

02,03,05,16

Влияние электрон-плазмонного взаимодействия на физические свойства кристаллов твердых растворов $(\text{Bi}_{2-x}\text{Sb}_x)\text{Te}_3$ ($0 < x < 2$) и высокотемпературных сверхпроводников

© Н.П. Степанов

Забайкальский государственный университет,
Чита, Россия

Байкальский государственный университет,
Иркутск, Россия

E-mail: np-stepanov@mail.ru

Поступила в Редакцию 10 февраля 2026 г.

В окончательной редакции 12 марта 2026 г.

Принята к публикации 15 марта 2026 г.

Представлены результаты исследования кристаллов твердых растворов $(\text{Bi}_{2-x}\text{Sb}_x)\text{Te}_3$ ($0 < x < 2$) с близкими значениями энергий электронных переходов и плазмонов. Обнаружено влияние электрон-плазмонного взаимодействия на оптические, магнитные, электрические и гальваномагнитные свойства кристалла $\text{Bi}_{1.4}\text{Sb}_{0.6}\text{Te}_3$, в котором наблюдается максимальное сближение энергий электронных переходов и плазмонов, приводящее к расщеплению пика функции энергетических потерь. Установлено, что спектральное положение образовавшихся при расщеплении пиков не зависит от температуры, а разница их энергий соответствует температуре проявления особенностей в поведении магнитной восприимчивости и электропроводности. В ходе анализа наблюдающихся закономерностей установлено, что в данных оптических исследований высокотемпературных сверхпроводников, полученных при температурах близких к критическим, наблюдается аналогичное расщепление пика функции энергетических потерь, свидетельствующее о влиянии электрон-плазмонного взаимодействия.

Ключевые слова: электрон-плазмонное взаимодействие, полупроводники, сверхпроводники.

DOI: 10.61011/FTT.2026.03.62929.9087

1. Введение

Электрон-плазмонное взаимодействие (ЭПВ) может наблюдаться в материалах с близкими значениями энергий плазмонов и электронных переходов. К таким материалам относятся полуметаллы и полупроводники [1–3]. Для того чтобы наблюдать ЭПВ в полупроводниках необходимо проводить исследования в спектральной области, соответствующей энергиям электронных переходов и плазмонов, которые для таких материалов находятся в инфракрасном диапазоне и сопоставимы с энергией тепловых колебаний [4]. В этом случае увеличение температуры способно изменить концентрацию свободных носителей заряда (СНЗ), а соответственно, и энергию плазмона. Также, на концентрацию СНЗ влияет изменение химического состава, нарушение стехиометрии, облучение, создающее дефекты структуры, и легирование. Все перечисленные факторы влияния можно использовать для синтеза материалов с близкими значениями энергий электронных переходов и плазмонов, с целью наблюдения электрон-плазмонного взаимодействия.

После обнаружения ЭПВ в кристаллах висмута [5], в которых сближение резонансных частот электронных переходов и плазмонов наблюдается в длинноволновой инфракрасной области спектра, соответствующей энергии 10–15 meV, была поставлена задача исследования

ЭПВ в материале с большей шириной запрещенной зоны. В качестве такого материала были выбраны кристаллы твердых растворов $(\text{Bi}_{2-x}\text{Sb}_x)\text{Te}_3$ ($0 < x < 2$), в которых ширина запрещенной зоны варьируется в зависимости от состава в пределах от 130 до 180 meV [6], а следовательно, можно ожидать сближения энергий электронных переходов и плазмонов в средней инфракрасной области спектра. Кроме этого, благодаря своей широкой известности в качестве высокоэффективных термоэлектрических материалов, кристаллы $(\text{Bi}_{2-x}\text{Sb}_x)\text{Te}_3$ интенсивно исследуются на протяжении десятков лет, и к настоящему времени достаточно хорошо изучены [6,7]. Обнаружение у теллурида висмута Bi_2Te_3 свойств топологического изолятора также стимулировало разносторонние исследования, что способствовало получению еще более обширных сведений [8,9]. Все это позволило использовать ранее полученные данные о физических свойствах кристаллов $(\text{Bi}_{2-x}\text{Sb}_x)\text{Te}_3$ в ходе исследования ЭПВ.

Изучение влияния ЭПВ на состояние электронной системы кристаллов $(\text{Bi}_{2-x}\text{Sb}_x)\text{Te}_3$ включало в себя исследование их оптических, магнитных, электрических и гальваномагнитных свойств. Доминирующую роль в изучении электрон-плазмонного взаимодействия играют оптические исследования, поскольку именно они позволяют наблюдать плазменный край и электронные переходы, а также определять их характеристики. В связи

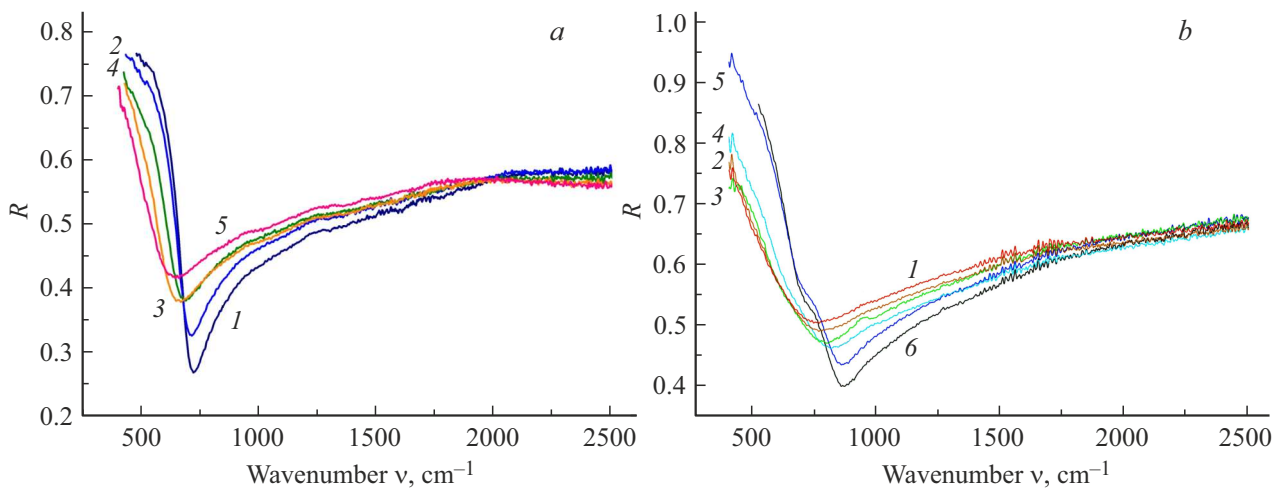


Рис. 1. *a* — спектры коэффициента отражения R кристалла $\text{Bi}_{0.8}\text{Sb}_{1.2}\text{Te}_3$ при различных температурах, К: 1 — 79, 2 — 93, 3 — 148, 4 — 213, 5 — 290. $\mathbf{E} \perp C_3$; *b* — спектры коэффициента отражения R кристалла $\text{Bi}_{0.6}\text{Sb}_{1.4}\text{Te}_3$ при различных температурах, К: 1 — 292, 2 — 250, 3 — 220, 4 — 173, 5 — 101, 6 — 78. $\mathbf{E} \perp C_3$.

с этим изучение влияния ЭПВ на свойства кристаллов $(\text{Bi}_{2-x}\text{Sb}_x)\text{Te}_3$ начиналось с исследования их оптических свойств в инфракрасном диапазоне спектра. В дальнейшем было принято решение исследовать и магнитные свойства, поскольку магнитная восприимчивость также позволяет судить о состоянии электронной системы материала и ее изменении в кристаллах с интенсивным ЭПВ. Отметим, что исследование магнитной восприимчивости позволяет изучать состояние электронной системы без акцентирования внимания на процессы рассеяния носителей заряда, играющих существенную роль в кинетических явлениях, также рассматривавшихся в кристаллах $(\text{Bi}_{2-x}\text{Sb}_x)\text{Te}_3$ с наиболее интенсивным электрон-плазмонным взаимодействием.

