

## Возвратная сверхпроводимость в $UTe_2$

В. П. Минеев<sup>1)</sup>

*Univ. Grenoble Alpes, Commissariat a l'Energie Atomique, PHELIQS, GT, F-38000 Grenoble, France*

*Институт теоретической физики им. Л. Д. Ландау, 142432 Черногоровка, Россия*

Поступила в редакцию 3 мая 2020 г.

После переработки 12 мая 2020 г.

Принята к публикации 12 мая 2020 г.

Возвратная сверхпроводимость – своеобразное явление, наблюдаемое в парамагнитном металле  $UTe_2$  в магнитном поле, параллельном жесткой оси намагничивания. Оно не связано с изменением интенсивности зависящих от поля магнитных флуктуаций, которое обуславливает формально похожие явления в ферромагнитных урановых сверхпроводниках  $URhGe$  и  $UCoGe$ . Чрезвычайно большой начальный наклон температурной зависимости верхнего критического поля наводит на мысль, что данное явление имеет квази-двумерное происхождение. Действительно, согласно недавним расчетам зонной структуры, проделанным в работе Y. Xu et al. (Phys. Rev. Lett. **123**, 217002 (2019)), Ферми поверхность  $UTe_2$  имеет вид пары слегка гофрированных цилиндров. В работе представлена теория возвратной сверхпроводимости в  $UTe_2$ , основанная на квази-двумерной структуре этого соединения.

DOI: 10.31857/S1234567820120095

**I. Введение.** Сверхпроводимость металлического соединения с орторомбической структурой  $UTe_2$  открыта в декабре 2018 г. Николасом Батчем с сотрудниками [1]. Вскоре открытие было подтверждено совместной французско-японской группой [2]. С тех пор опубликованы десятки исследований различных свойств этого материала. Наиболее впечатляющее наблюдение [3, 4] состоит в том, что сверхпроводящее состояние  $UTe_2$  в магнитном поле, направленном вдоль кристаллографической оси  $b$ , перпендикулярной оси легкого намагничивания  $a$ , сохраняется до 34.5 Т, где оно разрушается метамагнитным переходом. Магнитное поле сначала уменьшает критическую температуру перехода в сверхпроводящее состояние, затем в интервале полей (10 Т, 27 Т)  $T_c(H)$  почти не зависит от поля, и, наконец, вблизи метамагнитного перехода температура перехода увеличивается, возвращаясь практически к своему значению в нулевом поле [5] (см. рис. 1). Еще более удивительно, что в полях выше метамагнитного перехода в интервале направлений  $20^\circ$ – $40^\circ$  от оси  $b$  к оси  $c$  свехпроводящая фаза восстанавливается в обширной куполообразной области вплоть до максимального поля 65 Т, достигнутого в экспериментах (см. рис. 1а, с в работе [3]). Критическая температура перехода в сверхпроводящее состояние в этом соединении 1.5 К. Столь большая величина критического поля при столь умеренной критической температу-

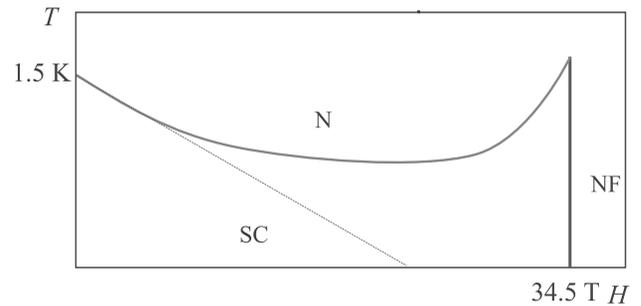


Рис. 1. (Color online) Эскизное изображение зависимости критической температуры  $T_c(H)$  в  $UTe_2$  от магнитного поля параллельного оси  $b$  согласно работе [5]. N, S, NF обозначают соответственно нормальную, сверхпроводящую и нормальную ферромагнитную фазы. Тонкая штриховая линия показывает anomalously большой начальный наклон температурной зависимости  $H_{c2}(T)$

ре означает, что парамагнитный механизм подавления сверхпроводимости не работает и сверхпроводящее состояние формируется электронными парами со спином  $S = 1$ . В то же время, обычное орбитальное подавление сверхпроводимости также оказывается неэффективным.

