



С. С. Апостолов^{1,2}, Д. В. Кадыгроб¹, З. А. Майзеліс^{1,2}, Т. Н. Рохманова¹, А. А. Шматько²,
В. А. Ямпольский^{1,2}

¹Інститут радіофізики і електроніки ім. А. Я. Усикова НАН України
12, ул. Акад. Проскуры, Харьков, 61085, Украина

²Харьковский национальный университет имени В. Н. Каразина

4, пл. Свободы, 61022, Харьков, Украина

E-mail: stapos@ukr.net, yam@ire.kharkov.ua

ЛОКАЛИЗОВАННЫЕ ВОЛНЫ В СЛОИСТЫХ СВЕРХПРОВОДНИКАХ

Предмет и цель работы. В этом обзоре обсуждается распространение электромагнитных волн, локализованных вблизи границы образца слоистого сверхпроводника со слоями, параллельными либо перпендикулярными его поверхности. Обобщаются, классифицируются и дополняются результаты, полученные в ряде работ по исследованию закона дисперсии таких волн. Благодаря сильной анизотропии и нелинейности джозефсоновской плазмы в слоистых сверхпроводниках, локализованные волны могут обладать необычными дисперсионными свойствами, а их возбуждение может сопровождаться необычными резонансными явлениями.

Методы и методология работы. Электромагнитное поле в слоистом сверхпроводнике определяется распределением калибровочно-инвариантной разности фаз параметра порядка, которая удовлетворяет системе связанных синусоидальных уравнений Гордона. На основании решения этих уравнений, а также уравнений Максвелла в диэлектрическом окружении, получены дисперсионные соотношения для локализованных электромагнитных волн.

Результаты работы. В образцах слоистого сверхпроводника, слои которого параллельны его границе, могут распространяться как поверхностные волны, так и волноводные моды, обладающие нормальной дисперсией. Для образцов, в которых слои перпендикулярны границе, закон дисперсии зависит от угла распространения волн относительно сверхпроводящих слоев. В данной работе впервые показано, что волны, локализованные в пластине слоистого сверхпроводника, обладают аномальной дисперсией для всех направлений, кроме распространения строго вдоль слоев. Дисперсионные кривые для таких волн могут иметь точки максимума и/или минимума, что может приводить к нетривиальным эффектам (например, к остановке света или внутреннему отражению). Также в работе обсуждается возбуждение локализованных волн и необычные резонансные явления, возникающие при этом.

Заключение. Благодаря сильной анизотропии и нелинейности слоистого сверхпроводника законы дисперсии для волн, локализованных как в полубесконечных образцах, так и в пластинах, обладают рядом интересных особенностей, приводящих к новым явлениям, важным для применения в физике терагерцевого диапазона. Ил. 8. Библиогр.: 25 назв.

Ключевые слова: слоистый сверхпроводник, локализованные волны, аномальная дисперсия.

Слоистые высокотемпературные сверхпроводники характеризуются высокой анизотропией и потому проявляют необычные электромагнитные свойства. Существует множество сверхпроводников, искусственно создаваемых путем твердофазного синтеза либо с помощью молекулярно-пучковой эпитаксии, самыми яркими представителями которых являются оксиды на основе железа и мышьяка [1]. Представителем естественных сильно анизотропных высокотемпературных сверхпроводников является $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$. Он состоит из очень тонких ($\sim 2 \text{ \AA}$) сверхпроводящих слоев CuO_2 , чередующихся с более толстыми диэлектрическими слоями ($\sim 15 \text{ \AA}$) [2].

Поверхностные электромагнитные возмущения на границе металла и диэлектрика

были известны еще со времен работ Р. Вуда и У. Фано. Они включают возмущения в микроволновом, радио- и оптическом диапазонах. Такие поверхностные плазмон-поляритоны обычно могут распространяться вдоль поверхности раздела двух сред, одна из которых обладает отрицательной диэлектрической или магнитной проницаемостью [3]. Большая часть исследований плазмон-поляритонов относится к линейному случаю. Для анизотропных кристаллов вдоль определенных направлений в плоскости границы могут распространяться так называемые сингулярные поверхностные поляритоны [3].

Сильная анизотропия токнесущей способности слоистых сверхпроводников приводит к необычным по своим свойствам по-

верхностным возмущениям. Более того, отличие электромагнитных свойств слоистого сверхпроводника при протекании тока вдоль или поперек слоев не просто сводится к различным эффективным диэлектрическим проницаемостям. Токи в разных направлениях в слоистых сверхпроводниках отличаются по своей природе: ток вдоль слоев имеет ту же природу, что и в объемном сверхпроводнике, а ток поперек слоев обусловлен слабой джозефсоновской связью между сверхпроводящими слоями [2]. Ток поперек слоев определяется нелинейной связью с полем с фазой параметра порядка в сверхпроводнике, что обуславливает ряд новых для физики плазмы нелинейных явлений. Можно ожидать, что в таких материалах возможно наблюдать эффекты, характерные для нелинейной оптики: самофокусировку электромагнитных волн, стимулированную прозрачность, эффект остановки света и др. [4, 5]. Характерные частоты волн в слоистых сверхпроводниках соответствуют терагерцевому диапазону, который очень важен с точки зрения различных приложений [6, 7], что определяет не только научный, но и практический интерес к джозефсоновским плазменным колебаниям [8, 9].

Взаимодействие джозефсоновского туннельного тока, текущего поперек слоев, с электромагнитным полем приводит к существованию особого вида элементарных возбуждений в объеме слоистого сверхпроводника, так называемых джозефсоновских плазменных волн (ДПВ) [10]. Наличие же поверхности раздела между слоистым сверхпроводником и диэлектриком порождает дополнительные ветви дисперсионных кривых, соответствующие локализованным вблизи границы волнам.

Целью этой обзорной работы является анализ, обобщение и классификация таких волн при различных взаимных ориентациях слоев образца, поверхности раздела и поляризации волны [11–23]. Оказывается, что в некоторых случаях появляется множество ветвей спектра, обладающих аномальной дисперсией. В частности, для волн, локализованных в пластине слоистого сверхпроводника и распространяющихся строго поперек сверхпроводящих слоев, аномальная дисперсия обнаружена в статье [19]. В настоящей работе показано, что аномальная дисперсия

может наблюдаться для локализованных волн, распространяющихся под произвольным углом к слоям.

Благодаря тому, что нелинейность джозефсоновской плазмы приводит к зависимости закона дисперсии от амплитуды волны [20, 21] и взаимодействию локализованных электромагнитных волн с внешним постоянным магнитным полем [17, 18, 22], открываются возможности для наблюдения необычных для твердотельной плазмы эффектов, например, остановки света или внутреннего отражения. Кроме того, возбуждение локализованных волн сопровождается резонансными явлениями (такими как резонансное усиление прозрачности [23], подавление зеркального отражения [11, 14], трансформация поляризации [15, 16]), имеющими особенности, связанные со спецификой джозефсоновской плазмы.

Работа построена следующим образом. В первом разделе приведен общий подход к описанию электромагнитного поля в слоистом сверхпроводнике. Во втором и третьем разделах рассматриваются локализованные волны в образцах, сверхпроводящие слои в которых либо параллельны, либо перпендикулярны поверхности. При этом анализируется как случай полубесконечного образца, так и случай пластины конечной толщины. В конце обоих разделов обсуждаются резонансные явления, возникающие при возбуждении локализованных волн.

