

## АНОМАЛЬНЫЙ ПЕРЕНОС СПЕКТРАЛЬНОГО ВЕСА И ПСЕВДОЩЕЛЬ В КУПРАТНЫХ ВТСП

К. В. Мицен, О. М. Иваненко

*Показано, что многие аномалии, наблюдаемые в недодопированных купратах, включая аномальный перенос спектрального веса и большую псевдощель, по видимому, имеют общую природу, обусловленную как кластерной структурой недодопированной фазы, так и специфическим механизмом сверхпроводящего спаривания. Совместное действие этих факторов приводит к тому, что при температуре  $T$ , лежащей в некотором интервале температур  $T_c < T < T^*$ , в кристалле присутствуют изолированные нанокластеры, которые могут существовать как в сверхпроводящем, так и в нормальном состояниях, случайным образом переключаясь между ними. При этом ниже  $T_c$  кластер находится в сверхпроводящем состоянии, а выше  $T^*$  – в нормальном. Интервал  $T_c < T < T^*$  является областью проявления т. н. “псевдощелевых” аномалий. При заданном  $T$  в этом интервале временную последовательность случайно возникающих импульсов сверхтекучей плотности от каждого кластера можно представить, как случайный процесс. Эффективная ширина  $\Delta\omega_{\text{eff}}$  спектра такого процесса будет определяться временем корреляции, т. е. характерным временем между последовательными включениями/выключениями сверхпроводимости в двух различных кластерах. Это время согласно оценке составляет  $\sim 10^{-15}$  сек, что соответствует  $\Delta\omega_{\text{eff}} \sim 1$  эВ и объясняет эффект переноса спектрального веса в высокочастотную область. Этот подход также позволяет объяснить другие аномалии, наблюдаемые вблизи  $T_c$ : обратимость кривых намагничивания в определённом диапазоне температур ниже  $T_c$ , аномальный эффект Нернста и аномальный диамагнетизм выше  $T_c$ .*

**Ключевые слова:** высокотемпературная сверхпроводимость, купраты, перенос спектрального веса, псевдощель.

*Введение.* Как известно, для системы взаимодействующих электронов справедливо следующее правило, полученное Р. Кубо [1], для действительной части комплексной

оптической проводимости  $\hat{\sigma}(\omega) = \sigma_1(\omega) + i\sigma_2(\omega)$

$$\int_0^{\infty} \sigma_1(\omega) d\omega = \pi n e^2 / (2m), \quad (1)$$

где  $n$ ,  $e$  и  $m$  – плотность, заряд и масса электронов, соответственно. Отсюда следует, что при всех температурах полный спектральный вес (SW) постоянен и зависит только от плотности электронов в системе. Функциональная зависимость  $\sigma_1(\omega)$  может изменяться, например, с температурой, при этом полный спектральный вес сохраняется и лишь перераспределяется между различными частотами при изменении температуры. Для однозонных материалов, учитывая только внутризонные переходы, можно ограничить диапазон интегрирования частотой  $\Omega_m \sim W/\hbar$ , где  $W$  – ширина зоны.

В сверхпроводниках переход в сверхпроводящее состояние сопровождается открытием энергетической щели  $2\Delta_0$  и появлением в проводимости  $\delta$ -функции на нулевой частоте, описывающей сверхтекучий отклик. Спектральный вес этой  $\delta$ -функции равен  $D = \pi e^2 (n_s / 2m^*)$  [2], где  $n_s$  – плотность сверхпроводящих электронов,  $m^*$  – эффективная масса. Таким образом, оптическая проводимость сверхпроводника  $\sigma_{1s}(\omega)$  имеет как регулярную часть  $\sigma_{1s}^{\text{reg}}(\omega)$  (при  $\omega > 0$ ), так и сингулярную часть  $D\delta(\omega)$ , и может быть записана в “двухжидкостной” форме

$$\sigma_{1s}(\omega) = D\delta(\omega) + \sigma_{1s}^{\text{reg}}(\omega). \quad (2)$$

