

Аномалии статической и динамической проводимости моноселенида индия

© Г.В. Лашкарев[¶], А.И. Дмитриев, А.А. Байда, З.Д. Ковалюк, М.В. Кондрин*, А.А. Пронин*

Институт проблем материаловедения им. Францевича Национальной академии наук Украины, 03142 Киев, Украина

* Институт общей физики Российской академии наук, 117942 Москва, Россия

(Получена 18 апреля 2002 г. Принята к печати 24 апреля 2002 г.)

Представлены результаты исследований статической и высокочастотной проводимости монокристалла InSe в интервале температур 4.2–300 К. Измерения проводились при скорости изменения температуры 0.2–0.8 К/мин и при токах через образец до 10 мкА. Такие условия позволяют формироваться новым состояниям при фазовых превращениях и изменению размерности газа носителей. Возникающие при этом волны зарядовой плотности не проскальзывают в кристалле под действием электрического поля. Установлено существенное различие свойств монокристалла InSe в статическом и динамическом режимах.

1. Введение

Моноселенид индия InSe является ярким представителем полупроводников $A^{III}B^V$. Он имеет слоистую структуру, где каждый слой, перпендикулярный оси c кристалла, содержит группу атомных плоскостей Se–In–In–Se, характеризующихся сильными ковалентными связями. Напротив, соседние слои связаны более слабыми силами Ван дер Ваальса, являющимися причиной характерных механических свойств этих кристаллов — легкой скальваемости их в плоскости слоев. Энергия образования дефектов кристаллической решетки InSe имеет величину, допускающую возможность создания значительной концентрации электронов, например путем самоинтеркалирования индием, в отличие от других полупроводников $A^{III}B^V$, где генерируются дефекты, компенсирующие вводимые электроактивные примеси.

Физические свойства InSe достаточно полно изучены в ряде работ [1–9]. В результате выполненных исследований были получены следующие надежные доказательства двумерной локализации электронного газа при низких температурах [1,3]:

1) существование участков на зависимости магнитосопротивления (МС) от магнитного поля, где МС пропорционально $\ln H$ в магнитном поле при $H \parallel c$, что соответствует представлениям теории [10];

2) возможность наблюдения квантовых осцилляций до определенных максимальных углов наклона вектора магнитного поля относительно оси c ;

3) независимость частоты осцилляций Шубникова–де-Гааза от величины компоненты магнитного поля, перпендикулярной плоскости слоев, цилиндрическая форма поверхности Ферми [11];

4) высокое значение коэффициента анизотропии проводимости, достигающего значений $K = 10^3 - 10^5$;

5) уменьшение величины K в температурной области перехода от двумерной ($2D$) к трехмерной ($3D$) проводимости (9–18 К);

6) влияние сверхпроводящих преципитатов свинца на переход от $2D$ к $3D$ проводимости при $T < T_c$ [12];

7) появление N -образных участков на вольт-амперных характеристиках (ВАХ), что свойственно двумерным структурам, обладающим свойствами сверхрешеток;

8) подавление N -образности ВАХ для случая InSe, интеркалированного свинцом при $T < T_c$;

9) изменение знака МС с отрицательного на положительный при освещении образца [3];

10) наблюдение перехода моттовского типа полупроводник–металл при приложении квазигидростатического давления за счет увеличения перекрытия волновых функций соседних электронов [13].

Таким образом, обратимый переход от $2D$ к $3D$ проводимости можно осуществить путем повышения температуры, интеркалированием сверхпроводником (способным образовывать преципитаты), освещением (с энергией кванта, превышающей глубину залегания $2D$ локализованного состояния под уровнем $3D$ протекания) и давлением, смещающим локализованное $2D$ состояние в континуум проводимости.

Двумерный характер электронного газа в InSe связан с двумя обстоятельствами:

1) анизотропией химической связи кристаллической решетки с масштабом ее периода;

2) наличием плоских протяженных дефектов, являющихся потенциальными барьерами для электронов с расстоянием между ними ~ 1 мкм [14] или ~ 500 периодов кристаллической решетки.

Последнее обстоятельство вызывает падение проводимости кристалла, когда длина пробега электрона в направлении оси c при уменьшении частоты приложенного электрического поля становится сравнимой с расстоянием между барьерами. Плоские дефекты могут также объяснить большие значения коэффициента анизотропии проводимости.

