

“ИНВЕРСИОННЫЙ СЛЕД” ДВИЖУЩЕГОСЯ ИЗОЛИРОВАННОГО ВИХРЯ ПИРЛ В ТОНКОЙ ПЛЕНКЕ МАГНИТНОГО СВЕРХПРОВОДНИКА

А.И.Ломтев¹⁾

Донецкий физико-технический институт им. А.А.Галкина НАН Украины

83114 Донецк, Украина

Поступила в редакцию 6 января 2000 г.

После переработки 6 апреля 2000 г.

Исследована магнитная структура равномерно движущегося изолированного двумерного вихря Пирл в тонкой пленке магнитного сверхпроводника. Показано, что процесс движения и магнитная подсистема существенно перенормируют поле вихря по сравнению с пирловским решением, приводя к явлению “инверсионного следа” позади него на больших расстояниях порядка $10\lambda_{eff}$ от центра, которое можно наблюдать в магнитооптических экспериментах.

PACS: 74.60.-w, 74.76.-w

1. В настоящее время известно большое число магнитных сверхпроводников, проявляющих новые уникальные свойства [1–3]. Кроме тройных соединений [4], существование магнетизма и сверхпроводимости установлено в ВТСП соединениях типа $REBaCuO$, $RECuO$ и других, где RE – редкоземельный ион. Сильная антиферромагнитная корреляция спинов меди в плоскостях CuO_2 в сверхпроводящем состоянии является одной из главных черт ВТСП материалов [5].

В объемные магнитные сверхпроводники второго рода внешнее магнитное поле проникает в виде вихрей Абрикосова [6] и индуцирует при этом намагничивание магнитной подсистемы на расстоянии, по крайней мере, порядка лондоновской глубины проникновения поля λ вокруг нормального ядра вихря. Достаточно большой силы транспортный ток, пропускаемый через сверхпроводник, находящийся в разряженном смешанном состоянии, подавляя “пиннинг”, вынуждает почти уединенные вихри Абрикосова двигаться с постоянной скоростью [7].

Так в работе [8] при исследовании магнитной структуры медленно и равномерно движущегося изолированного вихря Абрикосова в объемном (трехмерном) магнитном сверхпроводнике предсказано явление “инверсионного следа” на больших расстояниях (порядка 10λ) позади него. Заметим, что если расстояние между вихрями $d_0 \gg \lambda$, то в этом случае нет транспортного тока в объеме сверхпроводника (из-за эффекта Мейсснера) и весь ток течет только в скин-слоях вблизи поверхностей. Поэтому, строго говоря, такую задачу нельзя свести к двумерной, как это сделано в работе [8], из-за неоднородности системы вдоль оси вихря Z .

В связи с этим полученное в [8] решение двумерной задачи и все его свойства справедливы лишь в толще сверхпроводника, а именно в областях, удаленных на расстояния $h_0 \gg \lambda$ от границ раздела, где система приближенно может рассматриваться как двумерная. При приближении к границам раздела сверхпроводника с вакуумом такое решение будет трансформироваться, и сохранится ли явление “инверсионного следа” при строгом решении трехмерной задачи заранее не очевидно. Очевид-

¹⁾ e-mail: lomtev@kinetic.ac.donetsk.ua

но другое, что экспериментально очень сложно, если вообще возможно, наблюдать этот эффект “инверсионного следа”, сопровождающего абрикосовский вихрь, в толще сверхпроводника. Этой проблемы, как будет ясно из дальнейшего, в случае тонкой сверхпроводящей пленки не возникает.

В тонкие же пленки магнитных сверхпроводников толщиной $d \ll \lambda$ внешнее магнитное поле проникает в виде двумерных вихрей Пирл [9–11], индуцируя при этом намагниченность магнитной подсистемы на расстояниях порядка эффективной пирловской глубины проникновения магнитного поля в пленку $\lambda_{eff} = \lambda^2/d \gg \lambda$ вокруг нормального кора вихря. Достаточно большой силы транспортный ток, пропускаемый через сверхпроводящую пленку, находящуюся в разряженном смешанном состоянии, подавляя явление “пиннинга”, вынуждает почти изолированные вихри Пирл двигаться с постоянной скоростью v . Известно, что скорость движения вихря пропорциональна транспортному току, который также создает магнитное поле. Заметим, что согласно линейности уравнения Максвелла (в силу принципа суперпозиции) аддитивная постоянная поправка к полному магнитному полю пирловского вихря за счет магнитного поля транспортного тока, пропорциональная скорости вихря v , не изменит полученного решения и в силу условия $v/c \ll 1$ пренебрежимо мала даже по сравнению с величиной магнитного поля “инверсионного следа”, и может поэтому не учитываться.