Сверхтекучий вес  $D$  также проявляется на конечных частотах через соотношение Крамерса–Кронига и приводит к вкладу  $1/\omega$  в мнимую часть проводимости  $\sigma_2(\omega)$ , который можно измерить независимо. На рис. 1(а) показаны типичные частотные зависимости  $\sigma_{1n}(\omega)$  (красная кривая) и  $\sigma_{1s}^{\text{reg}}(\omega)$  (синяя кривая) для обычного сверхпроводника. Как следует из (1) и (2), спектральный вес  $D$   $\delta$ -функции

$$D = \int_{0+}^{\infty} [\sigma_{1,n}(\omega) - \sigma_{1,s}(\omega)] d\omega = \delta A, \quad (3)$$

где  $\sigma_{1,n}(\omega)$  – проводимость в нормальном состоянии, а  $\delta A$  – недостающая площадь под кривой  $\sigma_{1n}(\omega)$  при переходе в сверхпроводящее состояние (рис. 1(а)).

Переход в сверхпроводящее состояние, сопровождающийся открытием энергетической щели  $2\Delta_0$ , проявляется (рис. 1(а)) как подавление  $\sigma_{1n}(\omega)$  для частот в области  $\hbar\Omega_c \sim 4\Delta_0$  (область щели). Уменьшение спектрального веса в этой области (закрашено жёлтым цветом на рис. 1), достаточно точно компенсируется появлением вклада  $D$  в

проводимость на нулевой частоте. В обычных сверхпроводниках SW сверхтекучей жидкости накапливается с частот  $\omega < \Omega_c$ , поэтому интегрирование в (3) можно проводить в относительно узком диапазоне частот.

В отличие от обычных сверхпроводников в недодопированных купратах SW из ближней щелевой области в диапазоне энергий  $\hbar\Omega_c \sim 0.15$  эВ составляет лишь часть сверхпроводящего конденсата. Поэтому следует предполагать перенос SW при сверхпроводящем переходе со значительно больших энергий, вплоть до ближней инфракрасной области 0.5–1 эВ. Этот дефицит SW наблюдался при измерениях как вдоль  $ab$ -плоскости [3–6], так и вдоль оси  $c$  [7–10]. Подчеркнем, что дефицит SW при сверхпроводящем переходе наиболее отчетливо проявляется в недодопированных купратах, тогда как передопированные купраты ведут себя как обычные сверхпроводники и не демонстрируют дефицита спектрального веса при сверхпроводящем переходе [9]. Более того, даже в недодопированных купратах этот эффект исчезает в магнитных полях  $B > 8$  Тл [10].

Отмеченные аномалии оптических свойств купратов представляют собой существенное отклонение от модели БКШ и свидетельствуют о том, что либо механизмы ВТСП различны для разных областей фазовой диаграммы, либо, если этот механизм общий, эти аномалии следует объяснять спецификой недодопированной фазы. Однако это противоречие снимается, если предположить, что зависимость  $\sigma_{1n}(\omega)$ , относительно которой отсчитываются изменения, обусловленные сверхпроводящим переходом, на самом деле не является оптической проводимостью образца в истинно нормальном состоянии. Именно этот вывод следует из предложенной нами ранее модели [11–13].

*Кластерная структура недодопированных купратов.* Как нами было показано ранее [11–13], вследствие локальной деформации электронной структуры купратов примесями ионами процесс допирования сопровождается образованием новой фазы с особой электронной структурой [13], в которой может реализовываться специфический механизм сверхпроводимости [12]. Мы рассматривали изначально недопированные купраты как изоляторы с переносом заряда (charge-transfer – СТ) с шириной щели  $\Delta_{ct}$ . Локальный характер перестройки их электронной структуры определяется локализацией допированного носителя в непосредственной близости от допанта за счёт образования трионного комплекса – связанного состояния допированного носителя и СТ-экситонов, возникающих под действием этого заряда в окружающих  $\text{CuO}_4$ -плакетах (такие плакетты мы называли СТ-плакетами) [11, 12]. Это становится возможным, если допированный