[¶] E-mail: lask@ips.kiev.ua

Однако, по нашему мнению, естественная анизотропия химической связи может самостоятельно и непротиворечиво объяснить все особенности свойств InSe.

В работе [4], а впоследствии в [5] нами была выдвинута гипотеза, объясняющая ряд аномальных свойств селенида индия, таких как:

- 1) необычная зависимость электропроводности от температуры;
- 2) особенности температурных зависимостей термоэдс;
- 3) появление узкой щели при понижении температуры и ее зависимость от величины тока через образец;
- 4) изменение знака коэффициента линейного расширения на отрицательный при понижении температуры;
- 5) изменение производной температурной зависимости частоты ядерного квадрупольного резонанса.

Эта гипотеза заключается в реализации в слоистом кристалле InSe при температуре ниже 80–100 К структурного фазового перехода Пайерлса с образованием волн зарядовой плотности.

Образование волн зарядовой плотности (ВЗП) при структурном фазовом переходе Пайерлса (СФПП) и их влияние на свойства слоистых дихалькогенидов переходных металлов с металлическим характером проводимости, а также в анизотропном полуметаллическом оксиде Mo_4O_{11} изучено в работах [15–18].

Наблюдение эффектов, связанных с образованием ВЗП при СФПП, в InSe затруднено в связи с низкой концентрацией свободных носителей тока в отличие от металлоподобных дихалькогенидов. Тем не менее перечисленные выше аномалии InSe, как исследованные нами, так и обнаруженные в других работах, свидетельствуют о возможности СФПП в этом кристалле.

Перестройка электронного и фононного спектров InSe при СФПП должна неизбежно приводить к перестройке пространственного распределения и энергетического спектра примесей и дефектов в кристалле. Поскольку указанная перестройка осуществляется во времени, необходимом для протекания диффузионных процессов, при медленном изменении температуры при условии СФПП следует ожидать проявления гистерезисных явлений при понижении и повышении температуры. Наличие ван-дер-ваальсовых щелей, в которые при определенных условиях смещаются примеси и дефекты, может быть причиной образования новых модификаций периодических структур на основе слоистого кристалла InSe. Это в свою очередь способно приводить к новым множественным фазовым переходам (ФП) с новыми критическими температурами.

Кроме того, возможные неоднородности кристалла на микроуровне могут быть причиной того, что отдельные его части испытывают ФП при различных температурах и таким образом приводят к множественным ФП.

Обнаруженное нами ранее явление подавления режима ВЗП при увеличении электрического тока через кристалл, сопровождаемое захлопыванием щели, возникающей при СФПП, также должно оказывать влияние на проявление ВЗП в различных условиях.

Строгое доказательство реализации СФПП может быть получено путем структурного анализа. Последний крайне затруднен в связи с малостью смещения позиций атомов от положения равновесия, необходимостью длительной экспозиции с поддержанием образца в условиях фиксированной низкой температуры.

Учитывая все перечисленные соображения, нами была поставлена задача исследования статической и высокочастотной проводимости моноселенида индия в интервале температур 4.2–300 К. Для выявления особенностей электропроводности, связанной с образованием ВЗП, измерения проводились при скорости изменения температуры 0.2–0.8 К/мин и при токах через образец до 10 мкА. Такие условия были выбраны с той целью, чтобы возникающая в результате ФП фаза окончательно сформировалась, а ВЗП не проскальзывала в кристалле под действием электрического поля.

2. Образцы и техника эксперимента

Для исследования были выбраны образцы γ -политипа, в элементарной ячейке которого содержится один слой InSe [1]. Структура кристалла контролировалась рентгенографически и по спектрам комбинационного рассеяния света. Измерения статической проводимости на постоянном токе были выполнены по стандартной четырехзондовой схеме. Для изготовления омических контактов были использованы различные технологии: нанесение токопроводящих паст различного состава и сплавление индия на свежесколотую поверхность. Результаты измерений σ_{\parallel} и σ_{\perp} не зависели от способа изготовления контакта. Динамическая проводимость $\sigma_{\parallel}(\nu)$ и $\sigma_{\perp}(\nu)$ в диапазоне $\nu = 1–500$ МГц измерялась с помощью анализатора импеданса HP4191A, для подсоединения образца в криостате использовался высокочастотный кабель. Компенсация электрической длины кабеля осуществлялась аппаратно с помощью встроенных средств анализатора и путем программной обработки данных, позволяющей более точно учесть паразитный вклад от кабеля. Для исследования проводимости $\sigma_{\parallel}(\nu)$ в диапазоне частот $\nu \approx 100$ ГГц была использована квазиоптическая методика [6]. Ток протекал через образец в плоскости скола.