Восстановление сверхпроводящего состояния в магнитном поле, перпендикулярном направлению легкого намагничивания, обнаруженное в  $UTe_2$ , напоминает явление, известное в ферромагнитных урановых сверхпроводниках  $URhGe$ ,  $UCoGe$  [6]. Например, в  $UCoGe$  магнитное поле, направленное параллельно оси  $b$ , перпендикулярной оси спонтанного на-

<sup>1)</sup>e-mail: vladimir.mineev@cea.fr

магнитного поля  $c$ , сначала уменьшает критическую температуру, а затем в более сильных полях критическая температура начинает расти. Напротив, поле, направленное вдоль оси спонтанного намагничивания, эффективно подавляет сверхпроводящее состояние. Ситуация выглядит так, будто магнитное поле, перпендикулярное направлению спонтанного намагничивания, стимулирует спаривающее взаимодействие, а поле вдоль спонтанного намагничивания его подавляет. Это наблюдение, не совместимое с обычным электрон-фононным механизмом образования сверхпроводящего состояния, указывает на то, что в данном случае сверхпроводящее взаимодействие осуществляется магнитными флуктуациями, т.е. интенсивность спаривания определяется магнитной восприимчивостью. Поле, параллельное спонтанной намагниченности, приводит к насыщению магнитного момента и уменьшению восприимчивости, что в свою очередь вызывает уменьшение эффективной массы электронов проводимости. Оба эти эффекта уменьшают величину спаривающего взаимодействия. В результате к обычному орбитальному подавлению добавляется еще один механизм, ускоряющий подавление сверхпроводимости, и верхнее критическое поле  $H_{c2}(T)$  вдоль оси  $c$  приобретает выгнутую вверх температурную зависимость [7]. Магнитное поле, перпендикулярное спонтанной намагниченности, уменьшает температуру Кюри, что приводит к увеличению магнитной восприимчивости в направлении спонтанной намагниченности [8]. Увеличение восприимчивости вызывает увеличение эффективной массы электронов проводимости. Таким образом, поле, перпендикулярное спонтанной намагниченности, эффективно стимулирует сверхпроводимость, вызывая явление возвратной сверхпроводимости.

УТе<sub>2</sub> не ферромагнетик. При низких температурах его магнитная восприимчивость вдоль оси  $b$  сохраняет постоянное значение в полях вплоть до метамагнитного перехода [9]. Отношение теплоемкости к температуре  $\gamma = C/T$ , пропорциональное эффективной массе, также практически постоянно вплоть до полей около 30 Т и возрастает лишь вблизи метамагнитного перехода [9]. Таким образом, механизм, ответственный за восстановление сверхпроводимости в больших полях, перпендикулярных спонтанной намагниченности, в урановых ферромагнитных соединениях, не приложим для объяснения возвратной сверхпроводимости в УТе<sub>2</sub>.

Согласно недавно опубликованным расчетам зонной структуры [10] поверхность Ферми УТе<sub>2</sub> состоит из двух отдельных электронного и дырочного цилиндров, с осями, параллельными оси  $c$ . Таким обра-

зом, УТе<sub>2</sub> представляет собой квази-двумерный металл с проводящими слоями, параллельными  $(a, b)$  плоскости. Известно [11], что магнитное поле, параллельное проводящим слоям квази-двумерного металла сначала подавляет сверхпроводящее состояние, а затем, когда магнитная энергия  $\hbar\omega_c$  становится сравнимой с амплитудой перехода между проводящими слоями, начинает восстанавливать сверхпроводимость. В больших полях электроны движутся почти свободно вдоль открытых траекторий, перпендикулярных проводящим слоям. Таким образом, физическая причина, неэффективности орбитального механизма, разрушающего сверхпроводимость, состоит в подавлении модуляции движения или кривизны траекторий электронов, вызываемой кристаллическим полем.