2. Кристаллы, образцы, методика и техника эксперимента

Исследовались монокристаллы $(\text{Bi}_{2-x}\text{Sb}_x)\text{Te}_3$ ($0 < x < 2$), выращенные методом Чохральского в институте металлургии и материаловедения им. А.А. Байкова. В качестве исходных материалов использовались Te, Sb, Bi, содержание примесей в которых не превышало 0.0001 wt.%. Спектральные зависимости коэффициента отражения регистрировались на инфракрасном Фурье-спектрометре IFS-113V (Bruker) в диапазоне от $370\text{--}2500\text{ cm}^{-1}$ с разрешением 1 cm^{-1} . Угол падения излучения на кристалл не превышал 8° . В качестве эталона использовалось зеркало с напылением из алюминия, коэффициент отражения которого в инфракрасном диапазоне равен 0.98. Температура образца изменялась в диапазоне $78\text{--}300\text{ K}$ и контролировалась с точностью до 2 К. Более подробное описание кристаллов, технологии изготовления образцов и методики оптического эксперимента приведено в работе [10].

Исследования магнитной восприимчивости χ в диапазоне температур от 2 до 400 К с точностью стабилиза-

ции до 1 К, проводились в магнитных полях до 30 кОе на сверхпроводящем квантовом интерферометре Джозефсона (SQUID — магнетометре MPMS) при двух ориентациях вектора напряженности магнитного поля \mathbf{H} по отношению к тригональной оси кристалла C_3 ($\mathbf{H} \parallel C_3$ и $\mathbf{H} \perp C_3$). При ориентации $\mathbf{H} \parallel C_3$ определяется χ_{\parallel} , а при $\mathbf{H} \perp C_3$ — χ_{\perp} .

Измерение удельного сопротивления осуществлялось на постоянном токе двухзондовым методом в диапазоне $78\text{--}300\text{ K}$ с точностью стабилизации температуры до 2 К. Коэффициент Холла определялся в постоянном магнитном поле с индукцией 0.65 Т и током через образец 10 мА. Для образца $\text{Bi}_{0.6}\text{Sb}_{1.4}\text{Te}_3$ температурные зависимости коэффициента Холла и удельного сопротивления получены в ФТИ им. А.Ф. Иоффе двухчастотным методом в интервале температур от 78 до 600 К. Магнитное поле изменялось с частотой 50 Hz, а ток через образец с частотой 72 Hz [11].

3. Результаты экспериментального исследования кристаллов $(\text{Bi}_{2-x}\text{Sb}_x)\text{Te}_3$

Результаты исследования оптических свойств кристаллов $(\text{Bi}_{2-x}\text{Sb}_x)\text{Te}_3$ частично представлены на рис. 1, демонстрирующем основные закономерности изменения коэффициента отражения в зависимости от частоты, состава твердого раствора и температуры. Установлено, что для всех исследованных кристаллов наблюдается плазменный край, который смещается в область высоких частот при увеличении процентного содержания Sb_2Te_3 в твердом растворе $(\text{Bi}_{2-x}\text{Sb}_x)\text{Te}_3$ и уменьшении температуры [12]. Результаты исследования анизотропии плазменного отражения приведены в работе [13]. Так как спектры, полученные от естественно зеркальной плоскости скола, обладают минимальными дефектами

поверхностного слоя, то при изучении ЭПВ основное внимание уделялось исследованию оптических свойств при отражении излучения от плоскости скола. В этом случае вектор напряженности электрического поля падающей электромагнитной волны $\mathbf{E} \perp C_3$.

Доминирование поляризационного отклика свободных носителей заряда в области частот меньших плазменной обуславливает значения коэффициента отражения близкие к единице, при этом излучение проникает в материал только на глубину скин-слоя, и объем кристалла оказывается экранированным [14]. Как видно из рис. 1, в высокочастотной, по отношению к плазменному краю, области спектра также наблюдаются достаточно высокие значения коэффициента отражения, что связано с поляризационным откликом электронов валентной зоны. В плазменном минимуме коэффициент отражения резко уменьшается, следовательно излучение проникает в кристалл, и может вызывать электронные переходы близкие к энергии плазмона. Наблюдению электронных переходов способствует и то, что в окрестности плазменного минимума вклад коллективных колебаний свободных носителей заряда в действительную часть функции диэлектрической проницаемости проходит через ноль, и на этом фоне становится наблюдаемым слабое поляризационное влияние одночастичных электронных возбуждений. Таким образом, исследуя смещение плазменного края при изменении состава твердого раствора $(\text{Bi}_{2-x}\text{Sb}_x)\text{Te}_3$ и температуры, удалось наблюдать сближение энергий плазмона и электронного перехода, сопровождающееся усилением ЭПВ [10,12,13]. Было обнаружено, что при их максимальном сближении в кристалле $\text{Bi}_{1.4}\text{Sb}_{0.6}\text{Te}_3$, возникает расщепление пика функции энергетических потерь $-\text{Im} \epsilon^{-1}(\nu)$, представленное на рис. 2, из которого видно, что при уменьшении температуры, максимум функции $-\text{Im} \epsilon^{-1}(\nu)$, соответствующий частоте плазменного резонанса [15], смещается в высокочастотную область спектра и расщепляется.

Спектральное положение пиков, образовавшихся в результате расщепления, не изменяется при уменьшении температуры от 101 до 78 К. Возникший энергетический интервал между пиками функции энергетических потерь составляет 11 meV, что соответствует температуре 127 К.

Последнее оказывается важным для описания результатов исследования магнитных свойств кристаллов $(\text{Bi}_{2-x}\text{Sb}_x)\text{Te}_3$, которые представлены на рис. 1 работы [16], демонстрирующем температурные зависимости магнитной восприимчивости ряда кристаллов, в которых просматривается действие некоторого процесса, усиливающегося с увеличением содержания теллурида сурьмы Sb_2Te_3 в составе твердого раствора $(\text{Bi}_{2-x}\text{Sb}_x)\text{Te}_3$, сопровождающееся уменьшением температуры максимума его интенсивности. Так, если в кристалле, содержащем 50 процентов Sb_2Te_3 , влияние этого процесса еще мало и сводится к нивелированию прогиба кривой магнитной восприимчивости, характерного для кристалла, содержащего 25 процентов Sb_2Te_3 , то для кристалла,

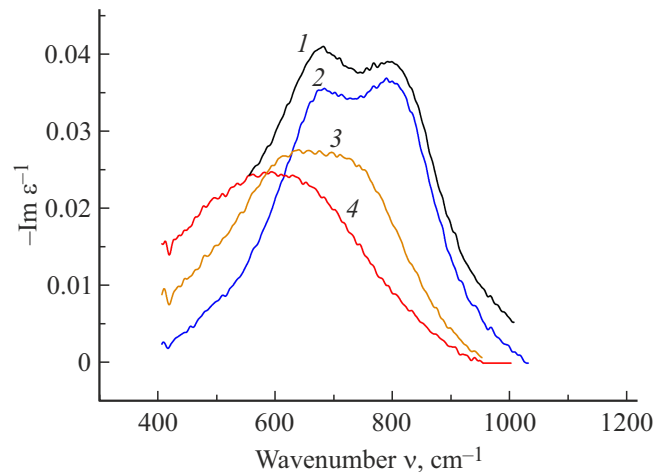


Рис. 2. Спектральные зависимости функции энергетических потерь $-\text{Im}(\epsilon^{-1})$ кристалла $\text{Bi}_{0.6}\text{Sb}_{1.4}\text{Te}_3$ при различных температурах, К: 1 — 78, 2 — 101, 3 — 173, 4 — 292. $\mathbf{E} \perp C_3$.

содержащего 60 процентов Sb_2Te_3 , появляется прогиб в сторону меньших абсолютных значений магнитной восприимчивости, а температура наметившегося максимума интенсивности фиксируется вблизи 250 К. Для кристалла $\text{Bi}_{1.4}\text{Sb}_{0.6}\text{Te}_3$ его влияние резко усиливается, что видно из рис. 1, *d* работы [16], а температура максимума интенсивности уменьшается до 120–127 К, т.е. соответствует величине энергетической щели, разделяющей пики функции энергетических потерь $-\text{Im} \epsilon^{-1}(\nu)$. Следовательно, можно предположить, что наблюдаемые изменения температурных зависимостей магнитной восприимчивости кристаллов $(\text{Bi}_{2-x}\text{Sb}_x)\text{Te}_3$, содержащих более 50 процентов Sb_2Te_3 , связаны с ЭПВ.