1. Электромагнитное поле в слоистом сверхпроводнике. Как отмечалось, слоистые сверхпроводники характеризуются сильной анизотропией токонесущей способности. Токи в плоскости слоев (в кристаллографической ab плоскости) существенно превышают токи вдоль кристаллографической оси c . Во всех задачах, которые обсуждаются в этой работе, оси координат выбраны так, что ось z перпендикулярна слоям, а плоскость $xу$ – параллельна. В плоскости сверхпроводящих слоев ток имеет ту же природу, что и токи в объемных сверхпроводниках:

$$J_{x,y} = -\frac{c}{4\pi\lambda_{ab}^2} A_{x,y}, \quad (1)$$

где λ_{ab} – лондоновская глубина проникновения магнитного поля перпендикулярно сверхпроводящим слоям; $A_{x,y}$ – компоненты

векторного потенциала \vec{A} в x - или y -направлении; c – скорость света.

Плотность тока поперек слоев (вдоль оси z) является джозефсоновской:

$$J_z = J_c \sin \varphi, \quad (2)$$

где J_c – максимальная плотность джозефсоновского тока; φ – межслойная калибровочно-инвариантная разность фаз параметра порядка. В уравнениях (1) и (2) предполагаем, что квазичастичные проводимости вдоль и поперек слоев малы, поэтому мы не будем их учитывать при изучении дисперсионных свойств локализованных волн. Тем не менее, при изучении некоторых резонансных эффектов, например, подавления зеркального отражения (вудовских аномалий), все же необходимо вводить их в рассмотрение.

Также отметим, что компонента E_z электрического поля может вызывать нарушение электронейтральности сверхпроводящих слоев, что приводит к возникновению дополнительной связи электромагнитных полей между соседними слоями (к так называемой емкостной связи). Однако эта связь не влияет существенно на свойства ДПВ из-за малости дебаевского радиуса R_D для зарядов в сверхпроводнике, и ею можно пренебречь, если мал параметр емкостной связи, $\eta = R_D^2 \varepsilon_s / sd \ll 1$ (см. [24]). Здесь ε_s – межслойная диэлектрическая проницаемость, s и d – толщины сверхпроводящего и диэлектрического слоев, соответственно. Например, согласно теоретическим оценкам для кристаллов $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$, величина $\eta \sim 0,05 \dots 0,1$.

Здесь мы также считаем, что характерные пространственные масштабы изменения электромагнитного поля вдоль оси z велики по сравнению с межслойным расстоянием d , что позволяет перейти к континуальному пределу. Если пренебречь нарушением электронейтральности, калибровку векторного потенциала можно выбрать так, чтобы параметр порядка был вещественным и разность фаз φ была связана с z -компонентой векторного потенциала простым соотношением (см., например, [10]):

$$A_z = -\frac{\Phi_0}{2\pi D} \varphi, \quad (3)$$

где $\Phi_0 = \pi \hbar c / e$ – квант магнитного потока; e – элементарный электрический заряд. При

этом векторный потенциал связан с электрическим \vec{E} и магнитным \vec{H} полями стандартными соотношениями:

$$\vec{H} = \text{rot} \vec{A}, \quad \vec{E} = -\frac{1}{c} \frac{\partial \vec{A}}{\partial t}, \quad (4)$$

а скалярный потенциал предполагается равным нулю.

Электродинамическое описание слоистых сверхпроводников будем строить на основе уравнения для векторного потенциала \vec{A} в следующей форме:

$$\text{grad div} \vec{A} - \Delta \vec{A} = -\frac{\varepsilon_s}{c^2} \frac{\partial^2 \vec{A}}{\partial t^2} + \frac{4\pi}{c} \vec{J}. \quad (5)$$

Следствием уравнения (5) является уравнение, используемое при описании распределения калибровочно-инвариантной разности фаз $\varphi(x, z, t)$ параметра порядка между сверхпроводящими плоскостями и являющееся континуальным пределом системы связанных синусоидальных уравнений Гордона [25]. Именно это уравнение было впервые предложено для описания электромагнитного поля в слоистом сверхпроводнике. Оно имеет вид

$$\left(1 - \lambda_{ab}^2 \frac{\partial^2}{\partial z^2}\right) \left[\frac{1}{\omega_J^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} + \sin \varphi \right] - \lambda_c^2 \frac{\partial^2 \varphi}{\partial x^2} = 0, \quad (6)$$

где $\lambda_c = c / (\omega_J \sqrt{\varepsilon_s})$ – лондоновская глубина проникновения магнитного поля вдоль слоев; $\omega_J = \sqrt{8\pi e D J_c / \hbar \varepsilon_s}$ – джозефсоновская плазменная частота, которая определяется максимальной плотностью джозефсоновского тока J_c , пространственным периодом сверхпроводящей структуры $D = d + s$ и межслойной диэлектрической проницаемостью ε_s .

Как и в случае любого одноосного проводника, решения уравнения (5) описывают два типа волн, которые могут распространяться в слоистом сверхпроводнике – обыкновенные и необыкновенные волны. Распространение обыкновенных волн не вызывает возникновения джозефсоновского тока и, следовательно, такие волны являются линейными. В отличие от них, необыкновенные волны обладают ненулевой z -компонентой электрического поля, что позволяет им быть нелинейными. Как будет показано далее, локализованная в образце слоистого сверхпроводника волна может представлять собой

либо обыкновенную волну, либо необыкновенную, либо одновременно оба вида волн, связанных между собой благодаря наличию границы.

Также обратим внимание на то, что для изучения обоих классов волн необходимо применять именно уравнение (5) для векторного потенциала, поскольку уравнение (6) может описывать только необыкновенные волны. В частности, если сверхпроводящие слои в образце ориентированы параллельно поверхности, то можно опираться только на уравнение (6), ограничиваясь только волнами определенной поляризации. Для образцов, слои в которых перпендикулярны поверхности, в общем случае возбуждаются связанные обыкновенные и необыкновенные волны, и тогда необходимо использовать уравнение (6).

Благодаря нелинейной связи (2) джозефсоновского тока и разности фаз параметра порядка, статическое магнитное поле взаимодействует с электромагнитной волной. Здесь мы будем рассматривать только относительно слабое магнитное поле, когда его величина не превосходит критического значения

$$H_0 = \Phi_0 / \pi d \lambda_c \quad (7)$$

и джозефсоновские вихри не проникают в образец слоистого сверхпроводника. В этом случае магнитное поле создает в образце статическое распределение разности фаз φ_0 , которая экспоненциально затухает по мере проникновения в глубь образца. Для описания распространения локализованных электромагнитных волн в линейном приближении можно представить джозефсоновский ток в следующем виде:

$$J_c \sin(\varphi_0 + \varphi_{tw}) = J_c \sin \varphi_0 + J_c \varphi_{tw} \cos \varphi_0, \quad (8)$$

где φ_{tw} определяет электромагнитное поле локализованной волны. Очевидно, что второе слагаемое в уравнении (8) связывает между собой статическое магнитное поле и электромагнитную волну.

Электромагнитное поле в диэлектрическом окружении описывается уравнениями Максвелла, которые дают решения для локализованных волн, распространяющихся вдоль границы и экспоненциально затухающих в направлении, перпендикулярном ей,

вдали от слоистого сверхпроводника. Пусть, например, ось x направлена перпендикулярно к границе образца, а волна распространяется вдоль плоскости yz . Тогда зависимость электромагнитного поля от y и z имеет структуру бегущей волны, $\sin(k_y y + k_z z - \omega t)$ или $\cos(k_y y + k_z z - \omega t)$, а x -зависимость определяется множителем $\exp(\pm k_d x)$, где для декремента затухания уравнения Максвелла дают следующее соотношение:

$$k_d = \sqrt{k_y^2 + k_z^2 - \frac{\omega^2}{c^2} \varepsilon_d}. \quad (9)$$

Здесь ε_d – диэлектрическая проницаемость окружения.