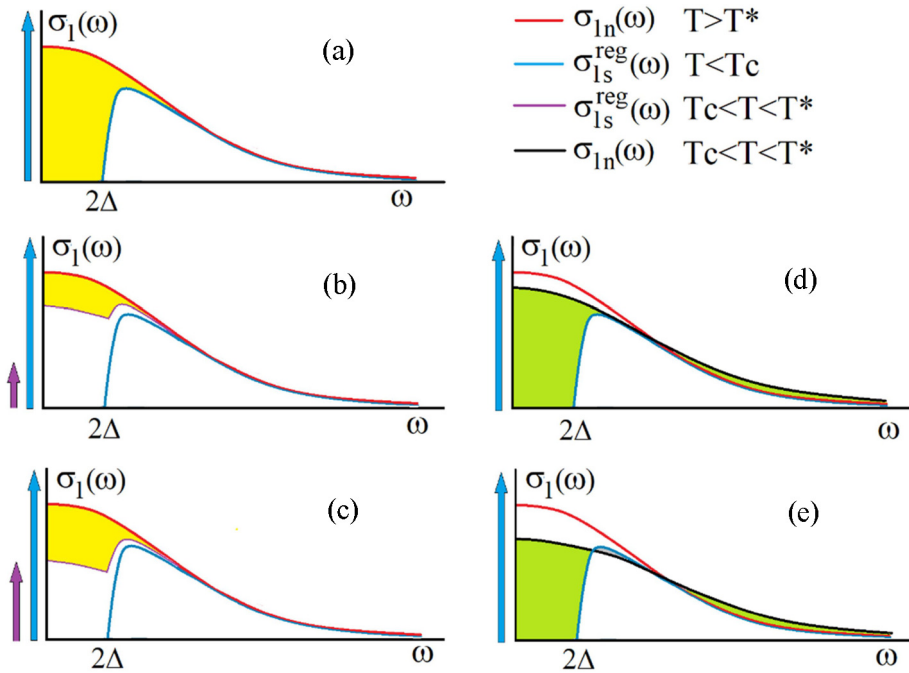


Рис. 1: (а) спектр оптической проводимости пространственно-однородного сверхпроводника: 1 – красная кривая  $\sigma_{1n}(\omega)$ , 2 – синяя кривая  $\sigma_{1s}^{\text{reg}}(\omega)$ ; желтым цветом обозначен спектральный вес, перенесенный в  $\delta$ -пик (синяя стрелка) при  $\omega = 0$ ; (b) гипотетический спектр оптической проводимости пространственно неоднородного сверхпроводника (с температурой объемной сверхпроводимости  $T_c$ ), включающего малые кластеры с температурой перехода  $T^* > T_c$ ; 1 – красная кривая  $\sigma_{1n}(\omega)$  при  $T > T^*$ , 2 – синяя кривая  $\sigma_{1s}^{\text{reg}}(\omega)$  при  $T < T_c$ ; 3 – фиолетовая кривая – оптическая проводимость при  $T_c < T < T^*$ ; желтым цветом обозначен спектральный вес от малых кластеров, перенесенный в  $\delta$ -пик при  $\omega = 0$  (фиолетовая стрелка); (c) красная кривая  $\sigma_{1n}(\omega)$  при  $T > T^*$ , когда весь образец находится в нормальном состоянии; 2 – синяя кривая  $\sigma_{1s}^{\text{reg}}(\omega)$  при  $T < T_c$ , когда весь образец находится в сверхпроводящем состоянии; 4 – черная кривая  $\sigma_{1n}(\omega)$  – спектр оптической проводимости при  $T_c < T < T^*$  неоднородного сверхпроводника, включающего малые кластеры, флуктуирующие между сверхпроводящим и нормальным состояниями, фиолетовая стрелка –  $\delta$ -пик при  $T_c < T < T^*$ ; (c) и (e) то же, что (b) и (d), соответственно, но для образцов с большим количеством малых кластеров. Изменение проводимости при сверхпроводящем переходе ( $\sigma_{1n}(\omega) - \sigma_{1s}^{\text{reg}}(\omega)$ ) меняет знак в области максимума  $\sigma_{1s}^{\text{reg}}(\omega)$ .

заряд подавляет начальную щель для переноса заряда  $\Delta_{ct}$  в соседних плакетах  $\text{CuO}_4$  до значения  $\Delta'_{ct} < \Delta_{ct}$ , достаточного для образования СТ-экситонов в этих плакетах [11].