После обнаружения и сопоставления особенностей в поведении оптических и магнитных свойств кристалла $\text{Bi}_{1.4}\text{Sb}_{0.6}\text{Te}_3$ возникла необходимость более тщательного исследования его электрических свойств. Отметим, что температурные зависимости электропроводности кристаллов $(\text{Bi}_{2-x}\text{Sb}_x)\text{Te}_3$ исследуются на протяжении десятков лет, с 50-х годов прошлого столетия, после того, как они были синтезированы, и показана их сравнительно высокая термоэлектрическая эффективность. Тем не менее, только обнаружение описанных особенностей их оптических и магнитных свойств, а также использование тщательно выверенного оборудования лаборатории Физики термоэлементов ФТИ им. А.Ф. Иоффе позволило акцентировать внимание на кристалле $\text{Bi}_{1.4}\text{Sb}_{0.6}\text{Te}_3$ и установить, что в интервале 120–127 К наблюдается абсолютный максимум первой производной удельной электропроводности по температуре, которому сопутствуют минимумы, что отражено на рис. 3 работы [11]. Так как на величину электропроводности влияет концентрация и подвижность свободных носителей заряда, то в работе [11] были выполнены исследования температурной зависимости коэффициента Холла $R_H(T)$ этого кристалла (рис. 1 из работы [11]) из которого видно, что в диапазоне 78–200 К зависимость $R_H(T)$

изменяется линейно, а следовательно, особенности в температурной зависимости скорости изменения электропроводности кристалла $\text{Bi}_{1.4}\text{Sb}_{0.6}\text{Te}_3$, представленные на рис. 3 работы [11], обусловлены немонотонностью изменения подвижности носителей заряда. Таким образом, можно утверждать, что в кристалле $\text{Bi}_{1.4}\text{Sb}_{0.6}\text{Te}_3$ обнаружен комплекс особенностей в поведении температурных зависимостей ряда физических величин, характеризующих состояние электронной системы. При этом, максимумы скорости роста электропроводности и магнитной восприимчивости наблюдаются в интервале температур 120–127 К. На их взаимосвязь с ЭПВ указывает то, что величина расщепления пика функции $-\text{Im} \varepsilon^{-1}(\nu)$ также соответствует температуре 127 К.

4. Анализ экспериментальных данных

Так как ЭПВ возникает как следствие сближения энергии плазмона с энергией электронного перехода, то важно было установить природу этого перехода. Из сопоставления наблюдаемого значения энергии перехода с данными многочисленных исследований кристаллов $(\text{Bi}_{2-x}\text{Sb}_x)\text{Te}_3$ *p*-типа проводимости, представленных, например, в работах [6–9], был сделан вывод о том, что им является электронный переход из подзоны тяжелых дырок в подзону легких. Этот переход хорошо известен в кристаллах $(\text{Bi}_{2-x}\text{Sb}_x)\text{Te}_3$ и проявляет себя в температурных зависимостях физических величин, связанных с концентрацией свободных носителей заряда, таких, например, как коэффициент Холла, электропроводность, плазменная частота [6]. Оптические исследования также позволили наблюдать этот электронный переход в кристалле $\text{Bi}_{1.2}\text{Sb}_{0.8}\text{Te}_3$ [17]. Разнообразные электрические, гальваномагнитные и тепловые исследования, обзор которых приведен в работе [6], позволяют проследить за закономерностями изменения величины этого электронного перехода от состава твердого раствора $(\text{Bi}_{2-x}\text{Sb}_x)\text{Te}_3$ и температуры, которые отражены на рис. 3. Рассматриваемый электронный переход уменьшает концентрацию легких дырок при увеличении температуры в диапазоне предшествующем переходу материала к собственной проводимости, что подтверждается данными, приведенными на рис. 1 работы [11]. Это также отражается на смещении плазменного края и частоты плазменного резонанса при увеличении температуры в низкочастотную область, что видно на рис. 1. Известно, что плазменная частота свободных носителей заряда определяется выражением вида:

$$\omega_p^2 = \sum \frac{e^2 n}{\varepsilon_0 \varepsilon_\infty m^*}, \quad (1)$$

где e — заряд электрона, n и m^* — концентрация и эффективная масса свободных носителей заряда, ε_0 — диэлектрическая постоянная, ε_∞ — высокочастотная диэлектрическая проницаемость, характеризующая интенсивность поляризационных процессов в высокочастотной, по отношению к плазменному краю, области спектра [4]. Суммирование производится по всем

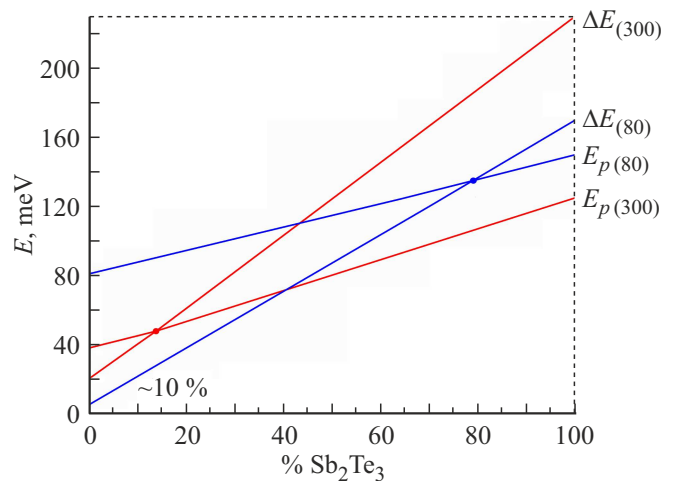


Рис. 3. Зависимости энергий плазмона E_p и перехода электронов между неэквивалентными экстремумами валентной зоны ΔE , при температурах 80 и 300 К, от процентного содержания Sb_2Te_3 в кристаллах твердых растворов $(\text{Bi}_{2-x}\text{Sb}_x)\text{Te}_3$.

группам свободных носителей заряда, участвующих в формировании поляризационного отклика.

В твердых растворах $(\text{Bi}_{2-x}\text{Sb}_x)\text{Te}_3$ вследствие нарушения стехиометрического состава концентрация легких дырок может достигать значения $5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$ уже при гелиевых температурах [18], что, в соответствии с выражением (1), отражается на величине плазменной частоты. Кроме этого, на ее величину оказывает существенное влияние поляризационный фон, характеризующийся высокочастотной диэлектрической проницаемостью $\varepsilon_\infty \approx 50$, большие значения которой в кристаллах $(\text{Bi}_{2-x}\text{Sb}_x)\text{Te}_3$ обусловлены межзонными электронными переходами [19]. Если учесть, что доминирующий вклад в плазменные эффекты вносят легкие носители заряда, эффективная масса которых составляет 0.2 массы свободного электрона [6], концентрация СНЗ равна $5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$, $\varepsilon_\infty = 50$, то расчет, в соответствии с выражением (1), дает значение плазменной частоты в 670 см^{-1} (83 мэВ), что соответствует спектральному положению плазменного края на рис. 1. На рис. 3 демонстрируются закономерности изменения энергии плазмона в зависимости от состава твердого раствора $(\text{Bi}_{2-x}\text{Sb}_x)\text{Te}_3$ и температуры, полученные в ходе экспериментальных исследований, результаты которых представлены в работах [6,10–13,17,19–21]. Из рис. 3 видно, что в кристаллах $(\text{Bi}_{2-x}\text{Sb}_x)\text{Te}_3$ энергии плазмона и электронного перехода оказываются сопоставимы по величине и с ростом содержания теллурида сурьмы Sb_2Te_3 увеличиваются с разной скоростью, вследствие чего их пересечение, например, при температуре 300 К происходит в кристалле $\text{Bi}_{0.2}\text{Sb}_{1.8}\text{Te}_3$, а при температуре 80 К — в кристалле $\text{Bi}_{1.6}\text{Sb}_{0.8}\text{Te}_3$. Соответственно, для любого кристалла $(\text{Bi}_{2-x}\text{Sb}_x)\text{Te}_3$ найдется температура, при которой будет наблюдаться пересечение энергий

электронных переходов и плазмонов, и как следствие, усиление ЭПВ.