3. Экспериментальные результаты

3.1. Статический режим

3.1.1. Низкие скорости изменения температуры. Исследование зависимости удельного сопротивления от тока через образец (рис. 1) показало, что его сопротивление падает в 6 раз при возрастании тока от 0.6 до 4 мкА, а далее — до 10 мкА — снижается всего в 1.3 раза. Имеет место тенденция к насыщению зависимости.

Выдержка при фиксированном токе через образец приводит к существенному понижению удельного сопротивления. Такая нестабильность величины ρ (16%)

наиболее ярко выражена при минимальном токе. При 10 мкА изменение ρ составляет $\sim 10\%$.

При охлаждении и нагревании образца в интервале 9–130 К со скоростью $\sim (0.2-0.8)$ К/мин и при токе

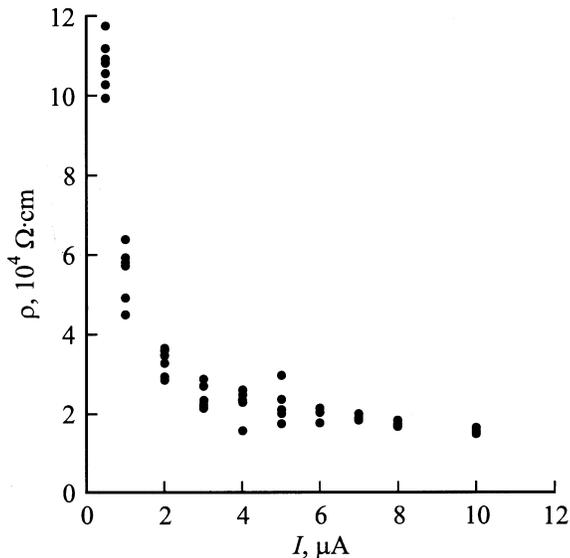


Рис. 1. Зависимость удельного сопротивления ρ от тока I через образец монокристалла InSe при $T = 4.2$ К. Точки показывают разброс величины ρ при фиксированном значении тока через образец.

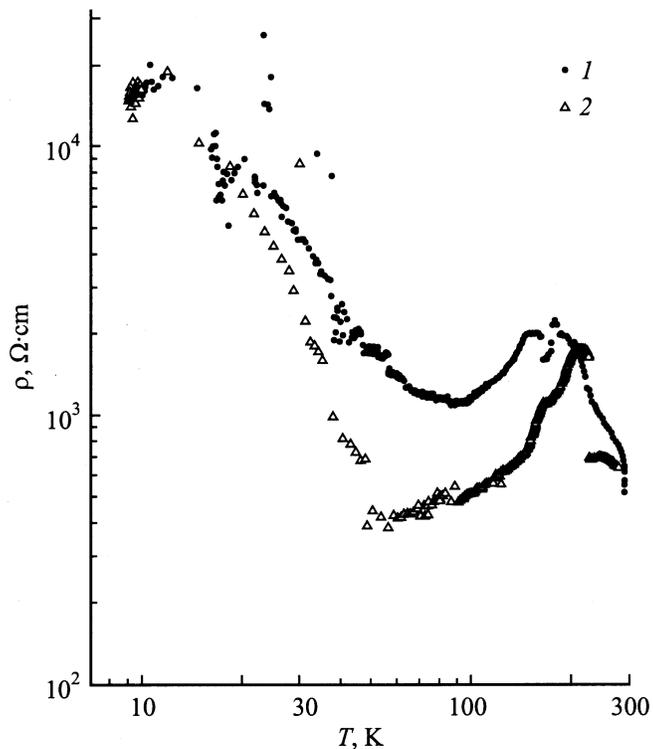


Рис. 2. Циклическое изменение удельного сопротивления ρ в зависимости от температуры при охлаждении (1) и нагревании (2) образца InSe для фиксированной величины тока $I = 10$ мкА.