После того, как определены электромагнитные поля в образце слоистого сверхпроводника и диэлектрическом окружении, закон дисперсии локализованных волн может быть получен из условия непрерывности тангенциальных компонент электромагнитного поля.

2. Волны, локализованные в образцах со сверхпроводящими слоями, параллельными границе. В этом разделе мы рассматриваем результаты для полубесконечных образцов [11, 12] или пластин конечной толщины [13], у которых сверхпроводящие слои ориентированы параллельно их поверхности, вдоль которой распространяются локализованные волны (рис. 1). В этом случае поверхность образца изотропна и, не нарушая общности, можно считать, что волны распространяются вдоль оси x , т. е. $k_y = 0$, а затухают вдоль оси z . Кроме того, можно использовать уравнение (6), рассматривая только необыкновенные волны.

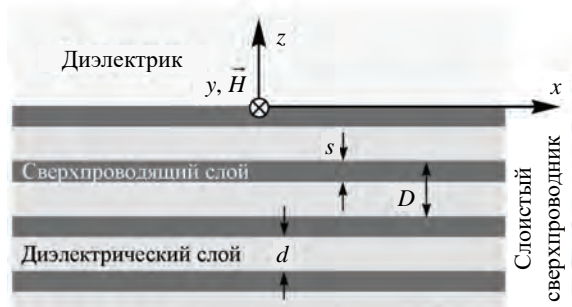


Рис. 1. Образец со слоями, параллельными границе, в диэлектрическом окружении

2.1. Волны в полубесконечном образце. Для такой геометрии было показано [11, 12], что вдоль границы полубесконечного образца могут распространяться поверхностные волны с законом дисперсии

$$k_x \lambda_c = \sqrt{\frac{\varepsilon_d}{\varepsilon_s} \frac{\omega}{\omega_J} \left[\varepsilon_c(\omega) \frac{\varepsilon_d - \varepsilon_{ab}(\omega)}{\varepsilon_d^2 - \varepsilon_c(\omega) \varepsilon_{ab}(\omega)} \right]^{1/2}}, \quad (10)$$

где эффективные диэлектрические проницаемости вдоль и поперек слоев имеют такую частотную зависимость, что

$$\varepsilon_c(\omega) = \varepsilon_s \left(1 - \frac{\omega_J^2}{\omega^2} + i \nu_c \frac{\omega_J}{\omega} \right), \quad (11)$$

$$\varepsilon_{ab}(\omega) = \varepsilon_s \left(1 - \frac{\omega_J^2}{\omega^2} \gamma^2 + i \nu_{ab} \frac{\omega_J}{\omega} \right).$$

Здесь $\nu_{ab,c} = 4\pi\sigma_{ab,c} / \varepsilon_s \omega_J$ – безразмерные релаксационные частоты, определяемые нормальной проводимостью в двух направлениях.

Частоты, определяемые (10), меньше джозефсон-плазменной частоты. Более необычным является обнаружение второй, высокочастотной ветви закона дисперсии поверхностных волн. Эта волна существует при частотах в диапазоне от $\omega_{\min} = \omega_J (1 - \varepsilon_d / \varepsilon_s)^{-1/2}$, превышающего джозефсон-плазменную частоту, до $\gamma \omega_J$, где $\gamma = \lambda_c / \lambda_{ab}$ – параметр анизотропии слоистого сверхпроводника. В частотном промежутке от ω_J до ω_{\min} поверхностные волны не могут распространяться. При этом, как показано в [12], образец может обладать отрицательным показателем преломления. Это оказывается возможным благодаря тому, что $\varepsilon_{ab}(\Omega)$ может быть отрицательным из-за большого значения параметра анизотропии γ (например, для висмутового сверхпроводника $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ параметр анизотропии γ достигает значений порядка 100, однако в соединениях $\text{YBa}_2\text{Cu}_3\text{O}_{7-\delta}$ – не более 10).

2.2. Волны в пластине конечной толщины. В случае, когда толщина образца конечна, система обладает симметрией относительно середины пластины слоистого сверхпроводника. Это позволяет упростить задачу, рассматривая отдельно симметричные и антисимметричные по магнитному полю волны.

Дисперсионные уравнения для этих двух типов локализованных волн имеют вид [13]:

$$\frac{k_d}{k_s} = \frac{\varepsilon_d}{\varepsilon_{ab}(\omega)} \operatorname{tg} \left(\frac{k_s L}{2} \right) - \quad (12)$$

для симметричных и

$$\frac{k_d}{k_s} = - \frac{\varepsilon_d}{\varepsilon_{ab}(\omega)} \operatorname{ctg} \left(\frac{k_s L}{2} \right) - \quad (13)$$

для антисимметричных волн. Здесь L – толщина пластины, $k_d = \sqrt{k_x^2 - \varepsilon_d \omega^2 / c^2}$ – декремент затухания в диэлектрическом окружении (см. уравнение (9)), а $k_s = \sqrt{\varepsilon_{ab}(\omega) [\omega^2 / c^2 - k_x^2 / \varepsilon_c(\omega)]}$ – z -проекция волнового вектора в слоистом сверхпроводнике.

Важно, что кроме поверхностных волн, которые затухают по мере проникновения в глубь пластины и качественно аналогичны таковым для полубесконечного образца, наличие двух границ приводит к существованию волноводных мод, для которых электромагнитное поле осциллирует от одной границы к другой. Все ветви для симметричных по магнитному полю волн показаны на рис. 2.

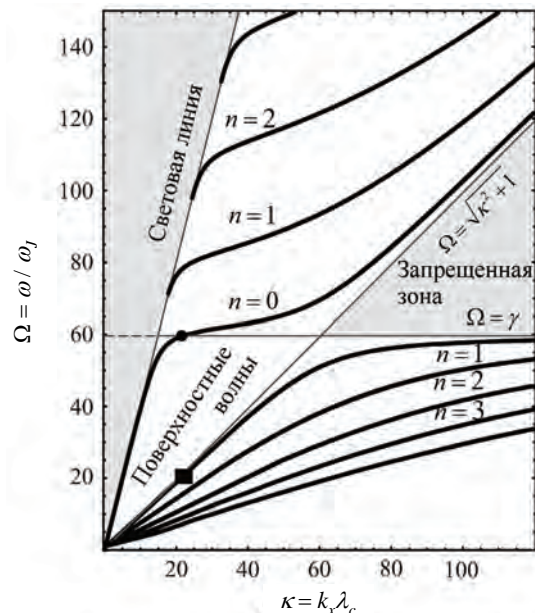


Рис. 2. Дисперсионные кривые для локализованных симметричных волн в пластине слоистого сверхпроводника со слоями, параллельными поверхности. Кроме ветвей, переходящих в поверхностные волны для полубесконечного образца, в этом случае обнаружено семейство кривых, соответствующих волноводным модам [13]

Обратим внимание на то, что дисперсионных ветвей, соответствующих волновым модам, оказывается бесконечно много. Это связано с периодичностью тригонометрических функций в соотношениях (12) и (13). Ветвь поверхностных волн заканчивается на частоте $\gamma\omega_J$, как это предсказано и для полубесконечных образцов (см. подразд. 2.1). Также отметим, что уравнения (12) и (13) переходят в (10) при устремлении толщины образца к бесконечности, $L \rightarrow \infty$.