Из рис. 3 также следует, что, во-первых, в кристалле $\text{Bi}_{1.4}\text{Sb}_{0.6}\text{Te}_3$ сближение энергий электронных переходов и плазмонов должно происходить при температуре примерно 100 К, и это подтверждается изменением спектральных зависимостей функции энергетических потерь, изображенных на рис. 2. Во-вторых, диаграмма позволяет установить соответствие между сближением энергий перехода и плазмона с изменением вида температурных зависимостей магнитной восприимчивости, представленных на рис. 1 работы [16]. Действительно, как следует из рис. 3, при увеличении содержания Sb_2Te_3 в составе твердого раствора температура пересечения энергий электронного перехода и плазмона уменьшается, что соответствует закономерностям изменения температурных зависимостей магнитной восприимчивости, описанным выше. В-третьих, резкое увеличение скорости роста электропроводности, наблюдаемое на рис. 3 работы [11] в кристалле $\text{Bi}_{1.4}\text{Sb}_{0.6}\text{Te}_3$, также происходит при температуре, которой на рис. 3 соответствует пересечение энергий плазмонов и электронных переходов.

Таким образом, из результатов экспериментальных исследований кристаллов $(\text{Bi}_{2-x}\text{Sb}_x)\text{Te}_3$ следует, что наблюдаемое в ходе оптического эксперимента сближение энергий электронного перехода и плазмона, приводящее к увеличению интенсивности ЭПВ в кристалле $\text{Bi}_{1.4}\text{Sb}_{0.6}\text{Te}_3$ при температурах 78–101 К, отражается на его магнитных и электрических свойствах, а следовательно ЭПВ изменяет состояние электронной системы даже в отсутствие внешнего возбуждения плазмонов и электронных переходов внешним электромагнитным полем.

5. Механизмы влияния электрон-плазмонного взаимодействия

На состояние электронной системы в поверхностном слое кристалла, в случае его зондирования излучением, влияет тепловое движение и электромагнитное поле. В теоретической работе [22] рассматривался плазменный резонанс в полупроводнике, находящемся в переменном электрическом поле. Показано, что если энергия плазмона окажется сопоставима с энергией электронного перехода и будет достаточна для ударной ионизации, то возможно появление двух устойчивых состояний электронной системы. Это обусловлено тем, что увеличение концентрации СНЗ при ударной ионизации, в соответствии с выражением (1), вызовет увеличение плазменной частоты, и, как следствие, прекращение процесса ударной ионизации плазмонами. Вслед за этим, благодаря рекомбинации, уменьшится концентрация СНЗ и энергия плазмона, что вернет систему в исходное состояние. Таким образом, в случае внешнего воздействия со стороны электромагнитного излу-

чения, в материалах с близкими значениями энергий электронных переходов и плазмонов может возникнуть состояние, в котором будут проявляться две энергии, что в целом соответствует картине, наблюдающейся на рис. 2. Однако, так как в кристалле $\text{Bi}_{1.4}\text{Sb}_{0.6}\text{Te}_3$ особенности в температурных зависимостях магнитной восприимчивости и электропроводности наблюдаются в отсутствие внешнего электромагнитного излучения, то требуется рассмотрение причин их вызывающих.

Из всей совокупности данных, приведенных выше, следует, что эти причины связаны со сближением энергий электронного перехода и плазмона. При этом, важно отметить, что в кристалле $\text{Bi}_{1.4}\text{Sb}_{0.6}\text{Te}_3$ энергии рассматриваемого электронного перехода и плазмона по порядку величины сопоставимы с энергией тепловых колебаний. Известно, что интенсивность электронных переходов экспоненциально увеличивается с ростом температуры, в соответствии с выражением, статистически учитывающем вероятность процессов генерации и рекомбинации $\exp(-\frac{E_t}{2k_B T})$, в котором фигурирует соотношение энергий перехода E_t и тепловых колебаний $k_B T$ (здесь k_B — коэффициент Больцмана). Вполне ожидаемо, что такого же порядка и вероятность теплового возбуждения плазмонов, энергия которых сопоставима с энергией электронных переходов. Тогда в кристалле будет происходить тепловое возбуждение электронных переходов и плазмонов, а также их взаимодействие, характер которого определяется соотношением их энергий. В том случае, когда энергия электронного перехода больше энергии плазмона, будет высока вероятность релаксационных процессов с испусканием плазмона [23], а в случае превышения энергии плазмона над энергией электронного перехода плазмоны могут вместе с фононами участвовать в генерации свободных носителей заряда [22]. Таким образом, и в отсутствие внешнего электромагнитного излучения в электронной системе материалов, в которых энергии элементарных возбуждений электронной системы сопоставимы с тепловыми, возможно формирование динамического равновесия с участием как электрон-фононного, так и электрон-плазмонного взаимодействий. Рассмотрим, каким может быть результат действия электрон-плазмонного взаимодействия на состояние электронной системы в этом случае. Из рис. 1, *d* работы [16] видно, что в кристалле $\text{Bi}_{1.4}\text{Sb}_{0.6}\text{Te}_3$ наблюдается резкое уменьшение диамагнитной восприимчивости в диапазоне температур 70–127 К. Отметим, что это происходит в интервале температур, в котором в соответствии с рис. 1 работы [11], увеличивается с ростом температуры коэффициент Холла, и, соответственно, уменьшается концентрация легких диамагнитных дырок [24]. Однако, увеличение коэффициента Холла с ростом температуры наблюдается у всех кристаллов $(\text{Bi}_{2-x}\text{Sb}_x)\text{Te}_3$ *p*-типа [6,25], а существенное уменьшение диамагнитной восприимчивости, как видно из рис. 1 работы [16], только в кристалле $\text{Bi}_{1.4}\text{Sb}_{0.6}\text{Te}_3$, в котором усиливается электрон-плазмонное взаимодействие. Следовательно, резкое из-

менение магнитной восприимчивости, наблюдающееся на рис. 1, *d* работы [16], можно попытаться объяснить генерацией электронных переходов не только фононами, но и плазмонами, в результате чего концентрация легких диамагнитных дырок уменьшается с большей скоростью. Однако, во-первых, как следует из рис. 1 работы [11], коэффициент Холла в диапазоне температур 70–127 К изменяется линейно, что указывает на равномерное, не соответствующее экспоненциальному закону, уменьшение концентрации легких диамагнитных дырок примерно на 18%, в то время как диамагнитная восприимчивость кристалла $\text{Bi}_{1.4}\text{Sb}_{0.6}\text{Te}_3$, в этом же интервале температур уменьшается на 44%. Во-вторых, резкое уменьшение концентрации легких носителей заряда, дающих основной вклад в явления переноса, находится в противоречии с наблюдаемым скачком скорости роста электропроводности в диапазоне 120–127 К, который видно на рис. 3 работы [11].

Таким образом, необходим поиск физического механизма, способного с единых позиций объяснить расщепление пика функции энергетических потерь, резкое уменьшение магнитной восприимчивости и скачок скорости роста электропроводности в кристалле $\text{Bi}_{1.4}\text{Sb}_{0.6}\text{Te}_3$. В связи с этим, отметим, что как следует из термодинамических соотношений, максимальная скорость изменения магнитной восприимчивости соответствует максимуму теплоемкости, наличие которого свидетельствует о фазовом переходе в электронной системе [26]. Следовательно, можно предположить, что в электронной системе кристалла $\text{Bi}_{1.4}\text{Sb}_{0.6}\text{Te}_3$, в диапазоне температур резкого уменьшения диамагнитной восприимчивости, происходит фазовый переход, наиболее вероятно обусловленный ЭПВ. Известно, что скачок теплоемкости наблюдается и вблизи критической температуры, при которой интенсифицируется процесс образования куперовских пар (КП), связывающийся в теории Бардина–Купера–Шриффера (БКШ) с влиянием электрон-фононного взаимодействия [27]. Появление КП приводит к экранировке проникновения магнитного поля в образец, что отражается и на температурной зависимости магнитной восприимчивости. Например, в работе [28] приведены температурные зависимости магнитной восприимчивости ВТСП $\text{BaFe}_{1.86}\text{Ni}_{0.14}\text{As}_2$, из которых видно, что диамагнитная восприимчивость быстро уменьшается по абсолютной величине в температурном интервале изменения электропроводности, связанного с переходом в сверхпроводящее состояние. На рис. 1, *d* работы [16] наблюдается похожая температурная зависимость магнитной восприимчивости кристалла $\text{Bi}_{1.4}\text{Sb}_{0.6}\text{Te}_3$. Следовательно, можно предположить, что и в этом случае уменьшение магнитной восприимчивости обусловлено изменением состояния электронной системы, инициируемым электрон-плазмонным взаимодействием.