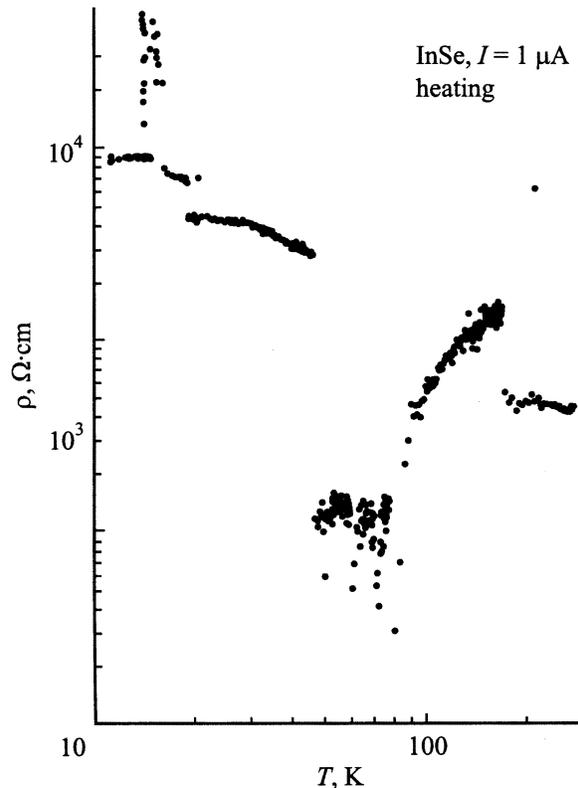


Рис. 3. Зависимость удельного сопротивления ρ от температуры при токе $I = 1$ мкА, при медленном нагреве после предварительного охлаждения образца.

через образец $I = 10$ мкА обнаружены скачки ρ (рис. 2) в области 150 К (охлаждение), различающиеся по температуре в зависимости от направления ее изменения (200 К при нагреве). Зависимость $\rho(T)$ описывает петлю гистерезиса с максимальным размахом $\sim 50\%$ или более чем на $600 \text{ Ом} \cdot \text{см}$.

Температурная зависимость электропроводности при более низком токе в $I = 1$ мкА значительно сложнее. На рис. 3 представлена зависимость $\rho(T)$ при низкой скорости нагрева после предварительного охлаждения образца. Видны скачкообразные изменения сопротивления при 15, 20, 45, 70 и 150 К (последняя особенность наблюдалась и при токе 10 мкА). Особенно большое изменение ρ достигает $3000 \text{ Ом} \cdot \text{см}$ при 45 К.

3.1.2. Высокие скорости изменения температуры.

Рассмотрим температурные зависимости действительной части проводимости σ' . Проводимость поперек слоев σ'_{\perp} в области $150 < T < 300$ К убывает при понижении температуры. В диапазоне $50 \leq T \leq 150$ К наблюдается тенденция к насыщению $\sigma'_{\perp}(T)$, а для $T < 50$ К спадание σ'_{\perp} при уменьшении T вновь увеличивается. Дальнейшее снижение температуры сопровождается выходом зависимости $\sigma'_{\perp}(T)$ на насыщение на уровне $(6-7) \cdot 10^{-7} (\text{Ом} \cdot \text{см})^{-1}$ при $T \lesssim 10-20$ К. Отметим, что качественно аналогичный характер имеет температурная

зависимость σ'_{\perp} при частоте $\nu = 100$ МГц, хотя крутизна изменения σ'_{\perp} оказывается существенно меньше по сравнению со случаем $\nu = 0$ (рис. 4, кривые 1, 1').

Более сложный характер имеет температурная зависимость проводимости вдоль слоев σ'_{\parallel} . Так же как и σ'_{\perp} , при $T > 150$ К σ'_{\parallel} ($\nu = 0$) возрастает с температурой, в области $T \approx 150$ К на кривой $\sigma'_{\parallel}(T)$ при $\nu = 0$ наблюдается минимум, уменьшение температуры в интервале $50 \lesssim T \lesssim 150$ К приводит к росту σ'_{\parallel} в 4 раза, а при $T \lesssim 50$ проводимость вновь начинает резко уменьшаться при понижении температуры и при $T = 4.2$ К оказывается приблизительно в 30 раз меньше по сравнению с величиной σ'_{\parallel} при $T \approx 50$ К. Интересно, что в области $50 \lesssim T \lesssim 150$ К на зависимости $\sigma'_{\parallel}(T)$ наблюдаются флуктуации на уровне $\Delta\sigma'_{\parallel}/\sigma'_{\parallel} \approx 10\text{--}20\%$.