Наблюдаемый экспериментально [1, 2, 4, 5] аномально большой исходный наклон температурной зависимости верхнего критического поля (см. рис. 1) служит дополнительным серьезным аргументом в пользу квази-двумерной природы возвратной сверхпроводимости в УТе<sub>2</sub>.

Теория сверхпроводимости в квази-двумерных металлах, развитая в статьях [11, 12], использована в настоящей работе для описания температурной зависимости верхнего критического поля в УТе<sub>2</sub>.

**II. Верхнее критическое поле.** В магнитном поле, параллельном оси  $b$ , удобно выбрать систему координат с осями  $(x, y, z)$ , направленными вдоль  $(c, a, b)$  кристаллографических направлений. Соответствующая элементарная ячейка обратного пространства ограничена интервалами  $-\frac{\pi}{d} < p_x < \frac{\pi}{d}$ ,  $-\frac{\pi}{a} < p_y < \frac{\pi}{a}$ ,  $-\frac{\pi}{b} < p_z < \frac{\pi}{b}$ . В этой системе координат, согласно работе [10], имеются две разные зоны проводящих электронов с цилиндрическими поверхностями Ферми, оси которых параллельны направлению  $p_x$  и расположены в точках  $(0, 0, \pm\frac{\pi}{b})$  и  $(0, \pm\frac{\pi}{a}, 0)$ , так что проводящие слои квази-двумерного металла расположены на расстоянии  $d$  между собой и параллельны плоскости  $(a, b)$ . Мы будем рассматривать упрощенную модель, принимая во внимание только электроны из первой из указанных зон со следующим спектром вблизи поверхности Ферми

$$\xi(\mathbf{p}) = \frac{1}{2m} \left( p_y^2 + \left( p_z \mp \frac{\pi}{b} \right)^2 \right) - 2t \cos(p_x d) - \varepsilon_F, \quad (1)$$

таким, что  $t \ll \varepsilon_F$ . В магнитном поле  $\mathbf{H} = (0, 0, H)$ ,  $\mathbf{A} = (-Hy, 0, 0)$ , параллельном направлению  $b$ , электронная волновая функция имеет вид

$$\Psi(x, y, z) = \psi(p_x, y, p_z) \exp \left( i p_x x + i \left( p_z \mp \frac{\pi}{b} \right) z \right) \quad (2)$$

и  $\psi(p_x, y, p_z)$  удовлетворяет уравнению Шредингера

$$\left[ \frac{1}{2m} \left( -\frac{d^2}{dy^2} + \left( p_z \mp \frac{\pi}{b} \right)^2 \right) - 2t \cos \left( p_x d - \frac{\omega_c y}{v_F} \right) \right] \times \psi(p_x, y, p_z) = \varepsilon \psi(p_x, y, p_z), \quad (3)$$

где  $\omega_c = ev_F d H / c$  и  $\hbar = 1$ .

Мы не будем принимать во внимание расщепление электронной зоны из-за взаимодействия Зеемана. В случае триплетного спаривания с параллельными спинами оно не вызывает парамагнитного подавления сверхпроводящего состояния, но приводит к увеличению (уменьшению) импульса Ферми зон электронов со спином вдоль (против) направления магнитного поля, тем самым изменяя соответствующие плотности состояний и критическую температуру перехода в сверхпроводящее состояние (см., например, работу [7]). Этот эффект отсутствует в квази-двумерном случае: магнитное поле, параллельное проводящим слоям, изменяя импульсы Ферми, не меняет электронной плотности состояний вблизи поверхности Ферми.