Возможность образования КП при помощи обмена виртуальными плазмонами была предсказана Д. Пайнсом еще в 1956 г. [29]. В.Л. Гинзбург в 1968 г. отмечал,

что процесс формирования КП предполагает наличие среды с отрицательной диэлектрической проницаемостью, и указывал на то, что в электронной системе возможен целый ряд возбуждений (экситонов), которые могут обеспечить процесс образования КП [30]. Одним из таких возбуждений может быть плазмон, в частотной зависимости действительной части диэлектрической проницаемости которого имеется диапазон с отрицательными значениями. Следовательно, электроны, поле которых вследствие их движения зависит от времени, и в разложении потенциала в ряд Фурье которых присутствуют частоты, попадающие в диапазон отрицательных значений диэлектрической проницаемости, будут испытывать притяжение [30]. Более детально плазмонный механизм высокотемпературной сверхпроводимости в переходных металлах, многодолинных полупроводниках, полуметаллах и слоистых полупроводниковых структурах анализировался в работах Э.А. Пашицкого [31,32]. В более поздних работах этого автора [33,34], опубликованных уже после открытия ВТСП, на основе представлений о существенной роли ЭПВ, анализируются кинетические, термодинамические, оптические, и другие свойства купратных ВТСП. В работе А.М. Дюгаева [35], посвященной теоретическому изучению влияния электрон-плазмонного взаимодействия, была показана возможность образования связанных состояний частица–плазмон (плазморонов). Было установлено, что вклад электрон-плазмонного взаимодействия в массовый оператор, входящий в выражение для описания спектра электронов в приближении самосогласованного поля, имеет сильную пороговую особенность, обусловленную появлением полюсов, интерпретированную как возникновение связанного состояния электронов и плазмонов, аналогичного связанному состоянию электронов и фононов в теории БКШ.

Таким образом, задолго до открытия в 1986 году ВТСП на основе купратных соединений, а в 2008 году и пниктидов, теоретически рассматривался плазмонный механизм возникновения сверхпроводимости. Однако, не смотря на высокую интенсивность экспериментальных и теоретических исследований ВТСП, вопрос о механизме образования КП в этих материалах и в настоящее время не имеет общепризнанного ответа. Тем не менее, полученные многочисленные экспериментальные данные позволяют утверждать, что фазовые диаграммы купратов и пниктидов, существенно различающихся электронной структурой, имеют много общего. Это дает возможность предположить, что при возникновении ВТСП реализуется некоторый общий механизм, действие которого не связано с особенностями зонной структуры [36]. Этот механизм должен объяснять зависимость критической температуры от концентрации CH_3 , общность вида фазовых диаграмм различных видов ВТСП, принципиальную схожесть этих диаграмм в случае дырочного или электронного типа допирования, а также природу псевдощелевого состояния, которое считается ключом к пониманию механизмов возникновения ВТСП [37,38].

Исходя из полученных экспериментальных данных, а также содержания теоретических работ [30–34], можно предположить, что таким механизмом, является ЭПВ.

Для того чтобы аргументировать предположение о влиянии ЭПВ на физические свойства ВТСП необходимо экспериментальное исследование характеристик плазмы свободных носителей заряда в этих материалах. Данные, позволяющие оценить влияние плазмонов на возникновение сверхпроводимости, могут быть получены при исследовании оптических свойств ВТСП. С учетом того, что к настоящему времени использованы практически все возможные методы изучения ВТСП, то для ознакомления с результатами исследования их оптических свойств можно взять, например, обзор [39]. В качестве типичного примера в этом обзоре приводятся спектральные зависимости действительной части оптической проводимости недодопированного ВТСП $\text{La}_{1.87}\text{Sr}_{0.13}\text{CuO}_4$, представленные на рис. 7, а работы [39]. Аналогичные зависимости приведены в работах [40–43].

В ходе выполнения данной работы из спектральных зависимостей действительной части оптической проводимости σ_1 , представленных на рис. 7, а работы [39], были рассчитаны спектры мнимой части функции диэлектрической проницаемости $\varepsilon_2(\nu)$, в соответствии с выражением (2)

$$\varepsilon_2 = \frac{4\pi\sigma_1}{\omega\varepsilon_0\varepsilon_\infty}. \quad (2)$$

Затем через соотношения Крамерса–Кронига [44] были рассчитаны и спектры действительной части функции диэлектрической проницаемости $\varepsilon_1(\nu)$, в соответствии с выражением:

$$\varepsilon_1(\omega) = 1 + \frac{2}{\pi} P \int_0^\infty \frac{\omega' \varepsilon_2(\omega') d\omega'}{[\omega']^2 - \omega^2}, \quad (3)$$

$$P \int_0^\infty \equiv \lim_{a \rightarrow 0} \left(\int_0^{\omega-a} + \int_{\omega+a}^\infty \right).$$

На рис. 4 представлены результаты расчета спектров $\varepsilon_1(\nu)$ и $\varepsilon_2(\nu)$ ВТСП $\text{La}_{1.87}\text{Sr}_{0.13}\text{CuO}_4$, совместно с результатами их моделирования в рамках классической электронной теории дисперсии. Видно, что на определенной частоте, величина которой зависит от температуры, спектральная зависимость $\varepsilon_1(\nu)$ проходит через нулевое значение. Известно, что именно такое поведение $\varepsilon_1(\nu)$ характерно для отклика плазмы свободных носителей заряда [15]. В ходе моделирования была определена плазменная частота и установлено, что она уменьшается от значения 369 cm^{-1} при 400 K до 330 cm^{-1} при 250 K , и затем до 212 cm^{-1} при 33 K . Оценочный расчет, выполненный в соответствии с выражением (1), позволяет получить значение частоты плазменного резонанса равное 369 cm^{-1} , если считать, что концентрация СНЗ заряда равна $2.5 \cdot 10^{20} \text{ cm}^{-3}$, эффективная масса равна трем массам свободного электрона [42], а $\varepsilon_\infty = 50$.

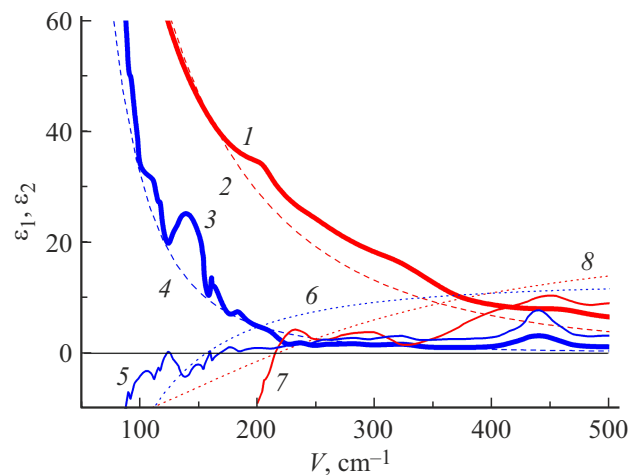


Рис. 4. Спектральные зависимости $\varepsilon_1(\nu)$ и $\varepsilon_2(\nu)$ ВТСП $\text{La}_{1.87}\text{Sr}_{0.13}\text{CuO}_4$, рассчитанные в соответствии с выражениями (2) и (3) из спектров действительной части оптической проводимости, приведенных на рис. 7, а работы [39]. Пунктирные линии — модельный расчет в рамках классической электронной теории дисперсии. Кривые 1, 2, 7, 8 — температура 400 K : 1 — $\varepsilon_2(\nu)$ из оптической проводимости, 2 — $\varepsilon_2(\nu)$ модель, 7 — $\varepsilon_1(\nu)$ из оптической проводимости, 8 — $\varepsilon_1(\nu)$ модель. Кривые 3, 4, 5, 6 — температура 33 K : 3 — $\varepsilon_2(\nu)$ из оптической проводимости, 4 — $\varepsilon_2(\nu)$ модель, 5 — $\varepsilon_1(\nu)$ из оптической проводимости, 6 — $\varepsilon_1(\nu)$ модель.