3.2. Динамический режим

Результаты измерений температурных зависимостей действительной части проводимости σ' для различных частот и ориентаций электрического поля суммированы на рис. 4. Найдено, что проводимость как вдоль, так и поперек слоев, существенно зависит от частоты, причем в обоих случаях проводимость σ' с увеличением частоты увеличивается вплоть до $\nu \approx 100$ ГГц. Видно, что для σ'_{\parallel} и σ'_{\perp} в интервале $0 < \nu < 100$ МГц проводимость возрастает в 30–100 раз, а наиболее сильное изменение проводимости наблюдается при гелиевых температурах $\sigma'_{\perp}(100 \text{ МГц})/\sigma'_{\perp}(0) \approx 180$ и $\sigma'_{\parallel}(100 \text{ МГц})/\sigma'_{\parallel}(0) \approx 250$.

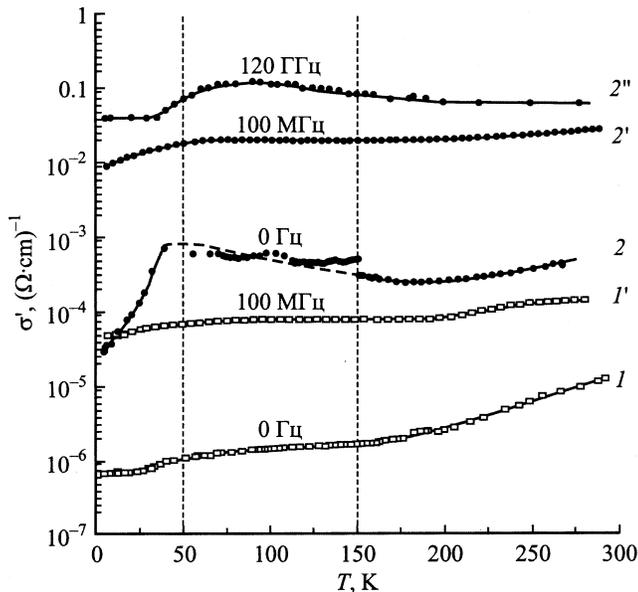


Рис. 4. Результаты измерений температурных зависимостей действительной части проводимости σ' InSe для кристаллографических направлений: 1, 1' — поперек слоев σ'_{\perp} ; 2–2'' — вдоль слоев σ'_{\parallel} . Проводимость измерялась на частотах ν , Гц: 1, 2 — 0; 1', 2' — 10^8 ; 2'' — $1.2 \cdot 10^{11}$.

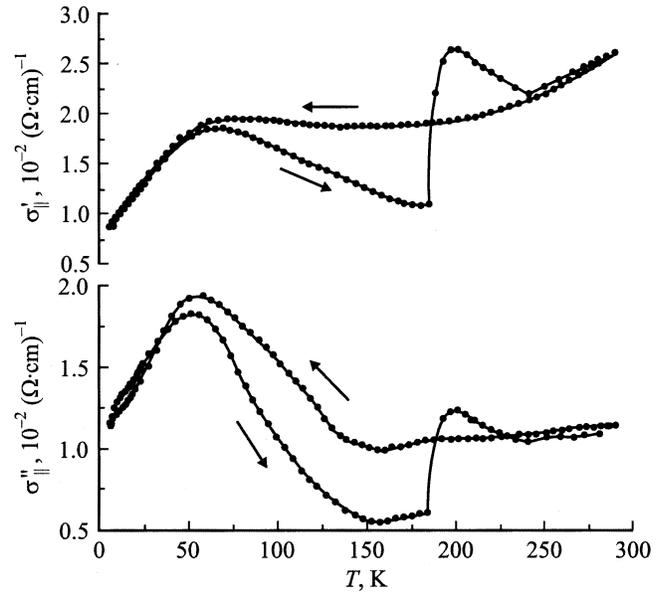


Рис. 5. Особенности поведения σ'_{\parallel} при циклическом изменении температуры и измерения на частоте 100 МГц.

Особенности зависимостей $\sigma'_{\perp}(T)$ при $\nu = 0$ выражены существенно слабее в случае $\nu = 100$ МГц и при $T \lesssim 50$ К скорость убывания $\sigma'_{\perp}(T)$ при $\nu = 100$ МГц оказывается существенно меньше, чем в случае $\nu = 0$ (рис. 4). Однако и для динамической проводимости температурная область $50 \lesssim T \lesssim 150$ К оказывается аномальной (рис. 5). В данном температурном интервале как для действительной части σ'_{\parallel} , так и мнимой σ''_{\parallel} проводимости наблюдается сильный температурный гистерезис, а воспроизводимость данных $\sigma'_{\parallel}(T)$ и $\sigma''_{\parallel}(T)$ достигается лишь при $T \lesssim 50$ К и $T \gtrsim 250$ К (рис. 5).