2.3. Возбуждение локализованных волн. Рассмотрим способы возбуждения локализованных волн, описанных выше.

Один из методов основан на использовании конфигурации Отто [13,14]. В этой конфигурации диэлектрическую призму располагают так, что ее основание параллельно границе образца слоистого сверхпроводника и находится на некотором, сравнительно небольшом, расстоянии. Затем подбираются такие условия, чтобы облучающая волна проникала в призму со стороны ее внешней грани, но полностью отражалась от основания (рис. 3). При этом электромагнитное поле проникает на небольшую глубину в пространственный зазор между призмой и образцом, затухая экспоненциально в этом зазоре.

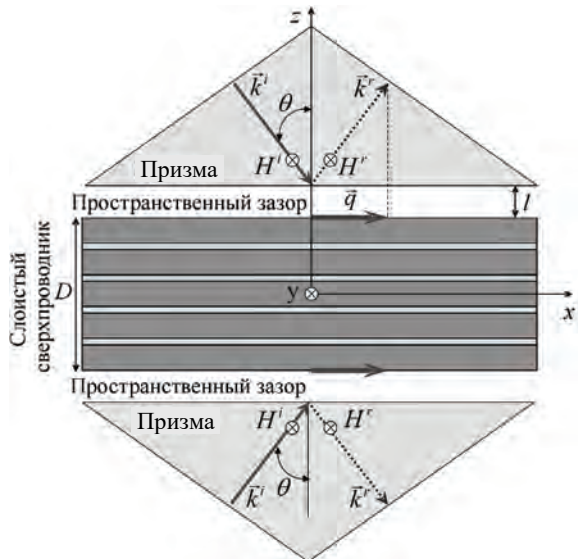


Рис. 3. Конфигурация Отто для возбуждения локализованных волн в слоистом сверхпроводнике [13,14]

Такое слабое проникновение может быть использовано для возбуждения поверхностных волн в образце, если волновое число в

пространственном зазоре, частота волны и ширина зазора удовлетворяют определенным резонансным условиям. В частности, изменяя величину зазора можно добиваться оптимального возбуждения локализованной волны при заданных частоте ω и угле падения θ .

Кроме того, в работе [14] показано, что, благодаря нелинейности уравнений, описывающих электромагнитное поле в сверхпроводнике, условия возбуждения могут содержать, кроме указанных параметров, еще и амплитуду падающей волны. Это приводит к тому, что резонансный коэффициент отражения волны, падающей на основание призмы, также зависит от ее амплитуды A :

$$R^2 = \frac{S(\theta, \omega, A) - P(\theta, \omega, A)}{S(\theta, \omega, A) + P(\theta, \omega, A)}. \quad (14)$$

Решение электродинамической задачи в призме, зазоре и слоистом сверхпроводнике дает явный вид положительных функций S и P .

Эта зависимость особенно ярко проявляется вблизи джозефсоновской плазменной частоты. Оказывается, что добиться полного подавления отражения, т. е. полной перекачки энергии падающей волны в локализованную волну, можно, подбирая оптимальную амплитуду A . Этот нелинейный эффект дает дополнительный способ управления возбуждением локализованных волн.

Поверхностные волны можно возбудить также с помощью дифракции падающих плоских волн на каких-либо неоднородностях поверхности. В работе [11] показано, как с помощью периодически модулированных свойств слоистого сверхпроводника можно обеспечить достаточно большое значение продольной компоненты волнового вектора дифрагированной волны и возбудить локализованную волну. В качестве такой модулируемой величины может выступать максимальное значение джозефсоновского тока поперек слоев. При этом показано, что угловая зависимость коэффициента отражения имеет минимум, в котором $R = 0$. Таким образом, этот метод также является эффективным способом возбуждения локализованных волн.

3. Волны, локализованные в образцах со сверхпроводящими слоями, перпендикулярными границе. Теперь перейдем к рассмотрению второй возможной конфигу-

рации, в которой слои сверхпроводника перпендикулярны поверхности образца (рис. 4) и поверхностные волны распространяются под углом θ к слоям с волновым вектором $\vec{k} = (k_x, k_z) = (\kappa \sin \theta, \kappa \cos \theta)$.

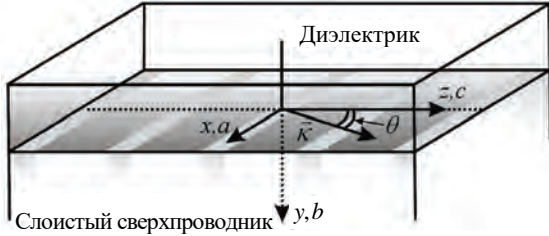


Рис. 4. Образец, слои в котором перпендикулярны плоскости границы. При этом локализованные волны могут распространяться под различными углами θ , что влияет на их закон дисперсии [15, 16]

Анизотропия в плоскости границы приводит к тому, что закон дисперсии зависит от направления распространения поверхностных волн (так называемых косых волн) [15, 16]. При этом, как отмечалось выше, в образце слоистого сверхпроводника электромагнитное поле представляет собой суперпозицию обыкновенных и необыкновенных волн, и для определения этого поля необходимо использовать уравнение (5) для векторного потенциала.

3.1. *Полубесконечный образец.* Дисперсионное уравнение для волн, локализованных на границе слоистого сверхпроводника и диэлектрика с проницаемостью ε_d , имеет вид [15, 16],

$$k_z^2 [k_s^{(o)}]^2 (\varepsilon_{ab} - \varepsilon_d) + \varepsilon_{ab} [k_d + k_s^{(e)}] [k_d k_s^{(o)} + k_x^2] = 0. \quad (15)$$

Здесь k_d , $k_s^{(o)}$ и $k_s^{(e)}$ – декременты затухания волны в диэлектрике и обыкновенной и необыкновенной волн в сверхпроводнике, соответственно:

$$k_d = (k_x^2 + k_z^2 - \varepsilon_d \omega^2 / c^2)^{1/2},$$

$$k_s^{(o)} = (k_x^2 + k_z^2 - \omega^2 \varepsilon_{ab} / c^2)^{1/2},$$

$$k_s^{(e)} = (k_x^2 + k_z^2 \varepsilon_c / \varepsilon_{ab} - \omega^2 \varepsilon_c / c^2)^{1/2}.$$

На рис. 5 изображены дисперсионные кривые, описываемые уравнением (15) для различных значений угла θ распространения волн. Вставка показывает те же кривые в

увеличенном масштабе. При строго нулевом угле, т. е. при распространении перпендикулярно слоям, кривая полностью находится в частотной области $\omega < \omega_J$ и стремится к джоузефсоновской плазменной частоте с ростом величины волнового вектора. Однако при ненулевых углах максимальная частота на дисперсионной кривой может оказаться и больше, доходя до частоты $\omega_1 = \omega_J (1 - \varepsilon_d / \varepsilon_s)^{-1/2}$. При строго продольном же распространении, когда волновой вектор не имеет компоненты поперек слоев, кривая продолжается и при более высоких частотах. Такое качественное отличие двух крайних случаев, продольного и поперечного распространения, от любого промежуточного угла заключается в том, что только в этих случаях обыкновенная компонента в поле локализованной волны отсутствует.