Тем более актуальным становится проведенное в настоящем сообщении исследование магнитной структуры равномерно движущегося изолированного вихря Пирл в ультратонкой пленке магнитного сверхпроводника, толщина которой $d \ll \lambda$. В этом случае такая задача сводится к задаче о бесконечно тонкой двумерной плоскости, когда зависимостью всех физических характеристик вихря (поля, тока и т.д.) от поперечной плоскости пластины координаты z можно пренебречь.

Будем предполагать, что рассматриваемая система двумерна не только по своим сверхпроводящим, но и по своим магнитным свойствам, когда магнитная проницаемость пленки представима в виде $\mu(\mathbf{r} - \mathbf{r}', t - t') = \mu(\boldsymbol{\rho} - \boldsymbol{\rho}', t - t')\delta(z - z')$, где $\mathbf{r} = (x, y, z)$, $\boldsymbol{\rho} = (x, y)$, а $\delta(z)$ – дельта-функция Дирака.

Геометрия задачи такова: плоскость пленки совпадает с плоскостью XY , а поле вихря параллельно оси Z .

Мы будем также предполагать электромагнитное (дипольное) взаимодействие электронов проводимости и спиновой подсистемы, пренебрегая при этом спин-спиновым взаимодействием, обусловленным обменом.

Как обычно, в лондоновском приближении не учитывается структура кора вихря в соответствии с условием $\lambda \gg \xi$, и тем более $\lambda_{eff} \gg \xi$ (где ξ – корреляционная длина). Рассматривая изолированные вихри в тонкой пленке, мы фактически предполагаем, что в сильно разряженном смешанном состоянии в интервале внешнего поля $H_{c1} < B \ll H_{c2}$ расстояние между ними $d_0 \ll \lambda_{eff}$. Тем не менее, благодаря условию $d \ll \lambda$, транспортный ток течет по всей толщине пленки.

Движение вихрей, как это было впервые отмечено в работе [12], есть результат действия на них силы Лоренца со стороны сверхтекучей компоненты тока.

При кинематическом подходе, используемом здесь, считается, что уравнения динамики с учетом “пиннинга” и всех механизмов диссипации [7, 13] для вихря Пирл уже решены и выбран именно тот класс их решений, который отвечает равномерному движению изолированной вихревой нити.

Отметим, что в принципе важен также учет деформации вихря в смешанном состоянии сверхпроводника [14]. Однако в сильно разряженном смешанном состоянии, которое здесь рассматривается, эта деформация будет мала в меру малости концентрации вихрей и качественно, а тем более количественно, не повлияет на явление "инверсионного следа" движущегося вихря Пирл.

2. Следуя [15–17], исходим из уравнения Максвелла для магнитной индукции $\mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = \text{rot}\mathbf{A}(\mathbf{r}, t)$ ($\mathbf{A}(\mathbf{r}, t)$ – векторный потенциал), создаваемой незатухающим током $\mathbf{j}(\mathbf{r}, t)$ и вектором намагниченности $\mathbf{M}(\mathbf{r}, t)$

$$\text{rot}\mathbf{B}(\mathbf{r}, t) = (4\pi/c)\mathbf{j}(\mathbf{r}, t) + 4\pi\text{rot}\mathbf{M}(\mathbf{r}, t). \quad (1)$$

В лондоновской калибровке потенциала $\text{div}\mathbf{A}(\mathbf{r}, t) = 0$ связь между током, потенциалом и фазой параметра порядка $\Theta(\mathbf{r}, t)$ определяется выражением [15]

$$\mathbf{j}(\mathbf{r}, t) = \frac{c}{4\pi\lambda^2}[\mathbf{S}(\boldsymbol{\rho}, t) - \mathbf{A}(\mathbf{r}, t)], \quad (2)$$

где векторная функция $\mathbf{S}(\boldsymbol{\rho}, t)$ связана с градиентом фазы параметра порядка условием

$$\mathbf{S}(\boldsymbol{\rho}, t) = \frac{\Phi_0}{2\pi}\nabla\Theta(\boldsymbol{\rho}, t), \quad (3)$$

в котором Φ_0 – квант магнитного потока. С учетом соотношения (3) фаза параметра порядка удовлетворяет уравнению с источником

$$\text{rot}\mathbf{S}(\boldsymbol{\rho}, t) = \hat{z}\Phi_0\delta(\boldsymbol{\rho} - \boldsymbol{\rho}_0(t)), \quad (4)$$

где \hat{z} – единичный орт (вдоль оси Z) вихря, находящегося в точке $\boldsymbol{\rho}_0(t)$.