В области частот $\nu \approx 120$ ГГц проводимость вдоль слоев, измеренная квазиоптическим методом, демонстрирует максимум в области $50 \lesssim T \lesssim 150$ К и выход на насыщение при $T \lesssim 50$ К (рис. 4). Отметим, что для $T \gtrsim 150$ К в отличие от измерений на частотах $\nu \approx 100$ МГц и $\nu \approx 0$ величина $\sigma(T)$ при $\nu \approx 120$ ГГц увеличивается при понижении температуры (рис. 4).

4. Обсуждение результатов

Рассмотренные в предыдущем пункте частотные и температурные зависимости проводимости InSe являются весьма необычными. Прежде всего отметим наличие сильной частотной дисперсии проводимости, в том числе и при гелиевых температурах, где электронный газ в InSe двумерен и вырожден. Однако для вырожденного электронного газа при $\nu < 100$ ГГц σ'_{\parallel} должна, во-первых, слабо зависеть от частоты и, во-вторых, уменьшаться с частотой, а не увеличиваться, как это следует из данных рис. 4. Такое поведение $\sigma'(\nu)$ в вырожденных системах принято связывать или с сильны-

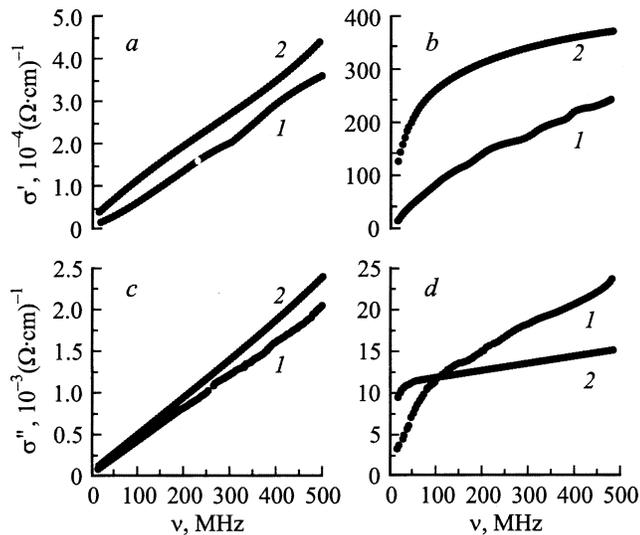


Рис. 6. Частотные зависимости действительной (*a, b*) и мнимой (*c, d*) частей проводимости при температурах 4.2 К (кривые 1) и 300 К (кривые 2). Проводимость измерялась: *a, c* — поперек слоев (σ'_{\perp} , σ''_{\perp}); *b, d* — вдоль слоев InSe (σ'_{\parallel} , σ''_{\parallel}).

ми ферми-жидкостными эффектами, или с образованием волн зарядовой плотности [19].

Для выяснения возможной природы дисперсии σ'_{\parallel} и σ'_{\perp} рассмотрим частотные зависимости действительной и мнимой частей проводимости при $T = 300$ и 4.2 К для $\nu < 500$ МГц (рис. 6). В случае проводимости поперек слоев (рис. 6, *a, c*) $\sigma'_{\perp}(\nu)$ и $\sigma''_{\perp}(\nu)$ практически линейно увеличиваются с частотой, в то время как частотные зависимости вдоль слоев InSe (рис. 6, *b, d*) $\sigma'_{\parallel}(\nu)$ и $\sigma''_{\parallel}(\nu)$ нелинейны и обнаруживают тенденцию к насыщению при 300 К.

Наиболее просто дисперсия может быть объяснена для проводимости поперек слоев σ_{\perp} , поскольку в этом случае проводимость контролируется планарными дефектами и связанными с ними потенциальными барьерами. Известно [20], что последние могут приводить к частотной дисперсии проводимости начиная с низких частот, что, по-видимому, и наблюдается экспериментально (рис. 4, 6). Если при этом время релаксации объемного заряда будет не слишком сильно зависеть от температуры, то температурная зависимость высокочастотной проводимости может быть более слабой, чем термически активированное туннелирование на постоянном токе (рис. 4).