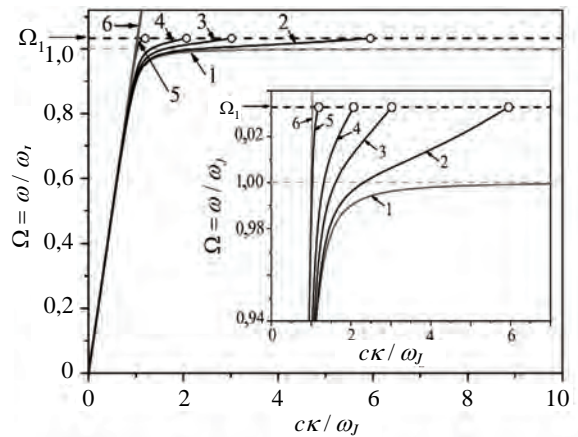


Рис. 5. Дисперсионные кривые поверхностных волн при различных значениях угла θ , равного для кривых 1–6: $0^\circ, 10^\circ, 20^\circ, 30^\circ, 60^\circ$ и 90° [15]

Заметим, что наличие статического магнитного поля, проникающего в слоистый сверхпроводник, влияет на дисперсионные свойства локализованных электромагнитных волн благодаря нелинейности джоузефсоновской плазмы. В статье [17] получены дисперсионные соотношения для локализованных волн, распространяющихся поперек слоев, т. е. $\theta = 0$, при наличии статического магнитного поля. В таком случае вместо одной ветви спектра, как на рис. 5, мы получаем целое семейство кривых, расположенных при $\omega < \omega_J$. Это семейство возникает благодаря тому, что электромагнитное поле таких волн

в образце вблизи поверхности осциллирует за счет взаимодействия с магнитным полем, а лишь потом начинает экспоненциально затухать в глубь образца. Волны с различным количеством осцилляций принадлежат различным ветвям спектра.

3.2. Пластина конечной толщины. Закон дисперсии волн, локализованных в образце слоистого сверхпроводника конечной толщины, аналогично случаю, рассмотренному в предыдущем разделе, описывает не только одну ветвь поверхностных волн для каждого угла распространения, но и целое семейство дисперсионных ветвей, соответствующих волноводным модам. Существенным отличием является то, что волноводные моды обладают аномальной дисперсией, т. е. для них $\partial\omega/\partial k < 0$, где k – длина волнового вектора локализованной волны.

В работе [19] были изучены локализованные волны, распространяющиеся строго поперек слоев, и обнаружена аномальная дисперсия таких волн. Здесь мы представляем новые результаты для волн, распространяющихся под произвольным углом к слоям. В частности, на рис. 6 изображено семейство дисперсионных ветвей для угла $\theta = 20^\circ$. Видно, что на таких ветвях имеются участки с аномальной дисперсией, а кроме того точки, в которых групповая скорость обращается в нуль.

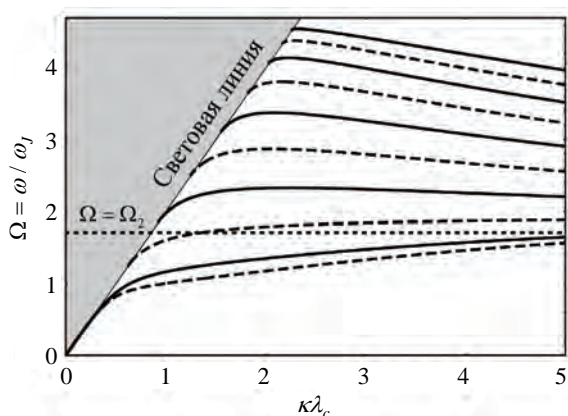


Рис. 6. Семейство дисперсионных кривых для поверхностных и волноводных мод в пластине конечного размера со слоями, перпендикулярными границе образца. В отличие от рис. 2, здесь ряд кривых, расположенных выше частоты $\Omega_2 = \omega_2/\omega_1$, обладает аномальной дисперсией

Приведенные выше результаты относятся к случаю линейных волн. Нелинейность

волн, как слабая, так и сильная, изучалась в работах [20, 21]. Показано, что дисперсионные кривые меняются в зависимости от амплитуды волны. В результате мы можем управлять положением участков с аномальной дисперсией и точек обращения в нуль групповой скорости с помощью изменения амплитуды. Это открывает возможность наблюдения эффекта, аналогичного остановке света в нелинейной оптике.

Наличие статического магнитного поля также позволяет воздействовать на дисперсию локализованных волн, что может приводить к ряду интересных явлений. Например, в работе [22] предсказана возможность наблюдения эффекта полного внутреннего отражения локализованных волн во внешнем неоднородном магнитном поле.

Дисперсионные кривые, расположенные ниже частоты $\omega_2 \approx (\gamma - 1) \sin \theta + \cos \theta$, всегда монотонны, а кривые, расположенные выше ω_2 , сначала возрастают, а затем убывают. Заметим также, что кривые с аномальной дисперсией наблюдаются для всех углов распространения волн, кроме $\theta = 90^\circ$.

3.3. Возбуждение локализованных волн. Как и в случае слоев, параллельных границе, локализованные волны можно возбуждать как в конфигурации Отто [15, 16, 23], так и дифракционным методом [18]. Особенность использования конфигурации Отто (рис. 7) заключается в том, что выбор ориентации граней призмы относительно слоев образца позволяет возбуждать локализованные волны, распространяющиеся в заданном направлении вдоль границы.



Рис. 7. Конфигурация Отто для возбуждения локализованных волн в образце, слой которого перпендикулярны границе

Кроме эффекта полного подавления отраженной волны, сопровождается наиболее

эффективной перекачкой энергии в поверхностную волну, в этом случае наблюдается еще одно очень важное и интересное явление: отраженная и падающие волны оказываются по-разному поляризованы. Более того, изменяя направление падения и величину зазора между призмой и образцом, удается подобрать условия полной трансформации поперечно-магнитной волны в поперечно-электрическую и наоборот [15, 16].

Как отмечалось в предыдущем подразделе, характерная особенность дисперсионных кривых для пластины конечной толщины – наличие участков аномальной дисперсии. Это приводит к необычному резонансному эффекту при прохождении волн сквозь пластину слоистого сверхпроводника [23]. Такой эффект возникает в конфигурации Отто, в которой пластина окружена двумя призмами, а волна падает на внутреннюю грань одной из призм. За счет возбуждения локализованной волны в пластине происходит резонансное усиление прозрачности, т. е. во второй призме возникает прошедшая волна с амплитудой, сравнимой или равной амплитуде падающей волны. Кроме того, зависимость резонансного коэффициента прохождения от угла падения волны имеет специфические особенности, связанные с аномальной дисперсией локализованных волн.

На верхней панели рис. 8 градиентом тона показана величина коэффициента прохождения как функция частоты и угла падения в призме.

Середина черной области соответствует резонансному возбуждению локализованной волны. Видно, что в некотором частотном диапазоне имеются два угла, при которых на одной и той же частоте должно наблюдаться такое резонансное возбуждение.

В результате зависимость коэффициента прохождения от угла содержит два резонансных пика, которые сливаются в один широкий пик при увеличении частоты [23]. Этот эффект представлен на нижней панели рис. 8, где изображена величина коэффициента прохождения как функция угла падения для некоторых значений частоты, которые обозначены на верхней панели рис. 8 соответствующими горизонтальными прямыми.