При рассмотрении тонкой пленки магнитного сверхпроводника выражение (2) для плотности тока можно представить в виде

$$\mathbf{j}(\mathbf{r}, t) = \mathbf{I}(\boldsymbol{\rho}, t)\delta(z) = \mathbf{j}(\boldsymbol{\rho}, t)d\delta(z) = \frac{cd}{4\pi\lambda^2}[\mathbf{S}(\boldsymbol{\rho}, t) - \mathbf{A}(\mathbf{r}, t)]\delta(z). \quad (5)$$

Магнитное поле $\mathbf{H}(\mathbf{r}, t)$ связано с магнитной индукцией $\mathbf{B}(\mathbf{r}, t)$ интегральным соотношением

$$\mathbf{H}(\boldsymbol{\rho}, z, t) = \int_{-\infty}^t dt' \int_{-\infty}^{\infty} d\rho' \mu^{-1}(\boldsymbol{\rho} - \boldsymbol{\rho}', t - t')\mathbf{B}(\boldsymbol{\rho}', z, t'). \quad (6)$$

Из соотношений (1)–(6) получаем уравнение для векторного потенциала:

$$\text{rot} \left\{ \int_{-\infty}^t dt' \int_{-\infty}^{\infty} d\rho' \mu^{-1}(\boldsymbol{\rho} - \boldsymbol{\rho}', t - t')\text{rot}\mathbf{A}(\boldsymbol{\rho}', z, t') \right\} = \lambda_{\text{eff}}^{-1}[\mathbf{S}(\boldsymbol{\rho}, t) - \mathbf{A}(\boldsymbol{\rho}, z, t)]\delta(z), \quad (7)$$

выражающее его через поле источника $\mathbf{S}(\boldsymbol{\rho}, t)$.

Согласно уравнению (2) и равенству $\text{div}\mathbf{j}(\mathbf{r}, t) = 0$ выполняется условие $\text{div}\mathbf{S}(\boldsymbol{\rho}, t) = 0$. Действуя операцией ротора на соотношение (4), для поля источника $\mathbf{S}(\boldsymbol{\rho}, t)$ получаем уравнение

$$\text{rotrot}\mathbf{S}(\boldsymbol{\rho}, t) = -\Delta\mathbf{S}(\boldsymbol{\rho}, t) = \Phi_0\text{rot}[\hat{z}\delta(\boldsymbol{\rho} - \mathbf{v}t)], \quad (8)$$

где для равномерно движущегося со скоростью \mathbf{v} вихря мы приняли зависимость $\rho_0(t) = \mathbf{v}t$.

Пользуясь определением магнитной индукции через векторный потенциал и связью магнитного поля с магнитной индукцией, в которую входит магнитная проницаемость пленки, из системы уравнений (7), (8) для зависящей от времени компоненты Фурье магнитного поля вихря получаем следующее выражение:

$$\mathbf{H}(\mathbf{q}, t) = \hat{\mathbf{z}}\Phi_0 \frac{\exp(-i\mathbf{q}\mathbf{v}t)}{\mu(\mathbf{q}, \mathbf{q}\mathbf{v}) + 2q\lambda_{eff}}, \quad (9)$$

где вектор $\mathbf{q} = (q_x, q_y)$, а $q = (q_x^2 + q_y^2)^{1/2}$. Эта формула справедлива при любом типе магнитного упорядочения в магнитной подсистеме, то есть при любом функциональном виде дисперсии магнитной проницаемости $\mu(\mathbf{q}, \omega)$.