Наличие пространственных неоднородностей может служить одной из возможных причин возникновения сильной дисперсии проводимости вдоль слоев σ_{\parallel} . Такое предположение позволяет естественно объяснить сходный характер кривых $\sigma'_{\parallel}(\nu)$ для $T = 300$ и 4.2 К (рис. 6, *b*). В то же время характер зависимостей $\sigma''_{\parallel}(\nu)$ для этих случаев (рис. 6, *d*) оказывается различным, что указывает на необходимость учета частотной за-

висимости времени релаксации $\tau(\nu, T)$, возникающей вследствие эффектов взаимодействия. Подчеркнем, что необходимость учета дисперсии времени релаксации и связанных с ней аномалий в рассеянии следует и из анализа данных $\sigma'_{\parallel}(\nu, T)$ для $T \gtrsim 150$ К (рис. 4), согласно которым $\partial\sigma'_{\parallel}/\partial T > 0$ для $\nu \lesssim 100$ МГц и $\partial\sigma'_{\parallel}/\partial T < 0$ для $\nu \approx 100$ ГГц.

Наиболее сложным оказывается поведение $\sigma(\nu, T)$ в интервале $50 \lesssim T \lesssim 150$ К, где осуществляется переход от трехмерной к двумерной проводимости. Наблюдаемые для $\nu = 0$ флуктуации, а также гистерезис для $\nu = 100$ МГц (рис. 5) в случае проводимости вдоль слоев можно объяснить наличием в исследуемых кристаллах InSe структурных нарушений, выступающих в роли ловушек для носителей заряда. Релаксационные процессы (в том числе долговременные), обусловленные захватом электронов и опустошением этих локализованных состояний, по-видимому, являются одной из причин аномального поведения проводимости в области перехода от 2D к 3D проводимости.

5. Заключение

Полученные экспериментальные данные убедительно показывают существенное различие свойств слоистого кристалла InSe в статическом и динамическом режимах.

В статическом режиме нам удалось получить доказательства реализации в слоистом кристалле InSe множественных фазовых переходов (ФП). Их характеристики (наличие критических температур и их многочисленность, наличие и размах петли гистерезиса, наличие нестабильностей проводимости), как и следовало ожидать, зависят от условий проведения эксперимента (скорость изменения температуры, величина тока через образец). Наличие петли гистерезиса свидетельствует о реализации ФП I рода, возможно связанного с переходом между состояниями соизмеримых и несоизмеримых волн зарядовой плотности (ВЗП). Обнаруженные эффекты нуждаются в дальнейшем тщательном исследовании.

Если в кристалле имеется сверхструктура (более высокие порядки периодичности), связанная с прослойками политипов, чередованием интеркалированных вандер-ваальсовых щелей или с другими причинами, то соизмеримость или несоизмеримость ВЗП нужно рассматривать по отношению к периодам идентичности различного размера. Поэтому в таком случае следует ожидать многочисленных фазовых переходов из соизмеримой фазы в несоизмеримую.

Многочисленные нестабильности электропроводности квазидвумерного органического проводника (BEDT-TTF)₃Cl₂-2H₂O в диапазоне 4.2–300 К, а также гистерезисные явления и бистабильности, связанные с образованием ВЗП, наблюдались в работах [21–23]. Таким образом, явления, описанные нами для InSe, не являются единичными, а характерны для проводящих материалов с пониженной размерностью электронного газа.

Полученные в настоящей работе экспериментальные данные показывают, что причиной сильной дисперсии высокочастотной проводимости InSe являются также структурные нарушения различной природы. Флуктуации и гистерезис на температурных зависимостях статической и динамической проводимости на сравнительно низких частотах возникают, по-видимому, в результате взаимодействия носителей заряда со структурными неоднородностями в направлениях поперек и вдоль слоев, а также со сверхструктурой, обязанной формированию ВЗП.

Важную роль играет, по-видимому, связанная с последним перестройка пространственного распределения и энергетического спектра примесей и дефектов в кристалле.

Авторы выражают благодарность проф. С.В. Демишеву за обсуждение экспериментальных результатов.

Работа выполнена по программе Министерства промышленности, науки и технологий России „Фундаментальная спектроскопия“ и „Физика микроволн“.

