

УДК 538.9, 621.315.592

ТЕМПЕРАТУРНЫЕ ЗАВИСИМОСТИ КОЛЕБАТЕЛЬНЫХ
МОД ПЛЕНОК $Pb_{1-x}Sn_xTe$, ВЫРАЩЕННЫХ МЕТОДОМ
МОЛЕКУЛЯРНО-ЛУЧЕВОЙ ЭПИТАКСИИ
НА ГИБРИДНЫХ ПОДЛОЖКАХ GaAs/CdTe

В. А. Яковлев², Ш. Шрайэк³, А. В. Муратов¹, И. В. Кучеренко¹,
В. С. Виноградов¹, Н. Н. Новикова², Г. Карчевски⁴, Ю. А. Алещенко^{1,5},
С. Хуснутдинов⁴

Измерены спектры отражения тонких пленок $Pb_{1-x}Sn_xTe$ (~ 60 нм) с $x = 0.25, 0.53$ и 0.59 , выращенных методом молекулярно-лучевой эпитаксии на гибридных подложках GaAs/CdTe. Измерения спектров отражения проводились в диапазоне частот $20-5500$ $см^{-1}$ в интервале температур $5-300$ К. На основании дисперсионного анализа определены температурные зависимости частот поперечных оптических фононов и температуры структурных фазовых переходов. Обнаружено увеличение плазменных частот при понижении температуры в интервале $300-77$ К во всех исследованных пленках.

Ключевые слова: спектры отражения, дисперсионный анализ, поперечные фононы, фазовый переход.

Введение. Семейство соединений IV–VI и сплавы на их основе относятся к типу узкозонных полупроводников. Известно, что они кристаллизуются в разных модификациях в зависимости от состава, температуры и давления. В полупроводниках $PbSnTe$ и $SnTe$ происходит ферроэлектрический фазовый переход, когда, при понижении температуры,

¹ ФИАН, 119991 Россия, Москва, Ленинский пр-т, 53; e-mail: kucherenkoiv@lebedev.ru.

² Институт спектроскопии РАН, 108840 Россия, Москва, Троицк.

³ Physikalisches Institute Universität Würzburg, Am Hubland, D-97074 Würzburg, Germany.

⁴ Institute of Physics, Polish Academy of Sciences, PL-02668 Warsaw, Poland.

⁵ НИЯУ «МИФИ», 115409 Россия, Москва, Каширское ш., 31.

они проходят от высокотемпературной кубической фазы к низкотемпературной ромбоэдрической. PbTe остается кубическим вплоть до самых низких температур. В кристаллах SnTe с концентрацией дырок 10^{20} см^{-3} фазовый переход происходит при 100 К [1, 2]. При увеличении концентрации дырок температура фазового перехода понижается. Данные получены на основании измерений температурных зависимостей удельного сопротивления. В сплавах $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ ($x = 0.3-0.4$) была определена температура фазового перехода T_c из измерений магнетооптического отражения. Она соответствует 10–20 К, при $x < 0.3$ T_c лежит в области отрицательных температур [3]. Однако в образцах $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ с $x = 0.2$, легированных In, температура фазового перехода, полученная из измерений коэффициента отражения в инфракрасной (ИК)-области спектра, составляет 20 К при концентрации носителей 10^{16} см^{-3} [4]. Приведенные экспериментальные данные, порой противоречивые, показывают, что на температуру фазового перехода оказывают влияние многие факторы: концентрация олова в сплаве, концентрация свободных носителей, методы измерений. Наиболее точными методами определения частоты поперечных оптических фононов (ТО) являются комбинационное рассеяние света и измерение коэффициента отражения в ИК-области спектра. Первый метод в кристаллах с решеткой типа NaCl запрещен в первом порядке из соображений симметрии. Второй метод мы используем в наших исследованиях.

