параметра $\delta(T)$, см. выражения (15), (16) и объяснение в тексте.

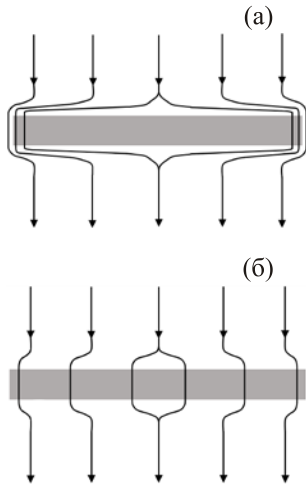


Рис. 4. Качественное представление эволюции распределения и ориентации микроволнового магнитного поля в сверхпроводящей пленке с \perp -й ориентацией в поле резонатора при повышении температуры от низких T (а) до $T \leq T_c$ (б).

Немонотонную зависимость $Q_{S\parallel}^{-1}(T)$ при $T \leq T_c$ можно понять, принимая во внимание две тенденции с ростом T . С одной стороны, имеет место резкий рост $R_S(T)$ и, следовательно, $R_{S\perp}^{\text{eff}}$. С другой стороны, в этом температурном интервале в силу изменения распределения поля в пленке ситуация становится в определенной мере аналогичной параллельной ориентации пленки с уменьшением R_S^{eff} (напомним, что $R_{S\parallel}^{\text{eff}}(T) \ll R_S$).

В заключение в связи с обсуждением природы обнаруженной особенности авторы обращают внимание на работу [12], в которой наблюдался аналогичный максимум поглощения энергии переменного поля в ВТСП ленте вблизи критической температуры. Однако отмеченный в работе [12] эффект проявляется в других условиях, в том числе при температуре, несколько выше критической, и его природа соответственно интерпретируется как возможный отклик магнитной подсистемы на переменное магнитное поле.

Выводы

Таким образом, обнаруженная в [5] особенность, проявляющаяся в виде немонотонного изменения потерь в резонаторе со сверхпроводящей пленкой халькогенида $\text{FeSe}_{1-x}\text{Te}_x$, ориентированной перпендикулярно магнитному полю полого резонатора, может быть объяснена изменением ориентации и распределения МВ магнитного поля в пленке при росте температуры. Хотя особенность обнаружена для тонких пленок $\text{FeSe}_{1-x}\text{Te}_x$ ($x = 0,5$ и $0,7$), нет оснований предполагать, что она принципиально зависит от типа необычного сверхпроводника. Здесь важна только ориентация пленки относительно МВ магнитного поля резонатора.

Получены соотношения для эффективного и объемного импеданса пленки в N-состоянии, что позволяет в

принципе построить температурную зависимость импеданса во всем температурном интервале, включая T_c , по результатам измерения эффективного импеданса. Важным следствием сопоставления экспериментальных данных и результатов анализа теоретической модели без учета изменения поля в пленке является вывод о возможности проведения физических исследований пленок новых необычных сверхпроводников в полых резонаторах во всем интервале температур. При этом перпендикулярную ориентацию можно использовать в интервале от низких температур до $\sim 2T_c/3$, а параллельную ориентацию — в более высокотемпературной области S-состояния сверхпроводящей пленки, где эффективное поверхностное сопротивление заметно возрастает.

1. S. Ramo, J.R. Winnery, and T. Van Duser, *Fields and Waves in Communication Electronics*, John Wiley & Sons, Inc., 3rd ed., New York (1994).
2. *Handbook of Superconducting Materials: Characterization, Application and Cryogenics*, vol. 2, D.A. Cardwell and D.S. Ginley (eds.), Institute of Physics (2003).
3. M. Lancaster, *Passive Microwave Device Applications of High-Temperature Superconductors*, Cambridge University Press (1997).
4. M. Hein, *High-Temperature Superconductor Thin Films at Microwave Frequencies*, Tracts in Modern Physics, Springer-Verlag, Berlin–Heidelberg (1999), vol. 155.
5. A.A. Barannik, N.T. Cherpak, Yun Wu, Sheng Luo, Yusheng He, M.S. Kharchenko, and A. Porch, *Fiz. Nizk. Temp.* **40**, 636 (2014) [*Low Temp. Phys.* **40**, 492 (2014)].
6. N.T. Cherpak, A.A. Barannik, Y.-S. He, L. Sun, X. Zhang, Y. Ma, Y. Bian, and G. Li, *EUCAS, 4MPI-09*, Geneva (2017).
7. S. Sridhar and W.L. Kennedy, *Rev. Sci. Instrum.* **59**, 531 (1988).
8. J.J. Wingfield, J.R. Powell, C.E. Gough, and A. Porch, *IEEE Trans. Appl. Supercond.* **7**, 2009 (1997).
9. М.Р. Трунин, *УФН* **168**, 931 (1998) [*Physics-Uspokhi* **41**, 843 (1998)].
10. A. Barannik, N.T. Cherpak, M.A. Tanatar, S. Vitusevich, V. Skresanov, P.C. Canfield, and R. Prozorov, *Phys. Rev. B* **87**, 014506 (2013).
11. Z.-Y. Shen, *High-Temperature Superconducting Microwave Circuits*, Artech House, Boston–London (1994).
12. L.M. Fisher, I.F. Voloshin, and V.A. Yampol'skii, *Fiz. Nizk. Temp.* **39**, 1310 (2013) [*Low Temp. Phys.* **39**, 1018 (2013)].

Microwave response of cavity resonator with thin superconductor film depending on film temperature and orientation

A.A. Barannik, N.T. Cherpak, Y. He, L. Sun, X. Zhang, M.V. Vovnyuk, and Y. Wu

The proposed version is given concerning the nature of previously found feature in the temperature

dependence of microwave losses in the cavity resonator with a thin superconducting film placed perpendicular to the magnetic field of the resonator. An experiment with a film with its parallel orientation with respect to the field shows the absence of the feature. The appearance of the feature at $T \leq T_c$ region with a parallel orientation of the film is explained by a change in the field orientation and distribution in the film as the temperature changes. Comparison of the experimental data with the results of an analysis of the theoretical model that does not take into account the change in the field in the film shows that the model representation can be used for microwave impedance studies of films with a perpendicular orientation in the range from low temperatures to $\sim 2T_c/3$. We also

obtained the relations for the effective surface impedance of superconducting films in the N state, which are necessary for constructing the dependence of the effective impedance on the temperature in the interval including T_c .

PACS: 74.25.nn Surface impedance (superconductivity);
74.70.Xa Chalcogenides;
74.78.-w Superconducting films;
84.40.-x Microwave technology.

Keywords: microwave surface impedance, superconducting chalcogenide, thin film, microwave resonator.