Отметим существенное отличие формулы (9) для фурье-компоненты магнитного поля вихря Пирл в двумерном сверхпроводнике от соответствующего выражения (6) работы [8] для компоненты Фурье магнитного поля вихря Абрикосова в трехмерном сверхпроводнике. Оно заключается, во-первых, в иной функциональной зависимости от двумерного волнового вектора \mathbf{q} и, во-вторых, в наличии различных характерных пространственных масштабов изменения поля: если в трехмерном сверхпроводнике это λ , то в двумерном сверхпроводнике это $\lambda_{eff} \gg \lambda$.

Так как $\lambda \gg a$ (a – постоянная кристаллической решетки), то естественно использовать гидродинамическое описание магнитной подсистемы. Ограничиваясь парамагнитной областью температур, для магнитной проницаемости двумерной пленки имеем выражение [18]

$$\mu(\mathbf{q}, \omega) = \mu_1(\mathbf{q}, \omega) + i\mu_2(\mathbf{q}, \omega) = 1 + \frac{i4\pi\chi_0 Dq^2}{\omega + iDq^2}, \quad (10)$$

где χ_0 – статическая магнитная восприимчивость, а коэффициент спиновой диффузии для двумерных гейзенберговских магнетиков равен [19] $D = (1/3)(2\pi)^{1/2} J a^2 [s(s+1)]^{1/2}$ (J – параметр внутрислоевого обмена, s – спин).

Строго говоря, сверхпроводящие токи экранируют длинноволновую часть обменного и электромагнитного взаимодействий, перенормируя параметры магнитной подсистемы [20]. Однако рассматривая парамагнитную область температур и интересуясь ниже оценкой явлений по порядку величины, мы не будем учитывать это обстоятельство.

Используя выражение для магнитной проницаемости (10), компоненту Фурье магнитного поля вихря (9) представим в виде

$$H(p_x, p_y, \tau) = \hat{\mathbf{z}}\Phi_0 [H_{Re}(p_x, p_y, \tau) - iH_{Im}(p_x, p_y, \tau)], \quad (11)$$

где

$$H_{Re}(p_x, p_y, \tau) = \{[\mu_1(\mathbf{p}, \eta p_x) + 2p]^2 + \mu_2^2(\mathbf{p}, \eta p_x)\} \times \\ \times \{[\mu_1(\mathbf{p}, \eta p_x) + 2p] \cos(p_x \tau) - \mu_2(\mathbf{p}, \eta p_x) \sin(p_x \tau)\}, \quad (12)$$

$$H_{Im}(p_x, p_y, \tau) = \{[\mu_1(\mathbf{p}, \eta p_x) + 2p]^2 + \mu_2^2(\mathbf{p}, \eta p_x)\}^{-1} \times \\ \times \{[\mu_1(\mathbf{p}, \eta p_x) + 2p] \sin(p_x \tau) + \mu_2(\mathbf{p}, \eta p_x) \cos(p_x \tau)\}, \quad (13)$$

$$\mu_1(\mathbf{p}, \eta p_x) = 1 + 4\pi\chi_0 p^4 / (p^4 + \eta^2 p_x^2), \quad \mu_2(\mathbf{p}, \eta p_x) = 4\pi\chi_0 \eta p_x p^2 / (p^4 + \eta^2 p_x^2). \quad (14)$$

Здесь введены безразмерные величины: $p = (p_x^2 + p_y^2)^{1/2} = q\lambda_{eff}$, $p_x = q_x\lambda_{eff}$, $p_y = q_y\lambda_{eff}$, $\tau = vt/\lambda_{eff}$, $\eta = v/v_0$, где характерная скорость $v_0 = D/\lambda_{eff}$, а за направление движения вихря выбрано положительное направление оси X .

Используя выражения (11) – (14), обратным фурье-преобразованием по волновому вектору получаем интегральное представление для распределения магнитного поля равномерно движущегося изолированного двумерного вихря Пирл в тонкой пленке магнитного сверхпроводника:

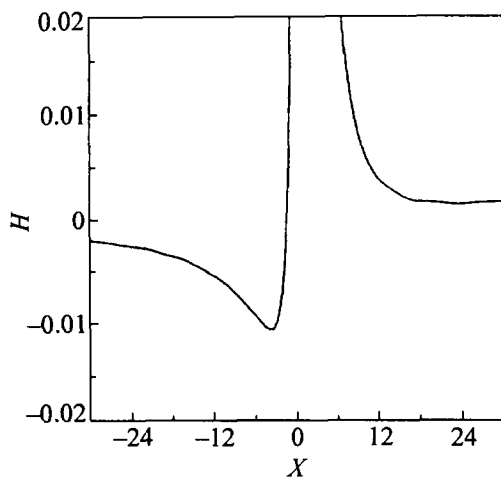
$$\begin{aligned} \mathbf{H}(x, y, t) = \mathbf{H}_S(x, y, t) + \mathbf{H}_A(x, y, t) = \\ = \frac{\hat{z}\Phi_0}{(\pi\lambda_{eff})^2} \left\{ \int_0^\infty dp_x \int_0^\infty dp_y H_{Re}(p_x, p_y, \tau) \cos(p_x x / \lambda_{eff}) \cos(p_y y / \lambda_{eff}) + \right. \\ \left. + \int_0^\infty dp_x \int_0^\infty dp_y H_{Im}(p_x, p_y, \tau) \sin(p_x x / \lambda_{eff}) \cos(p_y y / \lambda_{eff}) \right\}. \quad (15) \end{aligned}$$

В этом соотношении функция $\mathbf{H}_S(x, y, t)$ симметрична по переменным x и y , тогда как функция $\mathbf{H}_A(x, y, t)$ симметрична по переменной y , но антисимметрична по переменной x . Поясним, как формируется область инверсии магнитного поля – “инверсионный след” в направлении оси движения вихря Пирл X . Основной положительный вклад в магнитное поле вихря определяется суперпозицией двух положительных максимумов функций \mathbf{H}_S и \mathbf{H}_A , тогда как “инверсионный след” формируется суперпозицией положительного максимума функции \mathbf{H}_S и отрицательного минимума функции \mathbf{H}_A .

Типичное для антиферромагнетиков значение $\chi_0 \propto 10^{-3} \div 10^{-5}$. Характерная скорость $v_0 \propto Jsa(a/\lambda_{eff})$ в $(\lambda_{eff}/a) \propto 10^3 \div 10^4$ раз меньше скорости спиновых волн $v_s \propto Jsa$. Для слоев CuO_2 из-за большой величины внутрислоевого обмена скорость спиновых волн довольно высока: $v_s \propto (0.5 \div 1.3) \cdot 10^7$ см/с [3], то есть $v_0 \propto 10^3 \div 10^4$ см/с. Заметим, что экспериментально наблюдаемые максимальные скорости движения вихрей Абрикосова в объемных сверхпроводниках имеют тот же порядок: $v_A \approx 6.6 \cdot 10^3$ см/с [21].

Численный анализ показал, что при $\chi_0 \propto 10^{-3} \div 10^{-4}$, что сравнимо с восприимчивостью медной подсистемы ВТСП материалов, $\eta = 1$ в произвольный момент времени τ минимум распределения магнитного поля – “инверсионный след” – расположен на расстоянии $x_0/\lambda_{eff} \propto 5 \div 7$ по оси X позади вихря и имеет порядок $|H_{min}(x_0/\lambda_{eff}, 0, \tau)|(\pi\lambda_{eff})^2/\Phi_0 \propto 10^{-3} \div 10^{-4}$.

Для $\chi_0 \propto 10^{-2}$ (такие значения магнитной восприимчивости имеют тройные, а также ВТСП соединения, содержащие редкоземельные ионы, вблизи температуры магнитного упорядочения $T_N \propto 1$ К), $\eta = 1$ в стационарном распределении магнитного поля движущегося пирловского вихря также наблюдается “инверсионный след” позади него, минимум которого при $y = 0$ имеет порядок $|H_{min}(x_0/\lambda_{eff}, 0, \tau)|(\pi\lambda_{eff})^2/\Phi_0 \propto 10^{-2}$ и расположен на расстоянии $x_0/\lambda_{eff} \propto 5$ по оси X от центра. Для таких значений параметров типичное распределение приведенного магнитного поля $H(x/\lambda_{eff}, 0, \tau = 1)(\pi\lambda_{eff})^2/\Phi_0$ по переменной $X = x/\lambda_{eff}$ при $y = 0$ в момент времени $\tau = 1$ представлено на рисунке. Здесь безразмерная величина поля в максимуме распределения порядка 10. Отметим, что при этом вихрь имеет сплюснутую вдоль оси Y форму.



Скорость вихря v много меньше скорости релаксации магнитной подсистемы, которая порядка v_s . Следовательно, в нашем случае магнитная подсистема практически мгновенно подстраивается под поле движущегося вихря, перенормируя его за счет временной и пространственной дисперсии магнитной проницаемости и приводя к “инверсионному следу” позади него на больших расстояниях порядка десятков λ_{eff} от центра.