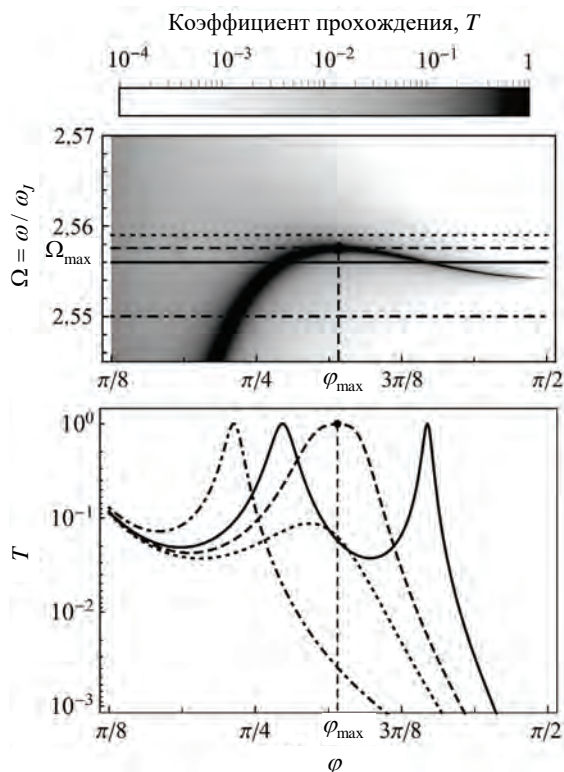


Рис. 8. Зависимость коэффициента прохождения как функция угла падения в призме и частоты волны, показанная градиентом тона (верхняя панель) и как функция угла падения в призме при некоторых значениях частоты (нижняя панель; тип линии соответствует частотам, показанным на верхней панели)

Выводы. В данной работе мы обобщили, классифицировали и дополнили результаты, полученные в ряде исследований, посвященные в ряде исследований, посвященные волнам, локализованным как вблизи поверхности полубесконечных образцов, так и в пластинах слоистого сверхпроводника. Рассмотрены две принципиально различные геометрии системы – сверхпроводящие слои либо параллельны, либо перпендикулярны поверхности образца. В первом случае поверхность изотропна, во втором – наблюдается сильная анизотропия, которая приводит к ряду новых эффектов, включая аномальную дисперсию и преобразование поляризации волн, отраженных от пластины. Показано, что в полубесконечных образцах могут распространяться только поверхностные волны, которые затухают вдали от границы образца, тогда как в пластине возможно распространение волноводных мод, закон дисперсии которых соответствует более широкому диапазону частот и волновых чисел.

Также показана возможность управления возбуждением локализованных волн за счет нелинейности как с помощью изменения амплитуды волны, так и внешним статическим магнитным полем.

Работа содержит результаты, полученные в рамках проекта фундаментальных и прикладных исследований и научно-технических (экспериментальных) разработок высших учебных заведений, которые относятся к сфере управления МОН Украины, при грантовой поддержке Государственного фонда фундаментальных исследований по конкурсному проекту Ф76/33683 и в рамках проекта НАН Украины для молодых ученых, работающих в приоритетном направлении науки.

Библиографический список

- Kamihara Y., Hiramatsu H., Hirano M., Kawamura R., Yanagi H., Kamiya T., Hosono H. Iron-based layered superconductor: LaOFeP. *J. Am. Chem. Soc.* 2006. Vol. 128, N 31. P. 10012–10013. DOI:https://dx.doi.org/10.1021/ja063355c
- Kleiner R., Steinmeyer F., Kunkel G., Muller P. Intrinsic Josephson effects in Bi₂Sr₂CaCu₂O_{8+δ} single crystals. *Phys. Rev. Lett.* 1992. Vol. 68, Iss. 15. P. 2394–2397. DOI:https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.68.2394
- Wait J. R. *Electromagnetic Wave Theory*. New York: Harper and Row, 1985. 308 p.
- Mills D. L. *Nonlinear optics: basic concepts*. Berlin: Springer, 1998. 263 p.
- Rajaraman R. *Solitons and Instantons: An Introduction to Solitons and Instantons in Quantum Field Theory*. Amsterdam: North-Holland, 1987. 418 p.
- Tonouchi M. Cutting-edge terahertz technology. *Nat. Photonics*. 2007. Vol. 1, Iss. 2. P. 97–105. DOI:https://doi.org/10.1038/nphoton.2007.3
- Capasso F., Gmachl C., Sivco D. L., Cho A. Y. Quantum Cascade Lasers. *Phys. Today*. 2002. Vol. 55, Iss. 5. P. 34–40. DOI:https://doi.org/10.1063/1.1485582
- Koshelets V. P., Shitov S. V. Integrated superconducting receivers. *Supercond. Sci. Technol.* 2000. Vol. 13, Iss. 5. P. R53–R69. DOI:https://doi.org/10.1088/0953-2048/13/5/201
- Kleiner R. Filling the Terahertz Gap. *Science*. 2007. Vol. 318, Iss. 5854. P. 1254–1255. DOI: https://dx.doi.org/10.1126/science.1151373
- Savel'ev S., Yampol'skii V. A., Rakhmanov A. L., Nori F. Terahertz Josephson plasma waves in layered superconductors: spectrum, generation, nonlinear and quantum phenomena. *Rep. Prog. Phys.* 2010. Vol. 73, Iss. 2. P. 026501 (9 p.). DOI:https://doi.org/10.1088/0034-4885/73/2/026501
- Yampol'skii V. A., Kats A. V., Nesterov M. L., Nikitin A. Yu., Slipchenko T. M., Savel'ev S., Nori F. Resonance effects due to the excitation of surface Josephson plasma waves in layered superconductors. 2009. *Phys. Rev. B*. Vol. 79, Iss. 21. P. 214501 (8 p.). DOI:https://doi.org/10.1103/PhysRevB.79.214501
- Golick V. A., Kadygrob D. V., Yampol'skii V. A., Rakhmanov A. L., Ivanov B. A., Nori F. Surface Josephson Plasma Waves in Layered Superconductors above the Plasma Frequency: Evidence for a Negative Index of Refraction. *Phys. Rev. Lett.* 2010. Vol. 104, Iss. 18. P. 187003 (4 p.). DOI:https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.104.187003
- Slipchenko T. M., Kadygrob D. V., Bogdanis D., Yampol'skii V. A., Krokhin A. A. Surface and waveguide Josephson plasma waves in slabs of layered superconductors. *Phys. Rev. B*. 2011. Vol. 84, Iss. 22. P. 224512 (8 p.). DOI: https://doi.org/10.1103/PhysRevB.84.224512
- Apostolov S. S., Maizelis Z. A., Sorokina M. A., Yampol'skii V. A. Nonlinear wood anomalies in the reflectivity of layered superconductors. *Low Temp. Phys.* 2010. Vol. 36, Iss. 3. P. 255–261. DOI:https://doi.org/10.1063/1.3331418
- Averkov Yu. O., Yakovenko V. M., Yampol'skii V. A., Nori F. Conversion of Terahertz Wave Polarization at the Boundary of a Layered Superconductor due to the Resonance Excitation of Oblique Surface Waves. *Phys. Rev. Lett.* 2012. Vol. 109, Iss. 2. P. 027005 (5 p.). DOI: https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.109.027005
- Averkov Yu. O., Yakovenko V. M., Yampol'skii V. A., Nori F. Oblique surface Josephson plasma waves in layered superconductors. *Phys. Rev. B*. 2013. Vol. 87, Iss. 5. P. 054505 (8 p.). DOI:https://doi.org/10.1103/PhysRevB.87.054505
- Yampol'skii V. A., Gulevich D. R., Savel'ev S., Nori F. Surface plasma waves across the layers of intrinsic Josephson junctions. *Phys. Rev. B*. 2008. Vol. 78, Iss. 5, P. 054502 (4 p.). DOI:https://doi.org/10.1103/PhysRevB.78.054502
- Kadygrob D. V., Golick V. A., Yampol'skii V. A., Slipchenko T. M., Gulevich D. R., Savel'ev S. Excitation of surface plasma waves across the layers of intrinsic Josephson junctions. *Phys. Rev. B*. 2009. Vol. 80, Iss. 18. P. 184512 (10 p.). DOI:https://doi.org/10.1103/PhysRevB.80.184512
- Apostolov S. S., Maizelis Z. A., Yampol'skii V. A., Havrilenko V. I. Anomalous dispersion of surface and waveguide modes in layered superconductor slabs. *Low Temp. Phys.* 2017. Vol. 43, Iss. 2. P. 296–302. DOI: https://doi.org/10.1063/1.4977740
- Apostolov S. S., Kadygrob D. V., Maizelis Z. A., Nikolaenko A. A., Shmat'ko, A. A., Yampol'skii V. A. Normal and anomalous dispersion of weakly nonlinear localized modes in plate of layered superconductor. *Radiofiz. elektron.* 2017. Vol. 22, Iss. 4. P. 31–38. DOI: https://doi.org/10.15407/rej2017.04.031
- Apostolov S. S., Kadygrob D. V., Maizelis Z. A., Nikolaenko A. A., Yampol'skii V. A. Nonlinear localized modes in a plate of a layered superconductor. *Low Temp. Phys.* 2018. Vol. 44, Iss. 3. P. 238–246. DOI: https://doi.org/10.1063/1.5024544
- Rokhmanova T., Apostolov S. S., Kvitka N., Yampol'skii V. A. Effect of a dc magnetic field on the anomalous dispersion of localized Josephson plasma modes in layered superconductors. *Low Temp. Phys.*