Функция Грина электронов в нормальном состоянии, полученная также, как это сделано в работе [11], дается выражением

$$G_{\tilde{\omega}_n}(\phi, p_x, y, y_1) = -\frac{im \operatorname{sgn} \omega_n}{p_{0y}} \exp \left[ \mp \frac{m\tilde{\omega}_n}{p_{0y}} \right] \exp[\pm ip_{0y}(y - y_1)] \times \exp \left\{ \pm \frac{i\lambda p_0}{p_{0y}} \sin \left[ \frac{\omega_c(y - y_1)}{2v_F} \right] \cos \left[ p_x d - \frac{\omega_c(y + y_1)}{2v_F} \right] \right\}, \quad \pm \omega_n(y - y_1) > 0. \quad (4)$$

Мацубаровская частота  $\omega_n = \pi T(2n + 1)$  сдвинута,  $\tilde{\omega}_n = \omega_n + \frac{1}{2\tau} \operatorname{sgn} \omega_n$  с тем, чтобы учесть затухание электронных состояний из-за рассеяния на примесях, взаимодействия с магнитными флуктуациями и т.д.,  $\lambda = \frac{4t}{\omega_c}$ ,  $p_{0y} = p_0 |\sin \phi|$  и  $p_0$  – импульс Ферми.

Параметр порядка простейшего сверхпроводящего состояния, соответствующего спариванию с параллельными спинами, имеет вид

$$\Delta(\phi, y) = \psi(\phi)\eta(y). \quad (5)$$

Здесь

$$\psi(\phi) = A \left( \cos \phi + \frac{\pi}{bp_0} \right), \quad \frac{\pi}{2} < \phi < \frac{3\pi}{2}, \quad (6)$$

$$\psi(\phi) = A \left( \cos \phi - \frac{\pi}{bp_0} \right), \quad -\frac{\pi}{2} < \phi < \frac{\pi}{2}, \quad (7)$$

где  $A$  – постоянная нормировки, определяемая уравнением  $\frac{1}{\pi} \int_{\pi/2}^{3\pi/2} \psi^2(\phi) d\phi = 1$ . Это состояние относится к одному из двух неприводимых представлений

$B_{2u}, B_{3u}$  орторомбической точечной группы [10]. Соответствующая теория для состояний с параметром порядка, преобразующимся согласно одному из двух других представлений  $A_u$  и  $B_{1u}$ , математически более обременительна.

Функции  $\psi(\phi)$  нечетны по отношению к точке  $\frac{\pi}{2}$ :  $\psi(\frac{\pi}{2} + \phi) = -\psi(\frac{\pi}{2} - \phi)$ , тогда как функция Грина четна. Поэтому соответствующая параметру порядка собственно энергетическая функция равна нулю [12].

Линейное уравнение для функции  $\eta(y)$ , определяющее верхнее критическое поле или критическую температуру  $T_c(H)$  перехода в сверхпроводящее состояние имеет вид [11, 12]

$$\eta(y) = \tilde{g} \int_{\pi/2}^{3\pi/2} \psi^2(\phi) \frac{d\phi}{\pi} \int_{|y-y_1|>a|\sin\phi|} \times \frac{2\pi T dy_1}{v_F |\sin \phi|} \frac{\exp \left[ -\frac{|y-y_1|}{|\sin \phi| l} \right]}{\sinh \left[ \frac{2\pi T |y-y_1|}{v_F |\sin \phi|} \right]} \times \quad (8)$$

$$\times \mathcal{I}_0 \left\{ \frac{2\lambda}{|\sin \phi|} \sin \left[ \frac{\omega_c(y - y_1)}{2v_F} \right] \sin \left[ \frac{\omega_c(y + y_1)}{2v_F} \right] \right\} \eta(y_1),$$

где  $\mathcal{I}_0(x)$  – функция Бесселя,  $\tilde{g} = \frac{mg}{4\pi d}$  – произведение плотности состояний и амплитуды спаривания  $g$ ,  $a$  – параметр обрезания на малых расстояниях и  $l = v_F \tau$  – длина свободного пробега.