При увеличении концентрации допирующей примеси СТ-плакеты, образующиеся в плоскости  $\text{CuO}_2$  вблизи каждого иона допанта, объединяются в плакетные кластеры (СТ-кластеры). Согласно модели [12] сверхпроводимость в купратах возникает именно в СТ-кластерах. При этом недодопированная фаза соответствует области концентраций допанта ниже порога перколяции СТ-плакетов в плоскости  $\text{CuO}_2$ , когда конечные СТ-кластеры погружены в изолирующую матрицу, а сверхпроводимость во всем образце возникает за счет джозефсоновской связи между кластерами. Соответственно, область оптимального допирования отвечает существованию перколяционного кластера СТ-плакетов. В передопированной фазе расстояние между соседними допированными зарядами уменьшается таким образом, что в пространстве между ними щель  $\Delta_{ct}$  подавляется, а оставшиеся конечные кластеры СТ-плакетов погружены в нормальную матрицу. Следует отметить, что интервалы существования перколяционных кластеров СТ-плакетов в купратных ВТСП совпадают с положениями сверхпроводящих куполов на их фазовых диаграммах. Это подтверждает предположение, что высокотемпературная сверхпроводимость имеет место именно в СТ-плакетной фазе [11-13].

*Перенос спектрального веса в недодопированных купратах.* Предложенный механизм локальной модификации электронной структуры купратов при допировании также предполагает возможность образования связанных электронных состояний на парах ионов  $\text{Cu}$  в соседних водородоподобных СТ-плакетах [12], аналогично образованию молекулы водорода. Такую пару СТ-плакетов мы назвали центром Гайтлера–Лондона (НЛ-центром). Таким образом, в СТ-кластере каждая пара соседних СТ-плакетов является НЛ-центром. Генерация дырочных носителей в системе происходит за счет переноса пар электронов из кислородной зоны к парам соседних ионов  $\text{Cu}$  в НЛ-центрах [12]. Возникающие в кислородной зоне дырки являются свободными носителями, в отличие от допированных носителей, которые локализованы вблизи допанта. Концентрации свободных дырок и локализованных электронных пар в НЛ-центрах зависят от температуры. Существование НЛ-центров, помимо генерации носителей, также обеспечивает возможность реализации специфического механизма сверхпроводящего спаривания [12], который возникает из-за виртуальных переходов зонных электронов в незаполненные парные состояния и напоминает механизм Литтла–Гинзбурга [14].

Таким образом, как следует из предлагаемой модели, НЛ-центры играют двойную роль: они действуют как своего рода “акцепторы”, заполнение которых реальными электронами приводит к появлению свободных носителей в системе, и также являются центрами сверхпроводящего спаривания. При этом, чем больше парных состояний в НЛ-центрах заполнено реальными электронами, тем меньше НЛ-центров остаётся доступными для виртуальных переходов электронных пар, а значит, снижается потенциал спаривания. Таким образом, параметром, непосредственно контролирующим переход в сверхпроводящее состояние, является коэффициент заполнения НЛ-центров.

Случайное увеличение заселенности парных состояний выше равновесного значения приведет к уменьшению сверхпроводящего взаимодействия и может привести к разрушению сверхпроводимости в отдельном кластере, начиная с температуры  $T_c < T_{c\infty}$  (здесь  $T_{c\infty}$  – температура сверхпроводящего перехода бесконечного кластера, для которой влияние относительных флуктуаций заселенности пренебрежимо мало), и, наоборот, уменьшение заселенности парных состояний ниже равновесного значения может привести к возникновению сверхпроводимости в этом кластере, начиная с  $T^* > T_{c\infty}$ . Таким образом, в определенном интервале температур  $T_c < T < T^*$  кластер может существовать как в сверхпроводящем, так и в нормальном состояниях, случайным образом переключаясь между этими состояниями с характерным временем переключения  $\tau_{SN} \sim \hbar/2\Delta \sim 10^{14}$  сек в результате флуктуаций заселенности НЛ-центров. В этом случае можно считать, что ниже  $T_c$  кластер практически всегда находится в сверхпроводящем состоянии, а выше  $T^*$  – в нормальном, а интервал  $T_c < T < T^*$  можно отождествить с областью существования псевдощелевых аномалий или так называемой “большой” псевдощели [15]. Эффект  $s$ - $n$ -переключения будет наиболее выражен в небольших кластерах, содержащих небольшое число НЛ-центров, когда относительные флуктуации заселенности парных состояний будут велики.