2018. Vol. 44, Iss. 6. P. 552–560. DOI:<https://doi.org/10.1063/1.5037558>
23. Apostolov S. S., Makarov N. M., Yampol'skii V. A. Excitation of terahertz modes localized on a layered superconductor: Anomalous dispersion and resonant transmission. *Phys. Rev. B*. 2018. Vol. 97, Iss. 2. P. 024510 (11 p.). DOI:<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.97.024510>
 24. Helm Ch., Bulaevskii L. N. Optical properties of layered superconductors near the Josephson plasma resonance. *Phys. Rev. B*. 2002. Vol. 66, Iss. 9. P. 094514 (23 p.). DOI:<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.66.094514>
 25. Artemenko S. N., Remizov S. V. Stability, collective modes and radiation from sliding Josephson vortex lattice in layered superconductors. *Physica C*. 2001. Vol. 362, Iss. 1–4. P. 200–204. DOI:[https://doi.org/10.1016/S0921-4534\(01\)00670-0](https://doi.org/10.1016/S0921-4534(01)00670-0)
- ### REFERENCES
1. Kamihara, Y., Hiramatsu, H., Hirano, M., Kawamura, R., Ya-nagi, H., Kamiya, T., Hosono, H., 2006. Iron-based layered superconductor: LaOFeP. *J. Am. Chem. Soc.*, **128**(31), pp. 10012–10013. DOI:<https://dx.doi.org/10.1021/ja063355c>
 2. Kleiner, R., Steinmeyer, F., Kunkel, G., Muller, P., 1992. Intrinsic Josephson effects in $\text{Bi}_2\text{Sr}_2\text{CaCu}_2\text{O}_{8+\delta}$ single crystals. *Phys. Rev. Lett.*, **68**(15), pp. 2394–2397. DOI:<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.68.2394>
 3. Wait, J. R., 1985. *Electromagnetic Wave Theory*. New York, Harper and Row.
 4. Mills, D. L., 1998. *Nonlinear optics: basic concepts*. Berlin: Springer.
 5. Rajaraman, R., 1987. *Solitons and Instantons: An Introduction to Solitons and Instantons in Quantum Field Theory*. Amsterdam: North-Holland.
 6. Tonouchi, M., 2007. Cutting-edge terahertz technology. *Nat. Photonics*, **1**(2), pp. 97–105. <https://doi.org/10.1038/nphoton.2007.3>
 7. Capasso, F., Gmachl, C., Sivco, D. L., Cho, A. Y., 2002. Quantum Cascade Lasers. *Phys. Today*. **55**(5), pp. 34–40. DOI: <https://doi.org/10.1063/1.1485582>
 8. Koshelets, V. P., Shitov, S. V., 2000. Integrated superconducting receivers. *Supercond. Sci. Technol.*, **13**(5), pp. R53–R69. DOI:<https://doi.org/10.1088/0953-2048/13/5/201>
 9. Kleiner, R., 2007. Filling the Terahertz Gap. *Science*, **318**(5854), pp. 1254–1255. DOI:<https://dx.doi.org/10.1126/science.1151373>
 10. Savel'ev, S., Yampol'skii, V. A., Rakhmanov, A. L., Nori, F., 2010. Terahertz Josephson plasma waves in layered superconductors: spectrum, generation, nonlinear and quantum phenomena. *Rep. Prog. Phys.*, **73**(2), pp. 026501 (9 p.). DOI:<https://doi.org/10.1088/0034-4885/73/2/026501>
 11. Yampol'skii, V. A., Kats, A. V., Nesterov, M. L., Nikitin, A. Yu., Slipchenko, T. M., Savel'ev, S., Nori, F., 2009. Resonance effects due to the excitation of surface Josephson plasma waves in layered superconductors. *Phys. Rev. B*, **79**(21), pp. 214501 (8 p.). DOI:<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.79.214501>
 12. Golick, V. A., Kadygrob, D. V., Yampol'skii, V. A., Rakhmanov, A. L., Ivanov, B. A., Nori, F., 2010. Surface Josephson Plasma Waves in Layered Superconductors above the Plasma Frequency: Evidence for a Negative Index of Refraction. *Phys. Rev. Lett.*, **104**(18), pp. 187003 (4 p.). DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.104.187003>
 13. Slipchenko, T. M., Kadygrob, D. V., Bogdanis D., Yampol'skii, V. A., Krokhin, A. A., 2011. Surface and waveguide Josephson plasma waves in slabs of layered superconductors. *Phys. Rev. B*, **84**(22), pp. 224512(8 p.). DOI:<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.84.224512>
 14. Apostolov, S. S., Maizelis, Z. A., Sorokina, M.A., Yampol'skii, V. A., 2010. Nonlinear wood anomalies in the reflectivity of layered superconductors. *Low Temp. Phys.*, **36**(3), pp. 255–261. DOI: <https://doi.org/10.1063/1.3331418>
 15. Averkov, Yu. O., Yakovenko, V. M., Yampol'skii, V. A., Nori, F., 2012. Conversion of Terahertz Wave Polarization at the Boundary of a Layered Superconductor due to the Resonance Excitation of Oblique Surface Waves. *Phys. Rev. Lett.*, **109**(2), pp. 027005 (5 p.). DOI:<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.109.027005>
 16. Averkov, Yu. O., Yakovenko, V. M., Yampol'skii, V. A., Nori, F., 2013. Oblique surface Josephson plasma waves in layered superconductors. *Phys. Rev. B*, **87**(5), pp. 054505 (8 p.). DOI:<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.87.054505>
 17. Yampol'skii, V. A., Gulevich, D. R., Savel'ev, S., Nori, F., 2008. Surface plasma waves across the layers of intrinsic Josephson junctions, *Phys. Rev. B*, **78**(5), pp. 054502 (4 p.). DOI:<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.78.054502>
 18. Kadygrob, D. V., Golick, V. A., Yampol'skii, V. A., Slipchenko, T. M., Gulevich, D. R., Savel'ev, S., 2009. Excitation of surface plasma waves across the layers of intrinsic Josephson junctions, *Phys. Rev. B*, **80**(18), pp. 184512 (10 p.). DOI:<https://doi.org/10.1103/PhysRevB.80.184512>
 19. Apostolov, S. S., Maizelis, Z. A., Yampol'skii, V. A., Havrilenko, V. I., 2017. Anomalous dispersion of surface and waveguide modes in layered superconductor slabs. *Low Temp. Phys.*, **43**(2), pp. 296–302. DOI: <https://doi.org/10.1063/1.4977740>
 20. Apostolov, S. S., Kadygrob, D.V., Maizelis, Z. A., Nikolaenko, A. A., Shmat'ko, A. A., Yampol'skii, V. A., 2017. Normal and anomalous dispersion of weakly nonlinear localized modes in plate of layered superconductor. *Radiofiz. elektron.*, **22**(4), pp. 31–38. DOI: <https://doi.org/10.15407/rej2017.04.031>
 21. Apostolov, S. S., Kadygrob, D. V., Maizelis, Z. A., Nikolaenko, A. A., Yampol'skii, V. A., 2018. Nonlinear localized modes in a plate of a layered superconductor. *Low Temp. Phys.*, **44**(3), pp. 238–246. DOI: <https://doi.org/10.1063/1.5024544>
 22. Rokhmanova, T., Apostolov, S. S., Kvitka, N., Yampol'skii, V. A., 2018. Effect of a dc magnetic field on the anomalous dispersion of localized josephson plasma modes in layered superconductors. *Low Temp. Phys.*, **44**(6), pp. 552–560. DOI:<https://doi.org/10.1063/1.5037558>
 23. Apostolov, S. S., Makarov, N. M., Yampol'skii, V. A., 2018. Excitation of terahertz modes localized on a layered superconductor: Anomalous dispersion and resonant transmission. *Phys. Rev. B*, **97**(2), pp. 024510(11 p.). DOI: <https://doi.org/10.1103/PhysRevB.97.024510>