Хотя структура PbTe остается кубической вплоть до самых низких температур, поперечный фонон (ТО фонон), связанный с относительным смещением подрешеток Pb и Te, “смягчается” (его частота уменьшается) при уменьшении температуры [5]. В соединениях PbSnTe возникает сильная связь между межзонными электронными возбуждениями и поперечными колебаниями решетки. Впервые было показано [6], что это приводит к перенормировке частоты ТО фонона согласно формуле (11) [6]. Теория электрон – ТО фононного взаимодействия развита в работах [1, 6–8]. Из теории следует, что свободные носители оказывают влияние на частоту ТО фонона ($\nu_{\text{ТО}}$). Определяющим параметром этого взаимодействия является стоящая под логарифмом сумма $E_g + 2E_F$, где E_g – ширина запрещенной зоны, E_F – энергия Ферми [6, 7]. Согласно экспериментальным данным [7] $\nu_{\text{ТО}}$ увеличивается при увеличении $E_g + 2E_F$.

Зависимость ширины запрещенной зоны в сплавах $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ от состава и температуры выражается формулой [9, 10]:

$$E_g(x, T(K)) = 0.19 - 0.543x + 4.5 \cdot 10^{-4}T^2/(T + 50)(\text{эВ}). \quad (1)$$

Однако согласно [11] формула (1) применима к сплавам с $x \leq 0.42$. При большей концентрации олова точка инверсии зон сдвигается в сторону низких температур.

Недавно [12] методом фотоэлектронной спектроскопии с угловым разрешением (ARPES) были исследованы поверхностные состояния с дираковским спектром в тонких пленках $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ с $x = 0.3$ и 0.7 . Согласно [12] вероятность обнаружить эти состояния тем больше, чем больше концентрация олова в сплавах. Однако электронные и фононные свойства в объеме пленок с $x > 0.2$ мало изучены.

Цель настоящей работы состояла в определении температурной зависимости поперечных колебательных мод (ТО фононов) в тонких пленках $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ ($x = 0.25$ и 0.53) методом отражения в инфракрасной области спектра в интервале температур 5–300 К и в исследовании температурной зависимости плазменных частот в пленках с $x = 0.25$, 0.53 и 0.59 .

Образцы и методика измерений. Тонкие пленки $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ были выращены методом молекулярно-лучевой эпитаксии из ультрачистых источников Pb, Sn и Te при давлении в ростовой камере 10^{-10} Торр. Пленки были выращены на подложках (001) GaAs. Перед эпитаксиальным ростом пленок на подложку осаждался буферный слой CdTe. Постоянные решеток пленок и буферного слоя близки по величине: $a_{\text{PbTe}} = 6.461 \text{ \AA}$, $a_{\text{CdTe}} = 6.481 \text{ \AA}$. В сплавах постоянная решетки уменьшается со скоростью $da/dx = -0.00143 \text{ (\AA/\%)}$. Концентрация олова в пленках составляла 25, 53 и 59%, толщина – 50–60 нм. Толщины пленок и концентрация олова в них определялись методом рентгеновской дифракции.

В работе измерялись спектры отражения пленок $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ при падении света, близком к нормальному, в диапазоне частот 20–5500 см^{-1} в интервале температур 5–300 К.

Спектры отражения измерялись на фурье-спектрометре Bruker IFS 125HR с разрешением 2–4 см^{-1} . При измерениях в дальнем ИК-диапазоне в качестве детектора использовался охлаждаемый жидким гелием кремниевый болометр HDL-5 (Infrared Laboratories, Inc.) с фильтрами с отсечкой при 700 и 120 см^{-1} , предотвращающими попадание на чувствительный элемент болометра фонового излучения от нагретых до комнатной температуры частей спектрометра. В измерениях использовался универсальный широкополосный многослойный майларовый светоделитель. Измеренные спектры нормировались на спектр отражения золотого зеркала.