*А. Критическая температура.* В отсутствие магнитного поля уравнение

$$1 = \tilde{g} \int_{\frac{2\pi a T}{v_F}}^{\infty} \frac{dz}{\sinh z} \exp \left( -\frac{z}{2\pi T \tau} \right), \quad (9)$$

которое можно представить в виде

$$\ln \frac{T_c}{T_{c0}} = \psi \left( \frac{1}{2} \right) - \psi \left( \frac{1}{2} + \frac{1}{4\pi T_c \tau} \right), \quad (10)$$

определяет критическую температуру. Здесь  $\psi(x)$  – дигамма функция,

$$T_{c0} = \frac{v_F}{\pi a} \exp \left( -\frac{1}{\tilde{g}} \right) \quad (11)$$

– критическая температура идеально чистого кристалла  $l = \infty$ . Сверхпроводящее состояние подавляется полностью при  $l < \frac{\gamma v_F}{\pi T_{c0}}$ , где  $\ln \gamma = C \approx 0.577\dots$  – постоянная Эйлера.

*В. Область Гинзбурга–Ландау.* Вблизи критической температуры  $T \approx T_c \gg \frac{\omega_c}{2\pi}$  существенная область интегрирования в уравнении (8) ограничена неравенством  $\delta y < \frac{v_F |\sin \phi|}{2\pi T}$ . Вне этой области подынтегральное выражение экспоненциально мало. Следовательно, произведение  $\frac{\omega_c}{v_F} \delta y < \frac{\omega_c}{2\pi T} |\sin \phi| \ll 1$  и аргумент функции Бесселя

$$\begin{aligned} \frac{2\lambda}{|\sin \phi|} \sin \left[ \frac{\omega_c(y-y_1)}{2v_F} \right] \sin \left[ \frac{\omega_c(y+y_1)}{2v_F} \right] &\approx \\ \approx \frac{2t}{\varepsilon_F} \frac{\delta y}{|\sin \phi|} \omega_c m \xi < \frac{2t}{\varepsilon_F} \frac{\omega_c}{2\pi T} v_F m \xi \ll 1 \end{aligned} \quad (12)$$

оказывается малым. Здесь  $\xi$  – характерное расстояние, на котором меняется функция  $\eta(y)$ . Если  $\xi \gg \delta y$ , то в подынтегральном выражении можно произвести разложение  $\eta(y_1) \approx \eta(y) + \eta'(y)(y-y_1) + \eta''(y)(y-y_1)^2/2$ , а также  $\mathcal{I}_0(x) \approx 1 - x^2/4$ . Таким образом, мы приходим к дифференциальному уравнению

$$\begin{aligned} \left[ \ln \frac{T_{c0}}{T} + \psi \left( \frac{1}{2} \right) - \psi \left( \frac{1}{2} + \frac{1}{4\pi T\tau} \right) \right] \eta(y) = \\ = -\frac{C_\psi I(\alpha)}{2} \left( \frac{v_F}{2\pi T} \right)^2 \eta''(y) + I(\alpha) \left( \frac{t\omega_c y}{\pi v_F T} \right)^2 \eta(y), \end{aligned} \quad (13)$$

где  $\alpha = (2\pi T_c \tau)^{-1}$ ,

$$\begin{aligned} I(\alpha) &= \int_0^\infty \frac{z^2 dz}{\sinh z} \exp \left( -\frac{z}{2\pi T\tau} \right) = \\ &= 4 \sum_{n=0}^\infty \frac{1}{(2n+1+\alpha)^3}, \end{aligned} \quad (14)$$

$$C_\psi = \int_{\pi/2}^{3\pi/2} \psi^2(\phi) \sin^2 \phi \frac{d\phi}{\pi}. \quad (15)$$