В случае большого числа малых кластеров вклад в оптическую проводимость последовательности флуктуирующих импульсов сверхтекучей плотности от многих отдельных кластеров можно представить как случайный процесс. Эффективная ширина  $\Delta\omega_{\text{eff}}$  спектра случайного процесса  $S(\omega)$  определяется как  $\Delta\omega_{\text{eff}} = \frac{1}{S_{\text{max}}} \int_0^\infty S(\omega) d\omega$ . Графическая интерпретация эффективной ширины спектра случайного процесса представлена на рис. 2.

Эффективная ширина спектра случайного процесса  $\Delta\omega_{\text{eff}}$  связана с интервалом корреляции  $\tau_{\text{corr}}$  соотношением [16]:

$$\Delta\omega_{\text{eff}}\tau_{\text{corr}} > \pi/2. \quad (4)$$

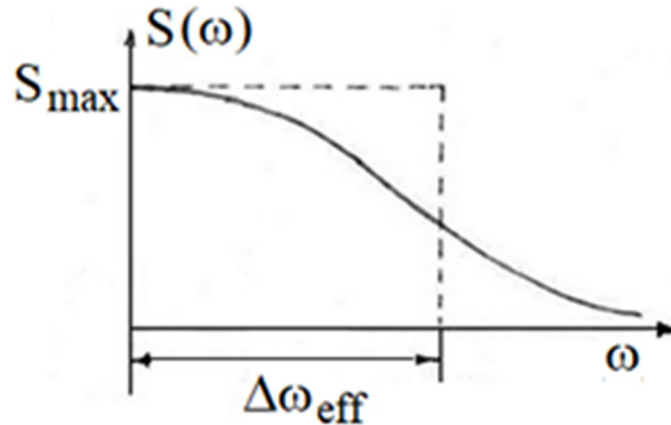


Рис. 2: Графическая интерпретация эффективной ширины спектра случайного процесса.

Интервал корреляции показывает время вероятного прогнозирования случайного процесса. Прогнозирование за пределами интервала корреляции невозможно. Для рассматриваемого случайного процесса интервал корреляции  $\tau_{\text{corr}}$  определяется характерным временем между последовательными включениями/выключениями сверхпроводимости в двух случайных кластерах.

Рассмотрим, как импульсы сверхтекучей плотности при частых переключениях между сверхпроводящим и нормальным состояниями влияют на спектр оптической проводимости  $S(\omega)$ . Поскольку состояние кластера определяется заполнением парных состояний, то для изменения состояния малого кластера необходимо перевести одну или несколько пар электронов из кислородной зоны в парные состояния НЛ-центров или обратно. В этом случае интервал корреляции (или характерное время между последовательными переключениями двух кластеров)  $\tau_{\text{corr}}$  можно оценить как время перехода пары электронов в парные состояния НЛ-центров или обратно –  $\tau_{\text{corr}} \sim a/2v_F \sim 10^{-15}$  сек. Здесь  $a$  – постоянная решетки в плоскости  $\text{CuO}_2$ ,  $v_F$  – скорость Ферми. В соответствии с (7) эффективная ширина спектра такого процесса составляет  $\Delta\omega_{\text{eff}} \sim 10^{15}$  сек $^{-1}$ . Таким образом, если при переходе всего образца из сверхпроводящего в нормальное состояние спектральный вес состояний из  $\delta$ -пика при  $\omega = 0$  переходит в область  $\hbar\Omega_c \sim 4\Delta_0$ , то в случае существования малых кластеров, флуктуирующих между нормальным и сверхпроводящим состояниями (при  $T_c < T < T^*$ ), спектральный вес перераспределяется в широком спектральном диапазоне вплоть до энергий  $\sim 1$  эВ.