При измерении в среднем ИК-диапазоне (400–5500 см^{-1}) был использован неохлаждаемый пироэлектрический детектор DLaTGS и светоделитель KBr с германиевым покрытием.

Образец помещался в гелиевый криостат CryoVac KONTI Spectro A с возможностью автоматизированного перемещения вставки в вакууме. В свою очередь, на вставке установлен холодный палец с двумя одинаковыми апертурами. На одну из них установлено эталонное зеркало, на другую – образец. Таким образом, измерение отражения от образца и зеркала происходит друг за другом при каждой температуре. При измерениях в среднем ИК-диапазоне были использованы окна из KRS-5, при измерениях в дальнем ИК-диапазоне – из Майлара.

Результаты и их обсуждение. Были измерены спектры отражения трех пленок с $x = 0.25$ (образец 076), 0.53 (образец 083) и 0.59 (образец 081). В первом образце энергетический спектр не инвертирован вплоть до самых низких температур (волновые функции зоны проводимости и валентной имеют симметрии L_6^- и L_6^+ , соответственно). Ширина запрещенной зоны (E_g) в этом образце равна 0.17 эВ при $T = 300$ К и уменьшается с понижением температуры согласно формуле (1). Зонная структура сплавов с $x = 0.5$ –0.6 плохо изучена, однако согласно [11] точка инверсии зон в этих образцах соответствует $T \sim 100$ К. При $T < 100$ К зоны инвертируются и E_g увеличивается. Таким образом, образцы 083 и 081 относятся к классу топологических изоляторов при $T < 100$ К.

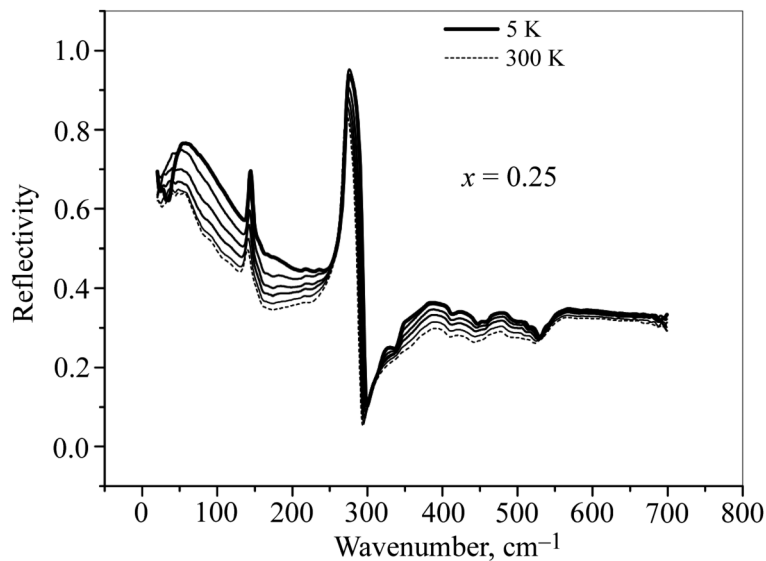


Рис. 1: Спектры отражения пленки $Pb_{0.75}Sn_{0.25}Te$, измеренные при $T = 5, 50, 100, 150, 200, 250$ и 300 К. Верхний спектр относится к $T = 5$ К, нижний – к 300 К.

На рис. 1 показаны спектры отражения образца с $x = 0.25$ в интервале температур 5–300 К. На спектре (рис. 1) видны три полосы, которые определяются поперечными

колебательными модами подложки GaAs (268 см^{-1}), буферного слоя CdTe (140 см^{-1}) и пленки (35 см^{-1}). Волновые числа ТО фононов приведены для $T = 300 \text{ К}$. Кроме того, в области $350\text{--}600 \text{ см}^{-1}$ видны три слабые полосы, которые мы приписываем колебательным модам окисла SnO_2 [13].

Как видно из рис. 1, частота ТО фононов CdTe и GaAs увеличивается с понижением температуры.