Минимальное собственное значение уравнения (13) при  $T \approx T_c$  суть

$$\left[ \ln \frac{T_{c0}}{T} + \psi \left( \frac{1}{2} \right) - \psi \left( \frac{1}{2} + \frac{1}{4\pi T\tau} \right) \right] = \frac{\sqrt{C_\psi} I(\alpha_c) t \omega_c}{2\sqrt{2}\pi^2 T_c^2}. \quad (16)$$

В чистом случае  $\alpha \approx \alpha_c = (2\pi T_c \tau)^{-1}$  получаем

$$\begin{aligned} \omega_{c2}(T) &= \frac{ev_F d}{c} H_{c2}(T) = \\ &= \frac{4\sqrt{2}\pi^2}{7\zeta(3)\sqrt{C_\psi} t} \left( T_{c0} - \frac{\pi\beta}{8\tau} \right) (T_c - T), \end{aligned} \quad (17)$$

где  $\zeta(x)$  – дзета-функция Римана

$$T_c = T_{c0} - \frac{\pi}{8\tau}, \quad (18)$$

и

$$\beta = 2 - \frac{90\zeta(4)}{7\pi^2\zeta(3)} \approx 0.83. \quad (19)$$

*С. Область сильных полей.* Линейное возрастание  $H_{c2}(T)$  вблизи  $T_c$  с понижением температуры становится более быстрым. Формальное продолжение линейной зависимости из уравнения (17) до  $T = 0$  (см. рис. 1) дает

$$\omega_{c2}^{\text{lin}}(0) = \frac{ev_F d}{c} H_{c2}^{\text{lin}}(0) \approx 10 \frac{T_c^2}{t}, \quad (20)$$

что может быть переписано в размерных единицах в виде

$$\frac{e\hbar}{m_0 c} H_{c2}^{\text{lin}}(0) \approx \frac{10}{\hbar v_F d m_0} \frac{T_c^2}{t}, \quad (21)$$

удобном для численного сравнения с экспериментом. Здесь  $m_0$  – масса электрона в вакууме. Согласно имеющимся экспериментальным данным [1, 2, 4, 5] значения  $H_{c2}^{\text{lin}}(T=0)$  расположены в пределах от 25 до 30 Т,  $T_c = 1.5$  К. Это дает возможность оценить величину амплитуды перескока между проводящими слоями

$$t \lesssim \frac{1}{\hbar v_F d m_0} \text{ (Kelvin)}. \quad (22)$$

Используя эту оценку, мы видим, что комбинация  $\frac{8t}{\omega_c |\sin \phi|}$  в аргументе функции Бесселя в уравнении (8) становится меньше единицы в полях

$$H > H_0 = \frac{8}{(\hbar v_F d m_0)^2} \text{ (Tesla)}, \quad (23)$$

кроме интервала малых углов ( $\pi - \frac{8t}{\omega_c} < \phi < \pi + \frac{8t}{\omega_c}$ ).

Чтобы оценить зависимость критической температуры от поля в полях  $H > H_0$ , разобьем интервал интегрирования по углу  $\phi$  в уравнении (8) следующим образом:

$$\begin{aligned} \frac{1}{\pi} \int_{\pi/2}^{3\pi/2} (...) d\phi &= \frac{2}{\pi} \int_{\pi/2}^{\pi} (...) d\phi = \\ &= \frac{2}{\pi} \int_{\pi/2}^{\pi - \frac{8t}{\omega_c}} (...) d\phi + \frac{2}{\pi} \int_{\pi - \frac{8t}{\omega_c}}^{\pi} (...) d\phi. \end{aligned} \quad (24)$$