Соответственно, для образца, содержащего малые кластеры, спектр оптической проводимости  $\sigma_{1,n}(\omega)$  в интервале  $T_c < T < T^*$  изменяется относительно спектра бесконечного кластера. Результирующие изменения будут соответствовать уменьшению  $\sigma_{1,n}(\omega)$  в области низких частот  $\hbar\Omega_c \sim 4\Delta_0$  и увеличению в области высоких частот до  $\sim 1$  эВ, что создаёт иллюзию аномального перехода SW из области высоких частот в  $\delta$ -пик.

Рассмотрим, как должен измениться спектр оптической проводимости обычного сверхпроводника с температурой сверхпроводящего перехода  $T_c$  (рис. 1(a)) при переходе к неоднородному сверхпроводнику, в котором присутствуют малые кластеры с температурами сверхпроводящего перехода  $T^* > T_c$  (рис. 1(b)). На этом рисунке: 1 – красная кривая  $\sigma_{1n}(\omega)$  при  $T > T^*$ , 2 – синяя кривая  $\sigma_{1s}^{\text{reg}}(\omega)$  при  $T < T_c$ ; 3 – фиолетовая кривая – оптическая проводимость при  $T_c < T < T^*$ ; жёлтым цветом обозначен спектральный вес от малых кластеров, перенесённый в  $\delta$ -пик при  $\omega = 0$ . Если предположить, что малые кластеры флуктуируют с высокой частотой между сверхпроводящим и нормальным состояниями (с эффективной спектральной шириной случайного процесса  $\Delta\omega_{\text{eff}}$ ), то спектральный вес, закрашенный жёлтым цветом на рис. 1(b), уже не будет передаваться в  $\delta$ -пик, а должен, в соответствии с рис. 2, перераспределиться по интервалу  $\Delta\omega_{\text{eff}} \gg 2\Delta$ . В результате в неоднородном сверхпроводнике зависимость  $\sigma_{1n}(\omega)$  примет вид, показанный на рис. 1(d) чёрной линией – 4. Рассматривая разницу между  $\sigma_{1n}(\omega)$  и  $\sigma_{1s}(\omega)$ , можно ошибочно заключить, что состояния из области частот до  $\omega \gg 2\Delta$  (закрашены зелёным цветом) вносят вклад в спектральный вес  $\delta$ -пика. Фактически, этот ошибочный вывод является следствием того, что кривая  $\sigma_{1n}(\omega)$  (чёрная линия на рис. 1 (d), (e)) не отражает проводимости образца в полностью нормальном состоянии. Подчеркнём, что этот эффект наиболее ярко выражен в недодопированных купратах, имеющих кластерную структуру сверхпроводящей фазы. В оптимально допированных купратах, в которых сверхпроводимость реализуется в перколяционном кластере, этот эффект значительно слабее и обусловлен лишь небольшим числом оставшихся мелких кластеров. Передопированные образцы, в которых сверхпроводящий кластер занимает всю плоскость  $\text{CuO}_2$  [11–13], будут вести себя как обычные сверхпроводники.

Это объяснение также позволяет понять более тонкие особенности изменения оптической проводимости, вызванные сверхпроводящим переходом, в частности, знакопеременный характер изменения оптической проводимости, наблюдаемый в  $\text{La}_{2-x}\text{Sr}_x\text{CuO}_4$  вдоль оси “с” [17, 18]. Действительно, пусть число малых кластеров велико (рис. 1(c)) по сравнению с рис. 1(b)). В этом случае больше спектрального веса будет размыто по интервалу  $\Delta\omega_{\text{eff}}$ , и значение  $\sigma_{1n}(\omega)$  в некоторой области  $\omega > 2\Delta_0$  будет меньше  $\sigma_{1s}^{\text{reg}}$ .

Это будет соответствовать положительному изменению низкочастотного спектрального веса в области максимума  $\sigma_{1s}^{\text{reg}}$ , что и наблюдалось в эксперименте [17, 18]. Также при таком подходе можно объяснить подавление аномального переноса SW магнитным полем [10], поскольку магнитное поле разрушает сверхпроводимость в кластерах при  $T > T_c$ .