Из спектров отражения с помощью дисперсионного анализа получены параметры оптических фононов и плазмонов. Для этого экспериментальный спектр сравнивался с расчетом, использующим формулы Френеля для отражения от многослойной структуры. Частотная зависимость диэлектрической проницаемости каждого слоя была представлена в виде суммы высокочастотной диэлектрической постоянной ε_∞ , лоренцевских осцилляторов и вклада свободных носителей (формула Друде):

$$\varepsilon(\nu) = \varepsilon_\infty \left(1 - \frac{\nu_p^2}{\nu^2 + i\nu\nu_\tau} \right) + \sum (S_i^2 / (\nu_{\text{TO}i}^2 - \nu^2 - i\nu\gamma_i)). \quad (2)$$

Здесь $\nu_{\text{TO}i}$ – частота i -го поперечного фонона, S_i и γ_i – его сила осциллятора и затухание, соответственно, $\nu_p = (ne^2/\pi m_c^*)^{1/2}$ – плазменная частота свободных носителей, m_c^* – эффективная масса проводимости, ν_τ – частота соударений свободных носителей. Эти параметры подбирались таким образом, чтобы получалось наилучшее согласие с экспериментом. Для этого использовалась программа SCOUT [14, 15]. Изменяя подгоночные параметры, мы стремились минимизировать разницу между экспериментальным и расчетным спектрами.

В дисперсионном анализе учитывалась интерфейсная мода ν_{IF} на границе пленки с буферным слоем CdTe. Эта мода наблюдалась ранее в [16].

В табл. 1 приведены толщины пленок d , высокочастотные диэлектрические проницаемости ε_∞ , частоты поперечных и продольных оптических фононов ν_{TO} , ν_{LO} , частоты интерфейсных мод ν_{IF} , плазменные частоты $\nu_{\text{pl}} = \nu_p/\sqrt{\varepsilon_\infty}$, концентрации свободных носителей p (дырок) и их время релаксации $\tau = 1/2\pi c\nu_\tau$ при 300 К.

На рис. 2 и 3 показаны температурные зависимости квадрата частоты ТО фонона (ν_{TO}^2) пленок $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ с $x = 0.25$ и 0.53 . Из рис. 2 видно, что частота ν_{TO} изменяется незначительно в пределах $37\text{--}35.3 \text{ см}^{-1}$ в интервале температур $77\text{--}300 \text{ К}$. При $T < 77 \text{ К}$ частота ТО фонона резко увеличивается, что, мы полагаем, связано со структурным фазовым переходом в ромбоэдрическую фазу. Температура фазового перехода лежит в интервале $77\text{--}50 \text{ К}$. Согласно теории [6, 7] температурная зависимость ν_{TO}^2 определяется взаимодействием межзонных возбуждений и поперечных колебательных мод.