Далее, в соответствии с выражением (4), из спектральных зависимостей $\varepsilon_1(\nu)$ и $\varepsilon_2(\nu)$ были рассчитаны спектры функции энергетических потерь $-\text{Im} \varepsilon^{-1}(\nu)$, представленные на рис. 5:

$$-\text{Im} \varepsilon^{-1} = \varepsilon_2(\varepsilon_1^2 + \varepsilon_2^2)^{-1}. \quad (4)$$

Как видно из рис. 5, на спектральной зависимости $-\text{Im} \varepsilon^{-1}(\nu)$, рассчитанной для температуры 400 K , видны два максимума, один из которых, наблюдающийся на частоте 482 cm^{-1} , связан с возбуждением продольных оптических фононов. Как видно из рис. 7, а работы [39] и рис. 4, их резонансная частота не зависит от температуры. Другой максимум функции энергетических потерь, соответствующий резонансному возбуждению плазменных колебаний свободных носителей заряда, наблюдающийся на частоте 369 cm^{-1} , при уменьшении температуры смещается в низкочастотную область спектра. Как видно из рис. 5, при температурах 33 и 10 K частоты максимума $-\text{Im} \varepsilon^{-1}(\nu)$ практически совпадают (они равны 212 и 213 cm^{-1} соответственно). Однако, есть и различие, заключающееся в том, что при температуре 10 K пик функции энергетических потерь расщепляется, так как на частоте 170 cm^{-1} (21 meV) фиксируется дополнительный максимум, что аналогично расщеплению, наблюдающемуся на рис. 2 для кристалла $\text{Bi}_{1.4}\text{Sb}_{0.6}\text{Te}_3$. Таким образом, можно предположить, что в ВТСП $\text{La}_{1.87}\text{Sr}_{0.13}\text{CuO}_4$, также как и в кристалле

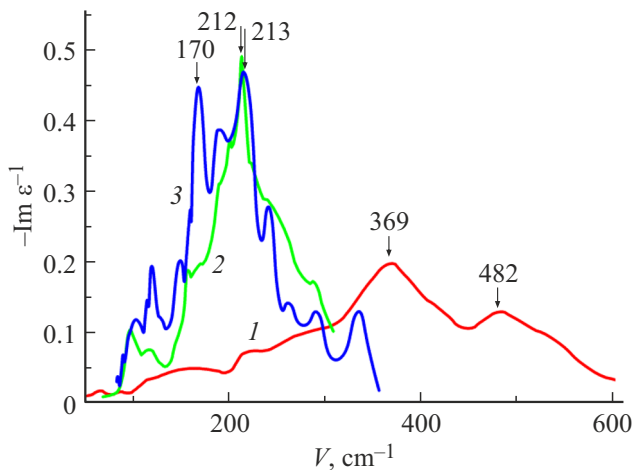


Рис. 5. Спектральные зависимости $-\text{Im} \varepsilon^{-1}(\nu)$ ВТСП $\text{La}_{1.87}\text{Sr}_{0.13}\text{CuO}_4$, рассчитанные в соответствии с выражениями (2)–(4) из спектров действительной части оптической проводимости, приведенных на рис. 7, а работы [39], для различных температур (К): 1 — 400, 2 — 33, 3 — 10.

$\text{Bi}_{1.4}\text{Sb}_{0.6}\text{Te}_3$, температурное изменение энергии плазмона привело к ее сближению с энергией электронного перехода. Причем, в случае с $\text{La}_{1.87}\text{Sr}_{0.13}\text{CuO}_4$ уменьшение температуры сопровождалось уменьшением энергии плазмона, которая, в отличие от кристаллов $(\text{Bi}_{2-x}\text{Sb}_x)\text{Te}_3$, приближается к энергии электронного перехода со стороны больших значений. Тем не менее, как видно из сопоставления рис. 2 и рис. 5, в результате такого сближения возникает расщепление пика функции энергетических потерь, указывающее на наличие влияния ЭПВ в ВТСП $\text{La}_{1.87}\text{Sr}_{0.13}\text{CuO}_4$.

Подтверждением существенной роли электрон-плазмонного взаимодействия в ВТСП $\text{La}_{1.87}\text{Sr}_{0.13}\text{CuO}_4$ может послужить и следующий факт. Как видно из рис. 5, величина расщепления пика функции энергетических потерь составляет 41 cm^{-1} или примерно 5 meV , что соответствует температуре 58 K . Учитывая то, что для этого ВТСП критическая температура 32 K [40], получим отношение $58/32 \approx 1.81$. В теории БКШ показано, что отношение максимальной величины энергетической щели к критической температуре, выраженных в единицах энергии или температуры, равно 1.76, а экспериментальные данные варьируются в пределах от 1.68 для Al, до 2.13 для Pb [45]. Таким образом, можно предположить, что величина расщепления пика функции энергетических потерь соответствует максимальному значению энергетической щели, отделяющей состояния КП от состояний нормальных носителей заряда.

Известно, что в теории БКШ величина щели определяется произведением удвоенной энергии наиболее высокочастотного фонона на фактор, учитывающий плотность состояний на уровне Ферми и интенсивность электрон-фононного взаимодействия. В сверхпроводниках с электрон-фононным взаимодействием его значе-

ние составляет примерно 0.13, что и предопределяет низкие значения критических температур этих материалов [45–47]. Соответственно, в случае доминирования ЭПВ величина энергетической щели будет определяться произведением удвоенной энергии плазмона, которая для ВТСП $\text{La}_{1.87}\text{Sr}_{0.13}\text{CuO}_4$ при температуре 10 K равна 52 meV на фактор, учитывающий плотность состояний и интенсивность электрон-плазмонного взаимодействия. Следовательно, при энергии щели равной 5 meV этот фактор равен ≈ 0.1 , что является приемлемым значением.

В заключении этого раздела, отметим, что аналогичное поведение спектральных зависимостей оптической проводимости, обуславливающее расщепление пика функции энергетических потерь при температурах близких к критическим, наблюдается и для других ВТСП соединений, таких, например, как: $\text{Bi}2212$; $\text{Y}123$; $\text{Tl}2201$ [41].

6. О фазовых диаграммах ВТСП и природе псевдощелевого состояния

С учетом вышеизложенного, влияние ЭПВ должно объяснять зависимость критической температуры от концентрации СНЗ, вид фазовых диаграмм, а также и их общность для различных классов ВТСП. В связи с этим, проанализируем температурные зависимости удельной электропроводности купратов, приведенные, например, в работе [47]. Известно, что передопированный купрат ведет себя как полупроводник, в котором наблюдается рост электропроводности при увеличении температуры, что демонстрируется, например, на рис. 2.16 работы [47]. Уменьшением степени допирования концентрацию СНЗ увеличивают, вследствие чего электропроводность недоопированного купрата при комнатной температуре оказывается больше, чем у передопированного. Снижение температуры приводит к уменьшению электропроводности до определенного значения, после чего начинается рост электропроводности, и последующий переход материала в сверхпроводящее состояние. Важно отметить, что эта корректировка приводит к значениям электропроводности в минимуме, которые наблюдались в перелегированном материале в области несколько более высоких температур. Однако, при меньшей степени допирования, с этих значений электропроводности начинается переход материала в сверхпроводящее состояние. Таким образом, уменьшение степени допирования купрата и последующее изменение температуры создает условия, обеспечивающие образование куперовских пар. Рассмотрим, с чем могут быть связаны эти условия, в контексте возможного влияния ЭПВ. Исходим из того, что изменение уровня допирования влияет на концентрацию СНЗ. Причем, внесение допанта приводит не к увеличению, а уменьшению концентрации СНЗ, как, например, при внесении акцепторной примеси в полупроводник с электронным типом проводимости. В соответ-

ствии с выражением (1), изменение концентрации СНЗ отразится на величине частоты плазменного резонанса и, соответственно, на энергии плазмона. Тогда можно предположить, что вследствие допирования и температурного изменения концентрации СНЗ, формируются условия, при которых энергия плазмона приближается к энергии электронных переходов со стороны больших значений, что подтверждается данными, приведенными на рис. 4 и 5. Как следствие, определенная группа свободных носителей заряда может попасть в область энергий, в которой плазма формирует отрицательную величину диэлектрической проницаемости, что обеспечивает притяжение одноименно заряженных частиц и образования КП. Таким образом, учет влияния ЭПВ позволяет объяснить механизм возникновения сверхпроводимости в допированном материале при изменении температуры.