Вблизи  $T_c$ , вызванные флуктуациями  $s$ - $n$ -переключения конечных кластеров, могут объяснить и другую группу явлений, включающую аномальный эффект Нернста, гигантский диамагнетизм (выше  $T_c$ ) и обратимость кривых намагничивания (ниже  $T_c$ ).

*Заключение.* Показано, что аномальный перенос спектрального веса, а также другие аномалии, наблюдаемые в недодопированных купратах и отличающие их от обычных сверхпроводников, имеют общую природу и являются следствием кластерной структуры недодопированной фазы и специфического механизма сверхпроводящего спаривания. Эти особенности приводят к тому, что в определённом интервале температур  $T_c < T < T^*$  конечные изолированные кластеры могут существовать как в сверхпроводящем, так и в нормальном состоянии, случайным образом переключаясь между этими состояниями за счёт флуктуаций заселённости электронных парных состояний.

#### Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] R. Kubo, J. Phys. Soc. Japan **12**, 570 (1957). DOI: 10.1143/JPSJ.12.570.
- [2] D. N. Basov, T. Timusk, Rev. Mod. Phys. **77**, 721 (2005). DOI: 10.1103/RevModPhys.77.721.
- [3] H. J. A. Molegraaf, C. Presura, D. Marel, et al., Science **295**, 2239 (2002). DOI: 10.1126/science.1069947.
- [4] M. R. Norman, C. Pépin, Phys. Rev. B **66**, 100506(R) (2002). DOI: 10.1103/PhysRevB.66.100506.
- [5] M. R. Norman, A. V. Chubukov, E. Heumen, et al., Phys. Rev. B **76**, 220509(R) (2007). DOI: 10.1103/PhysRevB.76.220509.
- [6] A. F. Santander-Syro, R. P. S. M. Lobo, N. Bontemps, et al., Europhys. Lett. **62**(4), 568 (2003). DOI: 209/epl/i2003-00388-9.
- [7] C. C. Homes, S. V. Dordevic, D. A. Bonn, et al., Phys. Rev. B **69**, 024514 (2004). DOI: 10.1103/PhysRevB.69.024514.
- [8] D. Munzar, C. Bernhard, T. Holden, et al., Phys. Rev. B **64**, 024523 (2001). DOI: 10.1103/PhysRevB.64.024523.

- [9] D. N. Basov, C. C. Homes, E. J. Singley, et al., Phys. Rev. B **63**, 134514 (2001). DOI: 10.1103/PhysRevB.63.134514.
- [10] A. D. LaForge, W. J. Padilla, K. S. Burch, et al., Phys. Rev. Lett. **101**, 097008 (2008). DOI: 10.1103/PhysRevLett.101.097008.
- [11] K. V. Mitsen, O. M. Ivanenko, Results in Physics **32**, 105156 (2022), ISSN 2211-3797. DOI: 10.1016/j.rinp.2021.105156.
- [12] K. V. Mitsen, O. M. Ivanenko, Results in Physics **38**, 105577 (2022) ISSN 2211-3797. DOI: 10.1016/j.rinp.2022.105577.
- [13] K. V. Mitsen, O. M. Ivanenko, Phys.-Usp. **60**, 402 (2017). DOI: 10.3367/UFNe.2016.12.038000.
- [14] V. L. Ginzburg, Sov. Phys. Usp. **34**, 283 (1991). DOI: 10.1070/PU1991v034n04ABEH002361.
- [15] K. V. Mitsen, O. M. Ivanenko, J. Exp. Theor. Phys. **107**, 984 (2008). DOI: 10.1134/S106377610812008X.
- [16] H. Kaufman, International Journal of Control **3**, 33 (1966), DOI: 10.1080/00207176608921364.
- [17] A. B. Kuzmenko, N. Tombros, H. J. A. Molegraaf, et al., Phys. Rev. Lett. **91**, 037004 (2003). DOI: 10.1103/PhysRevLett.91.037004.
- [18] A. B. Kuzmenko, N. Tombros, F. P. Mena, et al., Physica C **408–410**, 330 (2004). DOI: 10.1016/j.physc.2004.02.129.

Поступила в редакцию 28 августа 2025 г.

После доработки 6 ноября 2025 г.

Принята к публикации 7 ноября 2025 г.