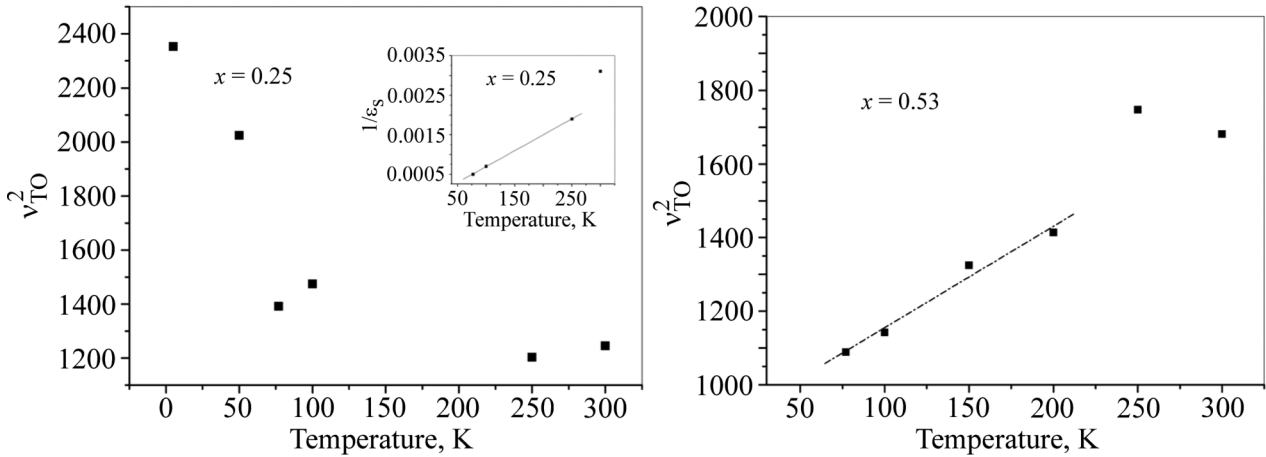


Рис. 2: Температурная зависимость ν_{TO}^2 в пленке $Pb_{0.75}Sn_{0.25}Te$. На вставке – температурная зависимость $1/\epsilon_s$, где ϵ_s – статическая диэлектрическая проницаемость.

Рис. 3: Температурная зависимость ν_{TO}^2 в пленке $Pb_{0.47}Sn_{0.53}Te$.

Параметром, определяющим это взаимодействие, является сумма $E_g + 2E_F$. В пленке с $x = 0.25$ E_g уменьшается с понижением температуры, а E_F увеличивается, так как, как будет показано ниже, уменьшается эффективная масса плотности состояний свободных носителей.

Таким образом, уменьшение E_g компенсируется увеличением $2E_F$, в результате $E_g + 2E_F$ мало изменяется в интервале 77–300 К.

На вставке приведена температурная зависимость $1/\epsilon_s$, где ϵ_s – статическая диэлектрическая проницаемость. Из этой зависимости мы определили температуру Кюри $T_c \approx 49$ К, что находится в удовлетворительном согласии с температурой фазового перехода в этой пленке.

В пленке с $x = 0.53$ частота ТО фонона уменьшается с понижением температуры (рис. 3), температурная зависимость ν_{TO}^2 в интервале 77–200 К описывается линейной функцией, экстраполяция которой дает температуру фазового перехода $T_c \approx 50$ К.

Мы обнаружили, что плазменная частота $\nu_{pl} = \nu_p/\sqrt{\epsilon_\infty}$ во всех пленках увеличивается при понижении температуры (рис. 4), причем отношение ν_{pl}^2 для температур 77 и 300 К больше 2.

Из формулы для плазменной частоты $\nu_{pl}^2 = ne^2/\pi m_c \epsilon_\infty$ следует, что это может быть связано с увеличением концентрации носителей, уменьшением эффективной массы и ϵ_∞ . Как показали наши расчеты, высокочастотная диэлектрическая проницаемость