Далее рассмотрим, каким образом учет влияния ЭПВ может объяснить то, почему с изменением уровня допирования происходит изменение критической температуры, а также исчезновение сверхпроводящей фазы в недодопированном состоянии. Известно, что в передопированных ВТСП уменьшение степени допирования до оптимального, приводит к увеличению критической температуры [36,37]. Вероятно, это связано с увеличением энергии плазмона, которое, в соответствии с выражением (1), может быть обусловлено ростом концентрации СНЗ, а также уменьшением m^* и ϵ_∞ , вследствие чего высокочастотный край диапазона отрицательных значений диэлектрической проницаемости смещается в область все более высоких энергий. Как следствие, при оптимальном уровне допирования требуется сравнительно небольшое уменьшение температуры для сближения энергий плазмона и электронного перехода. Дальнейшее уменьшение степени допирования до величин меньших оптимального, приводит к тому, что энергия плазмона уже значительно превышает энергию электронного перехода, и требуется более существенное уменьшение температуры для сближения их энергий, отражающееся на уменьшении критической температуры в области недодопированного состояния. При еще более низком уровне допирования сверхпроводящая фаза исчезает. Это может быть обусловлено настолько существенным ростом энергии плазмона, что температурное уменьшение уже не способно сместить ее в область энергий электронного перехода.

Таким образом, учет влияния электрон-плазмонного взаимодействия позволяет объяснить вид фазовых диаграмм, которые подобны во всех известных к настоящему времени высокотемпературных сверхпроводниках [37]. Общность возникает вследствие того, что в любых ВТСП, как с электронным, так и с дырочным типом проводимости, существуют электронные переходы и плазма свободных носителей заряда, концентрация частиц в которой зависит от уровня допирования.

Рассмотрим, какова может быть природа псевдощелевого состояния в контексте рассматриваемого механиз-

ма действия ЭПВ. Известно, что псевдощелевое состояние просматривается в недодопированном состоянии, в котором энергия плазмона, вероятно уже настолько высока, что область отрицательных значений диэлектрической проницаемости практически не затрагивает энергетические уровни электронов способных создавать КП, ни при каких температурах. Однако, действие этой области все же проявляется в виде набора особенностей в поведении электронной системы, фиксирующихся в так называемом псевдощелевом состоянии, разностороннему описанию которых посвящена обширная литература. Вероятно, что эти особенности являются следствием влияния продольных плазменных коллективных колебаний плотности электрического заряда, на одночастичные возбуждения, подавляющего их. Увеличение энергии плазмона в недопированном ВТСП до приблизительно 60 мэВ соответствует температуре 700 К, которая и известна как максимальная температура проявления псевдощелевого состояния, наблюдающегося экспериментально различными методами.

7. Специфика кристалла $\text{Bi}_{1.4}\text{Sb}_{0.6}\text{Te}_3$

Расщеплении пика функции энергетических потерь при сближение энергии плазмона с энергией электронного перехода в кристалле $\text{Bi}_{1.4}\text{Sb}_{0.6}\text{Te}_3$, подобное наблюдаемому в ВТСП $\text{La}_{1.87}\text{Sr}_{0.13}\text{CuO}_4$ при переходе в сверхпроводящее состояние, подтверждает предположение о том, что особенности, наблюдающиеся в температурных зависимостях его магнитной восприимчивости и электропроводности, являются следствием влияния ЭПВ, инициирующего образование КП. Известно, что переход в сверхпроводящее состояние происходит в некотором интервале температур, в пределах которого электропроводность осуществляется переносом заряда как нормальными электронами, так и КП. Например, в работе [48] исследованы температурные зависимости электропроводности ВТСП Y-Ba-Cu-O , и показано, что его диамагнитная восприимчивость уменьшается с ростом температуры, стремясь к нулю при 90 К, свидетельствуя о появлении КП и начале перехода в сверхпроводящее состояние. При этом, переход осуществляется в достаточно широком интервале, так как критическая температура фиксируется при 50–70 К. Как видно из рис. 1, *d* работы [16], в температурной зависимости магнитной восприимчивости кристалла $\text{Bi}_{1.4}\text{Sb}_{0.6}\text{Te}_3$ также наблюдается резкое уменьшение абсолютных значений магнитной восприимчивости в диапазоне 70–127 К, что можно рассматривать как следствие влияния КП, концентрация которых еще не велика и существенно зависит от температуры. Это, в частности, позволяет объяснить резкий рост электропроводности в ограниченном интервале температур 120–127 К, наблюдающийся на рис. 3 работы [11]. Однако, по некоторым причинам, в кристалле $\text{Bi}_{1.4}\text{Sb}_{0.6}\text{Te}_3$ не возникает полноценной сверхпроводимости. Это может быть связано с тем,

что как было отмечено выше, сближение энергии плазмона с энергией электронного перехода в кристалле $\text{Bi}_{1.4}\text{Sb}_{0.6}\text{Te}_3$, в отличие от ВТСП $\text{La}_{1.87}\text{Sr}_{0.13}\text{CuO}_4$, происходит со стороны меньших значений.

На схожесть структур кристаллов $(\text{Bi}_{2-x}\text{Sb}_x)\text{Te}_3$ и ВТСП, обладающих слоистостью и значительной анизотропией, обратили внимание уже давно. В частности, в работе [49] кристаллы Bi_2Te_3 использовались как модельные системы, в которых изучались корреляции между изменениями электронных свойств и степенью разупорядочения при переходах металл–диэлектрик. Изменяя степень порядка кристаллической структуры путем электронного облучения, и таким образом варьируя концентрацию свободных носителей заряда, авторы работы [49] обнаружили, что облучение приводит к переходу кристаллов Bi_2Te_3 из металлического состояния p -типа в металлическое с электронной проводимостью, и сделали вывод о том, что его кинетические свойства похожи на свойства ВТСП-соединений, которые наблюдаются в узкой области концентраций допанта вблизи перехода металл–диэлектрик.

Также отметим, что в 2025 году опубликованы результаты исследований, в ходе которых кристалл $\text{Bi}_{1.5}\text{Sb}_{0.5}\text{Te}_3$ был переведен в сверхпроводящее состояние при нормальном давлении [50]. Регистрация изменения состояния электронной системы при переходе материала в сверхпроводящее состояние осуществлялась при помощи SQUID — магнетометра MPMS, подобного использованному и в данной работе.

8. Заключение

Наблюдение расщепления пика функции энергетических потерь в кристалле $\text{Bi}_{1.4}\text{Sb}_{0.6}\text{Te}_3$, в совокупности с результатами его магнитных, электрических и гальваномагнитных исследований, позволяет утверждать, что обнаружено связанное состояние электронов и плазмонов, являющееся следствием электрон-плазмонного взаимодействия, представляющее собой плазморон, теоретическое предсказание возможности существования которого было сделано А.М. Дюгаевым в работе [35]. Установлено, что образование плазморонов наблюдается при переходе материалов в сверхпроводящее состояние. Это указывает на то, что электрон-плазмонное взаимодействие является микроскопическим механизмом возникновения ВТСП. Величина расщепления пика функции энергетических потерь соответствует величине энергетической щели, отделяющей состояния куперовских пар от состояний нормальных электронов.