Список литературы

- [1] A.I. Dmitriev, Z.D. Kovalyuk, V.I. Lazorenko, G.V. Lashkarev. *Phys. St. Sol. (b)*, **162**, 2B (1990).
- [2] A.I. Dmitriev, V.I. Lazorenko, G.V. Lashkarev, Z.D. Kovalyuk, M.Yu. Gusev, A.N. Zyuganov, P.S. Smertenko. *Col. St. Commun.*, **75**, 465 (1990).
- [3] A.I. Dmitriev, G.V. Lashkarev. *Indian J. Phys.*, **66A**, 301 (1992).
- [4] A.I. Dmitriev, G.V. Lashkarev, D.A. Fedorchenko. *Proc. XVIII Int. Conf. on infrared and millimeter waves* (Essex, United Kingdom, 1993) p. 226.
- [5] A.I. Dmitriev, G.V. Lashkarev, V.K. Kiseleyv, V.K. Kononenko, E.M. Kulesyov. *Int. J. of infrared and millimeter waves*, **16**, 775 (1995).
- [6] B. Gorshunov, A. Volkov, A. Prokhorov, M. Kondrin, A. Semeno, S. Demishev, A. Dmitriev, Z. Kovalyuk, G. Lashkarev. *Sol. St. Commun.*, **105**, 433 (1998).
- [7] A. Segura, B. Man, J. Martinez-Pastor, A. Chevy. *Phys. Rev. B*, **43**, 4953 (1991).
- [8] P.H. Kandy, Y.L. Maurice, J.M. Besson, Y.Z. Laval, A. Chevy, O. Gorchunov. *J. Appl. Phys.*, **61**, 5267 (1998).
- [9] Т.Л. Беленький, Е.А. Выродов, В.И. Зверев. *ЖТФ*, **94**, 276 (1988).
- [10] А.И. Ларкин. *Письма ЖЭТФ*, **31** (4), 239 (1980).
- [11] Н.Б. Брандт, В.А. Кульбачинский, З.Д. Ковалюк, Г.В. Лашкарев. *ФТП*, **21**, 1230 (1987).
- [12] А.И. Дмитриев, З.Д. Ковалюк, В.И. Лазоренко, Г.В. Лашкарев. *ФТТ*, **30**, 1246 (1988).
- [13] А.И. Дмитриев, В.И. Лазоренко, Г.В. Лашкарев. А.И. Быков. *Физика и техника высоких давлений*, **1**, 13 (1991).
- [14] A.A. Volkov, Yu.G. Goncharov, G.V. Kozlov, S.P. Lebedev, A.M. Prokhorov. *Infr. Phys.*, **25**, 369 (1985).
- [15] Л.И. Булаевский. *УФН*, **6**, 449 (1975).
- [16] Л.И. Булаевский. *УФН*, **120**, 259 (1976).
- [17] H. Guot, C. Shlenker, O. Fourcandot, K. Konate. *Sol. St. Commun.*, **54**, 909 (1985).
- [18] M. Ino, S. Ohara, S. Horisaka. *Phys. St. Sol. (b)*, **148**, 659 (1983).
- [19] G. Gruner. *Rev. Mod. Phys.*, **60**, 1129 (1988).
- [20] П.Т. Орешкин. *Физика полупроводников и диэлектриков* (М., Высш. шк., 1977).
- [21] W. Lubczynski, S.V. Demishev, J.M. Caulfield, J. Singleton, L du Croo de Jongh, C.J. Kepert, S.J. Blundell, W. Hayes, M. Kurmoo, P. Day. *J. Phys.: Condens. Matter.*, **8**, 6005 (1996).
- [22] S.V. Demishev, N.E. Sluchanko, N.A. Samarin, M.V. Kondrin, J. Singleton, M.S. L du Croo de Jongh, W. Hayes, M. Kurmoo, P. Day. *Ferroelectrics*, **176**, 329 (1996).
- [23] А.И. Дмитриев, З.Д. Ковалюк, В.И. Лазоренко, Г.В. Лашкарев. *ФТТ*, **30**, 1246 (1988).

Редактор Т.А. Полянская

Anomalies of static and dynamic conductivity of a many-layer InSe crystal

G.V. Lashkarev, A.I. Dmitriev, A.A. Baida, Z.D. Kovalyuk, M.V. Kondrin*, A.A. Pronin*

Institute for Problems of Materials Science of National Academy of Sciences of Ukraine, 03142 Kiev, Ukraine

* Institute of General Physics, Russian Academy of Sciences, 117942 Moscow, Russia