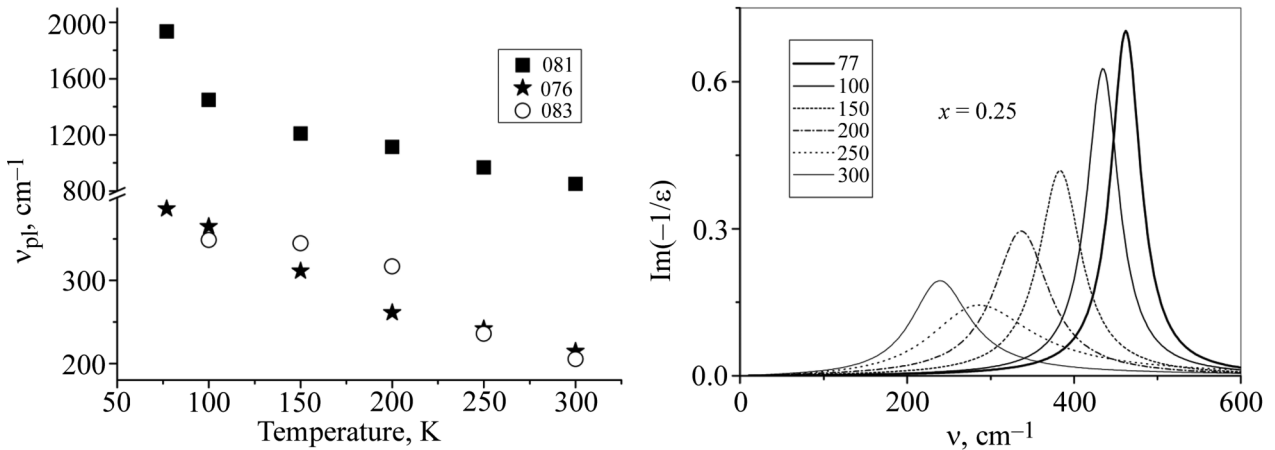


Рис. 4: Температурные зависимости плазменных частот ν_{pl} в пленках $Pb_{1-x}Sn_xTe$ с $x = 0.25, 0.53$ и 0.59 .

Рис. 5: Частотные зависимости функций потерь $Im(-1/\epsilon)$ в пленке $Pb_{0.75}Sn_{0.25}Te$ при разных температурах.

практически не зависит от температуры. Эффективная масса носителей может уменьшаться, так как ширина запрещенной зоны уменьшается с уменьшением температуры. Проанализируем это на примере образца с $x = 0.25$, зонная структура которого достаточно хорошо известна. В этом образце ν_{pl}^2 увеличивается при 77 К по сравнению с $T = 300$ К в 2.6 раза (рис. 4). Эффективные массы проводимости на дне зоны m_{c0} согласно [9, таблица 1] составляют $0.038 m_0$ и $0.019 m_0$ при $T = 300$ и 77 К, соответственно. Однако эффективные массы на уровне Ферми уменьшаются не более, чем на 30% в указанном интервале температур [17]. Таким образом, уменьшение m_c при уменьшении температуры не может полностью объяснить эффект увеличения плазменной частоты. Такой же вывод можно сделать и для пленок с $x = 0.53$ и 0.59 .

Т а б л и ц а 1

Параметры пленок $Pb_{1-x}Sn_xTe$ при $T = 300$ К

N образца	x	d , нм	ϵ_∞	ν_{TO} , cm^{-1}	ν_{LO} , cm^{-1}	$\nu_p/\sqrt{\epsilon_\infty}$, cm^{-1}	$p(10^{17})$, cm^{-3}	$\tau(10^{-14})$, сек	ν_{IF} , cm^{-1}
076	0.25	65	38	35.7	107	213	7.9	0.5	50
083	0.53	85	37.5	41	140	206	7.6	2.6	59
081	0.59	57	38	49		775.6	85	1.7	

Хорошо известно, что в нелегированных сплавах IV–VI уровни собственных дефектов (вакансии металла и халькогена) расположены глубоко в разрешенных зонах, и их заселенность не изменяется в исследуемом температурном интервале.

Для объяснения зависимости $n(T)$ мы рассматривали возможное влияние зоны тяжелых дырок в Σ точке зоны Бриллюэна, которая, как принято считать, довольно близко расположена к экстремальной валентной зоне L_6 . Однако согласно [18] в кристаллах PbTe энергетический зазор между Σ зоной и зоной L_{6+} составляет 0.14 эВ при 100 К. В сплаве $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ ($x = 0.25$) этот зазор должен увеличиваться из-за уменьшения ширины запрещенной зоны и сдвига валентной зоны L_{6+} вверх по шкале энергий. Энергия Ферми (E_f) в образце 076 равна ~ 40 мэВ при 77 К. Таким образом, в пленках с низкой концентрацией носителей ($x = 0.25$ и $x = 0.53$) (табл. 1) зазор между зоной тяжелых дырок и валентной зоной L_{6+} составляет при $T = 77$ К не менее 100 мэВ.