Таким образом, для углов в пределах  $\frac{\pi}{2} < \phi < \pi - \frac{8t}{\omega_c}$  в полях  $H > H_0$  можно разложить функцию Бесселя  $\mathcal{I}(x) = 1 - x^2/4$ . Заменяя быстро осциллирующие тригонометрические функции их средними значениями, получим

$$\begin{aligned} \mathcal{I}_0 \left\{ \frac{2\lambda}{|\sin \phi|} \sin \left[ \frac{\omega_c(y-y_1)}{2v_F} \right] \sin \left[ \frac{\omega_c(y+y_1)}{2v_F} \right] \right\} \approx \\ \approx 1 - \frac{t^2}{(\sin \phi)^2 \omega_c^2}. \end{aligned} \quad (25)$$

С другой стороны, для углов в интервале  $\pi - \frac{8t}{\omega_c} < \phi < \pi$  достаточно принять во внимание выполнение неравенства  $\mathcal{I}(x) < 1$ .

Производя оценку интегралов по углу  $\phi$ , приходим к уравнению для определения критической температуры

$$1 = \tilde{g} \left[ 1 - \mathcal{O} \left( \frac{8t}{\omega_c} \right) \right] \int_{\frac{2\pi a T}{v_F}}^\infty \frac{dz}{\sinh z} \exp \left( -\frac{z}{2\pi T\tau} \right) \quad (26)$$

или

$$\ln \frac{T_c}{T_{c0}(H)} = \psi \left( \frac{1}{2} \right) - \psi \left( \frac{1}{2} + \frac{1}{4\pi T_c \tau} \right), \quad (27)$$

где

$$T_{c0}(H) = T_{c0} \exp \left( -\frac{1}{\tilde{g}} \frac{\mathcal{O} \left( \frac{st}{\omega_c} \right)}{1 - \mathcal{O} \left( \frac{st}{\omega_c} \right)} \right)_{H \gg H_0} \rightarrow T_{c0}. \quad (28)$$

Следовательно, в чистом случае

$$T_c(H) = T_{c0}(H) \left( 1 - \frac{\pi}{8\tau T_{c0}(H)} \right)_{H \gg H_0} \rightarrow T_c. \quad (29)$$

Таким образом, в достаточно больших полях температура перехода в сверхпроводящее состояние стремится к своему значению в нулевом поле.

**III. Заключение.** Мы продемонстрировали, что квази-двумерная модель позволяет описать явление возвратной сверхпроводимости в  $UTe_2$  в магнитном поле, параллельном оси  $b$ . Сравнение линейной температурной зависимости верхнего критического поля в области Гинзбурга–Ландау с имеющимися экспериментальными данными дает оценку интеграла перекока между проводящими слоями. Малость его величины открывает возможность для восстановления сверхпроводящего состояния в достаточно высоких магнитных полях.

При выводе использован ряд упрощений. Мы работали в рамках однозонной модели с параболическим спектром, тогда как Ферми поверхность, найденная в работе [10], состоит из двух типов цилиндров, соответствующих электронной и дырочной зонам с более сложным спектром. Следовательно, данная теория требует обобщения, принимающего во внимание более реалистичную зонную структуру. Это, возможно, позволит объяснить другие удивительные физические свойства  $UTe_2$ , такие как, кажущееся неучастие половины проводящих электронов в сверхпроводимости [1], или уже упомянутое возрождение сверхпроводящего состояния в огромных магнитных полях, направленных под углом ( $20^\circ$ – $40^\circ$ ) от оси  $b$  к оси  $c$  [3].