Инверсия магнитного поля позади вихря – “инверсионный след” – обязана своим происхождением явлению диффузии спиновых волн при процессе поляризации среды (магнитной подсистемы) полем равномерно движущегося уединенного двумерного вихря Пирл.

Как известно [22, 23], инверсия продольной компоненты магнитного поля вызывает притяжение вихрей друг к другу. Поэтому в тонких пленках магнитных сверхпроводников движущиеся вихри будут выстраиваться в цепочки. Это явление может оказать существенное влияние на функционирование переключающих устройств или устройств памяти, основанных на вихрях Пирл.

Обычно стационарная или нестационарная доменная структура, структура ЦМД, лабиринтная структура блоховских линий, структура движущейся вихревой решетки или уединенного движущегося вихря хорошо визуализируются и наблюдаются на поверхности образца, например, с помощью магнитооптических экспериментов. Поэтому в отличие от явления “инверсионного следа” движущегося вихря Абриковского в 3D магнитном сверхпроводнике (см. [8]) предсказываемое в работе явление “инверсионного следа” движущегося поверхностного двумерного вихря Пирл в 2D магнитном сверхпроводнике реально можно наблюдать в магнитооптических экспериментах, проводимых на тонких пленках магнитных сверхпроводников.

Автор искренне признателен Ю.Е.Кузовлеву за стимулирующие дискуссии и помощь при проведении численных расчетов, А.Н.Артемову и Ю.В.Медведеву за обсуждение результатов работы, внимание и поддержку.

-
1. А.И.Буздин, Л.Н.Булаевский, М.Л.Кулич, С.В.Панюков, УФН **144**, 597 (1984).
 2. А.И.Буздин, Л.Н.Булаевский, УФН **149**, 45 (1986).

3. Ю.А.Изюмов, Н.М.Плакида, Ю.Н.Скрябин, УФН **159**, 621 (1989).
4. *Сверхпроводимость тройных соединений*, под ред. М.Мейпла и Э.Фишера, М.: Мир, 1985, том 2.
5. *Физические свойства высокотемпературных сверхпроводников*, под ред. Д.М. Гинзберга, М.: Мир, 1990, гл.4, 6.
6. А.А.Абрикосов, ЖЭТФ **32**, 1442 (1957).
7. Л.П.Горьков, Н.Б.Копнин, УФН **116**, 413 (1975).
8. В.Н.Криворучко, Письма в ЖЭТФ **55**, 285 (1992).
9. J.Pearl, Appl. Phys. Lett. **5**, 65 (1964).
10. П.Де Жен, *Сверхпроводимость металлов и сплавов*, М.: Мир, 1968, гл.3.
11. А.А.Абрикосов, *Основы теории металлов*, М.: Наука, 1987, гл.18.
12. P.G.de Gennes, J. Matrikon, Rev. Mod. Phys. **36**, 45 (1964).
13. В.Н.Криворучко, Ю.А.Димашко, СФХТ **5**, 967 (1992).
14. E.V.Sonin, A.K.Tagantsev, and K.V.Traito, Phys. Rev. **B46**, 5830 (1992).
15. Е.М.Лифшиц, Л.П.Питаевский, *Статистическая физика, часть 2*, М.: Наука, 1978, гл.5.
16. Х.Умэдзава, Х.Мацумото, М.Татики, *Термополевая динамика и конденсированные состояния*, М.: Мир, 1985, гл.11.
17. М.Тинкхам, *Введение в сверхпроводимость*, М.: Атомиздат, 1980, гл.5.
18. В.І.Halperin and P.C.Hohenberg, Phys. Rev. **188**, 898 (1969).
19. P.M.Richards and M.B.Salamon, Phys. Rev. **B9**, 32 (1974).
20. А.И.Буздин, Письма в ЖЭТФ **40**, 193 (1984).
21. А.Н.Самусь, А.Ф.Попков, В.И.Махов и др., СФХТ **4**, 1324 (1991).
22. А.М.Гришин, А.Ю.Мартынович, С.В.Ямпольский, ЖЭТФ **97**, 1930 (1990).
23. А.И.Буздин, А.Ю.Симонов, ЖЭТФ **98**, 2074 (1990).