Мы предлагаем следующее объяснение зависимости $n(T)$ в исследуемых пленках. Для того чтобы она реализовалась, в полупроводнике должна существовать система, в которую могли бы переходить свободные носители с достаточным числом состояний и возбуждениями, отличными от плазмонов. Подходящими свойствами обладает система вихрей [19]. Вихри возникают на поверхности раздела двух сред, полупроводников или полупроводника и вакуума, как в нашем случае, с сильно различающимися значениями параметра спин-орбитального взаимодействия. Так же, как и поверхностные состояния, они имеют линейный электронный спектр, но, в отличие от первых, не требуют инверсии параметра щели. Вихрь возникает в любой точке однородной плоскости. Его волновая функция спадает экспоненциально от центра вихря во всех азимутальных направлениях, параллельных плоскости, и распространяется как плоская волна внутрь полупроводника. Подсчитаем число состояний совокупности вихрей. Число вихрей на единицу площади равно $1/\pi R^2$, где $1/R = \Delta/\hbar v$, R – радиус вихря, Δ – полуширина щели, v – скорость. Число состояний, распространяющихся в полупроводнике перпендикулярно плоскости раздела (направление z) подсчитывается стандартным образом, как для свободных электронов. Учитывая линейный закон дисперсии $\varepsilon(k_z) = \nu k_z$, получим $n_\nu = \frac{\Delta^2 \varepsilon_F}{2\pi^2 \hbar^3 \nu^3}$. Считается, что все вихри имеют одно и то же направление спина. Для числа состояний свободных носителей с учетом двух направлений спина получим $n_f = \frac{(\varepsilon_F^2 - \Delta^2)^{3/2}}{3\pi^2 \hbar^3 \nu^3}$. В формулах для n_ν и n_f энергия отсчитывается от центра щели. Число носителей в зоне и в вихревых состояниях выравнивается при значении параметра $\Delta/\varepsilon_F \approx 0.59$. При уменьшении этого параметра число носителей в зоне становится большим, чем в вихревых состояниях.

Во всех исследованных пленках данный параметр ≈ 0.5 при $T = 300$ К и уменьшается при уменьшении ширины запрещенной зоны. Таким образом, переход носителей из вихревых состояний в разрешенную зону пленки возможен.

На рис. 5 показаны температурные зависимости функций потерь $\text{Im}(-1/\varepsilon)$ в пленке с $x = 0.25$. Максимумы этих функций соответствуют частотам плазмон-ЛО фонон гибридных мод (положительные ветви). Из рисунков видно, что с понижением температуры функции потерь смещаются в высокочастотную область в результате увеличения плазменной частоты.

Из функции потерь можно определить частоту ЛО фонона, которая при $T = 300$ К составляет 107 см^{-1} в пленке с $x = 0.25$ и 140 см^{-1} в пленке с $x = 0.53$ (табл. 1). Зная ν_{TO} , ν_{LO} и ε_{∞} в интервале температур 77–300 К, используя соотношение Лиддейна–Сакса–Теллера, мы рассчитали температурную зависимость $1/\varepsilon_s$, где ε_s – статическая диэлектрическая проницаемость, в пленке $\text{Pb}_{0.75}\text{Sn}_{0.25}\text{Te}$ (вставка к рис. 2). Температура Кюри в этом образце составляет 49 К, что согласуется с температурой структурного фазового перехода в этой пленке.

Заключение. Впервые из измерений ИК-спектров отражения были определены температурные зависимости ТО фононов и температуры структурных фазовых переходов T_c в пленках $\text{Pb}_{1-x}\text{Sn}_x\text{Te}$ с $x > 0.2$ ($x = 0.25$ и 0.53) T_c составляет ≈ 50 К.