Из сопоставления оптических данных, полученных для кристалла $\text{Bi}_{1.4}\text{Sb}_{0.6}\text{Te}_3$ и ВТСП, следует, что для перехода в сверхпроводящее состояние энергия плазмона должна быть больше энергии электронного перехода. Это указывает на возможный путь к целенаправленному поиску новых ВТСП материалов и повышению критической температуры.

Учет влияния ЭПВ позволяет естественным образом объяснить зависимость критической температуры от

концентрации свободных носителей заряда, а, следовательно, и от уровня допирования. При этом, просматривается возможность на основе единого подхода объяснить: вид фазовых диаграмм и их подобие для различных типов ВТСП; возможность возникновения сверхпроводимости в материалах как с n -, так и с p -типом проводимости; природу псевдошелевого состояния.

Из результатов работы также следует, что требуется переосмысление экспериментальных данных, полученных для ряда узкозонных полупроводников и легированных полупроводников, связанных с особенностями, наблюдающимися в зависимостях ряда их физических параметров от концентрации свободных носителей заряда. Так как концентрация плазмонов в кристаллах с интенсивным ЭПВ может существенно зависеть от температуры, то требует исследования возможное влияние ЭПВ на термоэлектрические свойства кристаллов $(\text{Bi}_{2-x}\text{Sb}_x)\text{Te}_3$, и других подобных материалов.

Конфликт интересов

Автор заявляет об отсутствии конфликта интересов.

Список литературы

- [1] P. Tussing, W. Rosental, A. Hang. Phys. Status Solidi B **52**, 2, 451 (1972).
- [2] M. Grynberg, R. Le Toulles, M. Balkanski. Phys. Rev. B **9**, 2, 517 (1974).
- [3] Ф. Платцман, П. Вольф. Волны и взаимодействия в плазме твердого тела. Мир, М. (1975). 436 с.
- [4] М. Стил, Б. Вюраль. Взаимодействие волн в плазме твердого тела. Атомиздат, М. (1973). 247 с.
- [5] Н.П. Степанов, В.М. Грабов. ФТТ **45**, 9, 1537 (2003).
- [6] Б.М. Гольцман, В.А. Кудинов, И.А. Смирнов. Полупроводниковые термоэлектрические материалы на основе Bi_2Te_3 . Наука, М. (1972). 320 с.
- [7] O.C. Yelgel, G.P. Srivastava. J. Appl. Phys. **113**, 7, 73709 (2013).
- [8] W. Liu, H. Chi, J.C. Walrath, A.S. Chang, V.A. Stoica, L. Endicott, X. Tang, R.S. Goldman, C. Uher. Appl. Phys. Lett. **108**, 4, 43902 (2016).
- [9] В.А. Кульбачинский. Физика наносистем. Физматлит, М. (2023). 699 с.
- [10] Н.П. Степанов, А.А. Калашников. Оптика и спектроскопия **129**, 5, 619 (2021).
- [11] Н.П. Степанов, М.С. Иванов, П.П. Константинов, О.Н. Урюпин. ФТТ **66**, 7, 1185 (2024).
- [12] Н.П. Степанов, А.А. Калашников. ФТП **44**, 9, 1165 (2010).
- [13] Н.П. Степанов, А.А. Калашников, А.К. Гильфанов, В.М. Грабов, Ю.В. Улашкевич, Л.Д. Иванова, Ю.В. Гранаткина. Оптика и спектроскопия **111**, 6, 967 (2011).
- [14] Л.В. Фальковский. УФН **94**, 1, 3 (1968).
- [15] Р. Уиллардсон, А. Бир. Оптические свойства полупроводников (полупроводниковые соединения типа $A^{III}B^V$). Мир, М. (1970). 488 с.
- [16] Н.П. Степанов, М.С. Иванов. ФТП **56**, 12, 1103 (2022).
- [17] Н.П. Степанов, А.А. Калашников, О.Н. Урюпин. ФТП **55**, 7, 586 (2021).
- [18] Л.Д. Иванова, Ю.В. Гранаткина. Неорганические материалы **36**, 7, 810 (2000).

- [19] Н.П. Степанов, С.А. Немов, М.К. Житгинская, Т.Е. Свечникова. ФТП **41**, 7, 808 (2007).
- [20] K.H. Unkelbach, Ch. Becker, H. Köhler, A.V. Middendorff. Phys. Status Solidi B **60**, 1, K41 (1973).
- [21] J. Horak, P. Lostak, J. Geurts. Phys. Status Solidi B **167**, 4, 459 (1991).
- [22] П.Н. Шикторов. ФТП **20**, 6, 1089 (1986).
- [23] A. Elci. Phys. Rev. B **16**, 12, 5443 (1977).
- [24] Н.П. Степанов, В.Ю. Наливкин, Г.А. Потапов. ФТП **46**, 1, 24 (2012).
- [25] Н.П. Степанов, М.С. Иванов. Известия РАН. Серия физическая **88**, 9, 1386 (2024).
- [26] А.И. Ансельм. Введение в теорию полупроводников. Наука, М. (1978). 615 с.
- [27] Дж. Бардин, Дж. Шриффер. Новое в изучении сверхпроводимости. Физматгиз, М. (1962). 185 с.
- [28] K.S. Pervakov, V.A. Vlasenko, E.P. Khlybov, A. Zaleski, V.M. Pudalov, Y.F. Eltsev. Supercond. Sci. Technol. **26**, 015008 (2013).
- [29] D. Pines. Can. J. Phys. **34**, 1379 (1956).
- [30] В.Л. Гинзбург. УФН **95**, 1, 91 (1968).
- [31] Э.А. Пашицкий. ЖЭТФ **55**, 6, 2387 (1968).
- [32] Э.А. Пашицкий, В.М. Черноусенко. ЖЭТФ **60**, 4, 1483 (1971).
- [33] Э.А. Пашицкий, Ю.М. Молозовский, А.В. Семенов. ЖЭТФ **100**, 2(8), 465 (1991).
- [34] Э.А. Пашицкий, В.И. Пентегов. Физика низких температур **34**, 3, 148 (2008).
- [35] А.М. Дюгаев. Письма в ЖЭТФ **55**, 5, 2171 (1992).
- [36] К.В. Мицен, О.М. Иваненко. УФН **187**, 4, 431 (2017).
- [37] А.С. Москвин, Ю.Д. Панов. ФТТ **62**, 9, 1390 (2020).
- [38] И.А. Троян, Д.В. Семенов, А.В. Садаков, И.С. Любутин, В.М. Пудалов. ЖЭТФ **166**, 1(7), 74 (2024).
- [39] М.В. Садовский. УФН **171**, 5, 539 (2001).
- [40] T. Timusk, B. Statt. Rep. Prog. Phys. **62**, 61 (1999).
- [41] A.V. Puchkov, D.N. Basov, T.J. Timusk. Phys.: Condens. Matter **8**, 10049 (1996).
- [42] T. Startseva, T. Timusk, A.V. Puchkov, D.N. Basov, H.A. Mook, M. Okuya, T. Kimura, K. Kishio. Phys. Rev. B **59**, 7184 (1999).
- [43] T.J. Timusk, C.D. Porter, D.V. Tanner. Phys. Rev. Lett. **66**, 663 (1991).
- [44] Ж.И. Панков. Оптические процессы в полупроводниках. Мир, М. (1973). 456 с.
- [45] В.З. Кресин. Сверхпроводимость и сверхтекучесть. Наука, М. (1978). 190 с.
- [46] Е.Г. Максимов. УФН **178**, 2, 175 (2008).
- [47] В.А. Кашурников, А.В. Красавин. Современные проблемы физики твердого тела: Ч. 2. Высокотемпературная сверхпроводимость. МИФИ, М. (2002). 179 с.
- [48] Ю.А. Астров, В.С. Вайнер. Письма в ЖЭТФ **47**, 4, 224 (1988).
- [49] А.Е. Карькин, В.В. Щенников, Б.Н. Гощицкий, С.Е. Данилов, В.Л. Арбузов. ЖЭТФ **113**, 5, 1787 (1998).
- [50] L. Deng, B. Wang, C. Halbert, et al. Proc. Natl. Acad. Sci. USA **122**, 6, e2423102122 (2025). DOI: 10.1073/pnas.2423102122

Редактор А.Н. Смирнов