В линейной теории, развитой в настоящей работе, мы оперировали с параметром порядка сверхпроводящего состояния, относящемся к одному из двух представлений  $B_{2u}$  или  $B_{3u}$  орторомбической группы  $D_{2h}$ . В недавно появившейся работе [13] было обнаружено расщепление перехода в сверхпроводящее состояние на два последовательных перехода, незамеченное ранее в многочисленных предшествующих измерениях. Установлено, что расщепление сохраняет неизменную величину в магнитных полях, ориентированных вдоль  $a$  и  $b$  осей. В работе [13] была предложена следующая последовательность переходов. Сначала это переход в  $B_{2u}$  состояние, а затем в

неунитарное состояние с параметром порядка, представляющем сумму  $B_{2u}$  и  $B_{3u}$  состояний, сдвинутых друг относительно друга по фазе на угол  $\pi/2$ . Описание второго перехода находится вне области применимости линейной теории. Однако главный вывод настоящей работы о стабильности сверхпроводящего состояния в больших полях, параллельных оси  $b$ , сохраняется и для неунитарных сверхпроводящих фаз с параметрами порядка, представляющими комбинацию параметров порядка, относящихся к  $B_{2u}$  и  $B_{3u}$  представлениям.

В заключение считаю своим приятным долгом выразить благодарность Жану-Паскалю Бризону за полезные обсуждения результатов, а также Шэну Рэну за проявленный интерес к работе.

1. S. Ran, C. Eckberg, Q.-P. Ding, Y. Furukawa, T. Metz, S. R. Saha, I.-L. Liu, V. Zic, H. Kim, J. Paglione, and N. P. Butch, *Science* **365**, 684 (2019).
2. D. Aoki, A. Nakamura, F. Honda, DeXin Li, Y. Homma, Y. Shimizu, Y. J. Sato, G. Knebel, J.-P. Brison, A. Pourret, D. Braithwaite, G. Lapertot, Qun Niu, M. Valiska, H. Harima, and J. Flouquet, *J. Phys. Soc. Jpn.* **88**, 043702 (2019).
3. S. Ran, I.-L. Liu, Y. S. Eo, D. J. Campbell, P. M. Neves, W. T. Fuhrman, S. R. Saha, C. Eckberg, H. Kim, D. Graf, F. Balakirev, J. Singleton, J. Paglione, and N. Butch, *Nature Phys.* **15**, 1250 (2019).
4. G. Knebel, W. Knafo, A. Pourret, Q. Niu, M. Valiska, D. Braithwaite, G. Lapertot, M. Nardone, A. Zitouni, S. Mishra, I. Sheikin, G. Seyfarth, J.-P. Brison, D. Aoki, and J. Flouquet, *J. Phys. Soc. Jpn.* **88**, 063707 (2019).
5. Q. Niu, G. Knebel, D. Braithwaite, D. Aoki, G. Lapertot, M. Valiska, G. Seyfarth, W. Knafo, T. Helm, J.-P. Brison, J. Flouquet, and A. Pourret, arXiv:2003.08986 [cond-mat] (2020).
6. D. Aoki, K. Ishida, and J. Flouquet, *J. Phys. Soc. Jpn.* **88**, 022001 (2019).
7. V. P. Mineev, *Ann. Phys.* **417**, 168139 (2020).
8. V. P. Mineev, *Usp. Fiz. Nauk* **187**, 129 (2017) [*Phys.-Usp.* **60**, 121 (2017)].
9. A. Miyake, Y. Shimizu, Y. J. Sato, D. X. Li, A. Nakamura, Y. Homma, F. Honda, J. Flouquet, M. Tokunaga, and D. Aoki, *J. Phys. Soc. Jpn.* **88**, 063706 (2019).
10. Y. Xu, Y. Sheng, and Yi-feng Yang, *Phys. Rev. Lett.* **123**, 217002 (2019).
11. A. G. Lebed' and K. Yamaji, *Phys. Rev. Lett.* **80**, 2697 (1998).
12. V. P. Mineev, *J. Phys. Soc. Jpn.* **69**, 3371 (2000).
13. I. M. Hayes, D. S. Wei, T. Metz, J. Zhang, Y. S. Eo, S. Ran, S. R. Saha, J. Collini, N. P. Butch, D. F. Agterberg, A. Kapitulnik, and J. Paglione, arXiv:2002.02539.