Было обнаружено, что во всех исследуемых пленках ($x = 0.25, 0.53, 0.59$) плазменная частота увеличивается при уменьшении ширины запрещенной зоны с понижением температуры. Этот результат частично связан с уменьшением эффективной массы носителей, но, главным образом, с увеличением их концентрации n . Зависимость $n(T)$ объясняется на основании модели вихревых состояний на поверхности пленок и переходом носителей из вихревых состояний в разрешенную зону.

Ю. А. Алещенко благодарит за поддержку Программу повышения конкурентоспособности НИЯУ МИФИ (Договор № 02.а03.21.0005).

Измерения температурных зависимостей спектров отражения выполнены А. В. Муратовым в рамках государственного задания Министерства науки и высшего образования РФ (тема “Физика высокотемпературных сверхпроводников и новых квантовых материалов”, № 0023-2019-0005).

Исследования в Польше были частично поддержаны Национальным Научным Центром Польши (Гранты №№ 2017/25/B/ST3/02966 и 2018/30/M/ST3/00276).

Исследования в Германии были частично поддержаны Грантом SFB 1170 “ToCoTronics”.

Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] S. Sugai, K. Murase, S. Katayama, et al., *Solid State Commun.* **24**, 407 (1977).
- [2] K. L. I. Kabayashi, Y. Kato, Y. Katayama, and K. F. Komatsubara, *Phys. Rev. Letters* **37**, 772 (1976).
- [3] S. Nishi, H. Kawamura, and K. Murase, *Phys. Stat. Solidi (b)* **97**, 581 (1980).
- [4] A. I. Belogorokhov, A. G. Belov, I. G. Neizvestnyi, et al., *Sov. Phys. JETP* **65**, 490 (1987).
- [5] H. A. Alperin, S. T. Pickert, J. J. Rhyne, and V. J. Minkiewicz, *Phys. Letters* **40A**, 295 (1972).
- [6] H. Kawamura, S. Katayama, S. Takano and S. Hotta, *Solid State Commun.* **14**, 259 (1974).
- [7] H. Kawamura, K. Murase, S. Nishikawa, et al., *Solid State Commun.* **17**, 341 (1975).
- [8] Б. А. Волков, О. А. Панкратов, *ЖЭТФ* **75**, 1362 (1978).
- [9] B. A. Akimov, A. V. Dmitriev, D. R. Khokhlov, and L. I. Ryabova, *Phys. Stat. Sol. (a)* **137**, 9 (1993).
- [10] J. O. Dimmock, I. Melngailis, and A. J. Strauss, *Phys. Rev. Lett.* **16**, 1193 (1966).
- [11] S. O. Ferreira, E. Abramof, P. Motisuke, et al., *J. of Appl. Phys.* **86**, 7198 (1999).
- [12] Chenhui Yan, Junwei Liu, Yunyi Zang, Jianfeng Wang and collaboration, *Phys. Rev. Lett.* **112**, 186801 (2014).
- [13] R. Summitt, *J. Appl. Phys.* **39**, 3762 (1968).
- [14] W. Theiß, *The SCOUT through CAOS, Manual of the Windows application SCOUT.*
- [15] W. Theiß, *Surface Science Reports* **29**, 91 (1997).
- [16] Н. Н. Новикова, В. А. Яковлев, И. В. Кучеренко, и др., *ФТП* **49**, 658 (2015).
- [17] И. В. Кучеренко, Ю. А. Митягин, Л. К. Водопьянов, А. П. Шютов, *ФТП* **11**, 488 (1977).
- [18] A. V. Dmitriev and E. S. Tkacheva, *Journal of Electronic Materials* **43**, 1280 (2014).
- [19] В. С. Виноградов, *Краткие сообщения по физике ФИАН*, **46(2)**, 40 (2019).

Поступила в редакцию 3 октября 2019 г.

После доработки 19 декабря 2019 г.

Принята к публикации 23 декабря 2019 г.