24. Helm, Ch., Bulaevskii, L. N., 2002. Optical properties of layered superconductors near the Josephson plasma resonance. *Phys. Rev. B*, **66**(9), pp. 094514 (23 p.). DOI:https://doi.org/10.1103/PhysRevB.66.094514
25. Artemenko, S. N., Remizov, S. V., 2001. Stability, collective modes and radiation from sliding Josephson vortex lattice in layered superconductors. *Physica C*, **362**(1–4), pp. 200–204. DOI:https://doi.org/10.1016/S0921-4534(01)00670-0

Рукопись поступила 01.10.2018.

S. S. Apostolov, D. V. Kadygrob,
Z. A. Maizelis, T. N. Rokhmanova,
A. A. Shmat'ko, V. A. Yampol'skii

LOCALIZED MODES IN THE LAYERED SUPERCONDUCTOR SAMPLES

Subject and purpose. In this review the propagation of electromagnetic waves localized near the boundary of a sample of a layered superconductor with layers either parallel or perpendicular to its surface is discussed. The results obtained in a number of papers studying the dispersion law for such waves are generalized, classified and supplemented. Due to the strong anisotropy and nonlinearity of the Josephson plasma in layered superconductors, localized waves can have unusual dispersion properties, and their excitation can be accompanied by unusual resonance phenomena.

Methods and methodology. The electromagnetic field in a layered superconductor is determined by the distribution of the gauge-invariant phase difference of the order parameter, which satisfies the system of coupled sin-Gordon equations. Based on the solution of these equations, as well as the Maxwell equations in the dielectric environment, dispersion relations can be obtained for localized electromagnetic modes.

Results. In samples of a layered superconductor, whose layers are parallel to its boundary, both surface waves and waveguide modes with normal dispersion can propagate. For samples, the layers in which are perpendicular to the boundary, the dispersion law depends on the angle of propagation of the waves relative to the superconducting layers. In this paper it is shown for the first time that waves localized in a layered superconductor plate have an anomalous dispersion for all directions of propagation, except propagation strictly along the layers. Dispersion curves for such waves can have points of maximum and/or minimum, which can lead to nontrivial effects (e.g., stopping of light or internal reflection). Also, the excitation of localized waves and the unusual resonant phenomena are discussed in the work.

Conclusions. Due to the strong anisotropy and nonlinearity of the layered superconductor, the dispersion laws for waves, localized both in semi-infinite samples and in

plates, have a number of interesting features that lead to new phenomena important for using in the physics of the terahertz range.

Key words: layered superconductor, localized waves, anomalous dispersion.

С. С. Апостолов, Д. В. Кадигроб,
З. О. Майзеліс, Т. М. Рохманова,
О. О. Шматько, В. О. Ямпольський

ЛОКАЛІЗОВАНІ ХВИЛІ У ЗРАЗКАХ ШАРУВАТОГО НАДПРОВІДНИКА

Предмет і мета роботи. У цьому огляді обговорюється поширення електромагнітних хвиль, локалізованих поблизу межі зразка шаруватого надпровідника з шарами, що паралельні або перпендикулярні його поверхні. Узагальнюються, класифікуються і доповнюються результати, отримані у низці робіт з дослідження закону дисперсії таких хвиль. Завдяки сильній анізотропії та нелінійності джозефсонівської плазми в шаруватих надпровідниках, локалізовані хвилі можуть мати незвичайні дисперсійні властивості, а їх збудження може супроводжуватися незвичайними резонансними явищами.

Методи та методологія роботи. Електромагнітне поле в шаруватому надпровіднику визначається розподілом калібрувально-інваріантної різниці фаз параметра порядку, яка задовольняє систему зв'язаних синусоїдальних рівнянь Гордона. На підставі рішення цих рівнянь, а також рівнянь Максвелла в діелектричному оточенні, можуть бути отримані дисперсійні співвідношення для локалізованих електромагнітних мод.

Результати роботи. У зразках шаруватого надпровідника, шари якого паралельні його межі, можуть поширюватися як поверхневі хвилі, так і хвильові моди, що мають нормальну дисперсію. Для зразків, у яких шари перпендикулярні межі, закон дисперсії залежить від кута поширення хвиль відносно надпровідних шарів. У цій роботі вперше показано, що хвилі, локалізовані в пластині шаруватого надпровідника, мають аномальну дисперсію для всіх напрямків, крім поширення строго уздовж шарів. Дисперсійні криві для таких хвиль можуть мати точки максимуму та/або мінімуму, що може призводити до нетривіальних ефектів (наприклад, до зупинки світла або внутрішнього віддзеркалення). Також у роботі обговорюється збудження локалізованих хвиль і незвичайні резонансні явища, що виникають при цьому.

Висновки. Завдяки сильній анізотропії та нелінійності шаруватого надпровідника закони дисперсії для хвиль, локалізованих як у півнескінченних зразках, так і в пластинах, мають ряд цікавих особливостей, що призводять до нових явищ, важливих для застосування у фізиці терагерцового діапазону.

Ключові слова: шаруватий надпровідник, локалізовані хвилі, аномальна дисперсія.