

**ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ПЛАЗМОНОВ И ДЛИННОВОЛНОВЫХ
ОПТИЧЕСКИХ ФОНОНОВ В ТОНКИХ ПЛЕНКАХ α -Ag₂Te**

Ш.М.АЛЕКПЕРОВА, Х.Д.ДЖАЛИЛОВА, Г.С.ГАДЖИЕВА, И.А.АХМЕДОВ

*Институт Физики НАН Азербайджана
AZ 1143, Баку, пр.Г.Джавида 33*

ИК отражение от тонких пленок Ag₂Te с концентрацией носителей тока $N=9 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ исследовано при 300К. Впервые на спектре отражения $R(\lambda)$ Ag₂Te, кроме плазменного минимума, обнаружен второй глубокий минимум, обусловленный взаимодействием плазмонов с длинноволновыми оптическими (LO) фононами, который характерен для полярных сильнолегированных материалов. Рассчитаны спектры оптических постоянных $\epsilon_1(\omega)$ и $\epsilon_2(\omega)$, спектр характеристических электронных потерь $-\text{Im}\epsilon^1(\omega)$, плазменные параметры и частоты плазмон-фононного взаимодействия. Найдены особенности в поведении оптических функции при взаимодействии свободных носителей с колебаниями решетки поляризуемых ионов.

Впервые на экспериментальных спектрах отражения $R(\lambda)$ тонких пленок α -Ag₂Te при комнатной температуре обнаружены структурные особенности, свидетельствующие о плазмон-фононном взаимодействии. Взаимодействие свободных носителей и длинноволновых оптических фононов проявляется особенно ярко в полярных сильнолегированных кристаллах, когда плазменная частота свободных носителей ω_p близка к частоте продольных длинноволновых оптических фононов ω_L [1-3]. При этом эффект взаимодействия особенно сильно выражен и проявляется в экспериментальной спектральной зависимости коэффициента отражения двумя резкими спадами: кроме плазменного минимума, имеется второй дополнительный минимум.

В работе приводятся результаты экспериментального исследования спектра отражения $R(\lambda)$ в длинноволновой по отношению к плазменному краю ИК области спектра, совпадающей с полосой частот оптических фононов. Данных по исследованию плазмон-фононного взаимодействия в соединениях A₂^{VI}B^{VI} в литературе нет.

Низкотемпературная модификация теллурида серебра α -Ag₂Te стабильна ниже 406К, имеет моноклинную структуру с 12 атомами в элементарной ячейке. Тонкие пленки (0,45÷0,55)мкм получены вакуумным (10^{-3} Па) напылением Ag₂Te на свежekoлотые нагретые поверхности NaCl и оптическое стекло. Идентичность пленок с исходной шихтой определена электронографически.

Из холловских измерений определены концентрация $N=9 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$, подвижность $\mu=3 \cdot 10^3 \text{ см}^2 \text{ В}^{-1} \text{ с}^{-1}$, проводимость $\sigma=4,32 \cdot 10^2 \text{ Ом}^{-1} \text{ см}^{-1}$ носителей тока.

Спектры отражения $R(\lambda)$ тонких пленок теллурида серебра сняты в неполяризованном свете при нормальном падении луча на спектрометре Spexord-JR-75 и дублированы на ИКС-29 в интервале длин волн 2,5÷25мкм. В длинноволновой области за краем собственного поглощения спектр отражения содержит богатую информацию о свободных носителях и колебаниях решетки.

На Рис.1 представлен спектр отражения от тонких пленок α -Ag₂Te. В отличие от данных в монографии [4], на спектре отражения α -Ag₂Te (n-типа) кроме плазменного минимума (0,062эВ), характерного для сильнолегированных материалов, имеется и второй четко выраженный глубокий минимум (0,120эВ). Коэффициент отражения в этих минимумах падает с 20 до 0 и с 53 до 8%

соответственно. Полученные спектры воспроизводимы. Следует отметить, что в спектре отражения тройного соединения $p\text{-CuAgTe}$, полученного нами катионным замещением в системе $\text{Ag}_2\text{Te} - \text{Cu}_2\text{Te}$ кроме плазменного минимума также имел место второй минимум [5]. Совокупность полученных результатов позволяет утверждать, что вероятным механизмом взаимодействия излучения и кристалла в полосе волновых чисел $\nu=500\text{-}1200\text{см}^{-1}$ является взаимодействие плазмонов с колебаниями кристаллической решетки.

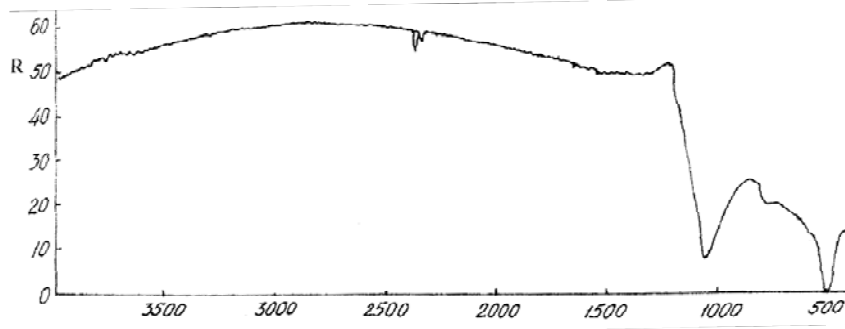
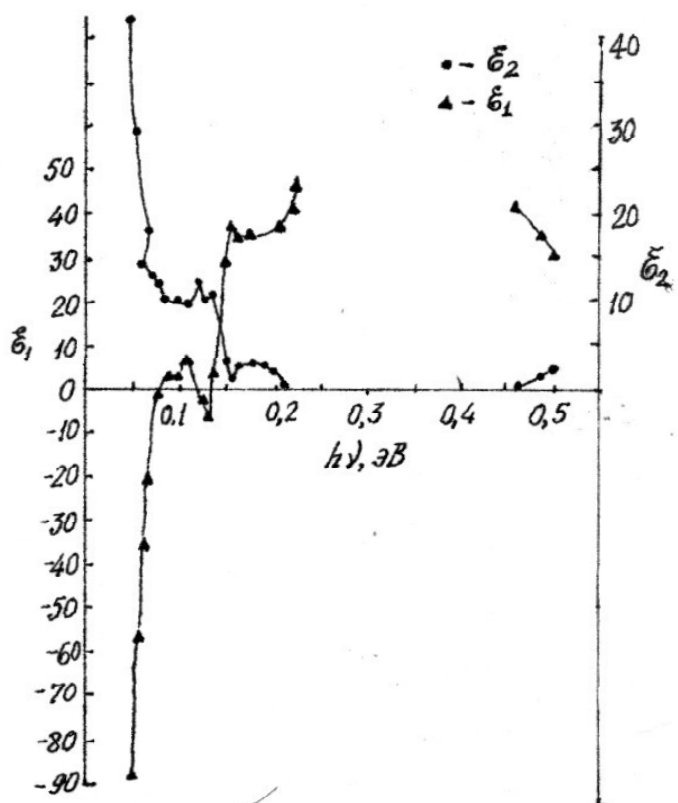


Рис.1.

Экспериментальная зависимость спектра отражения тонких пленок $\alpha\text{-Ag}_2\text{Te}$.



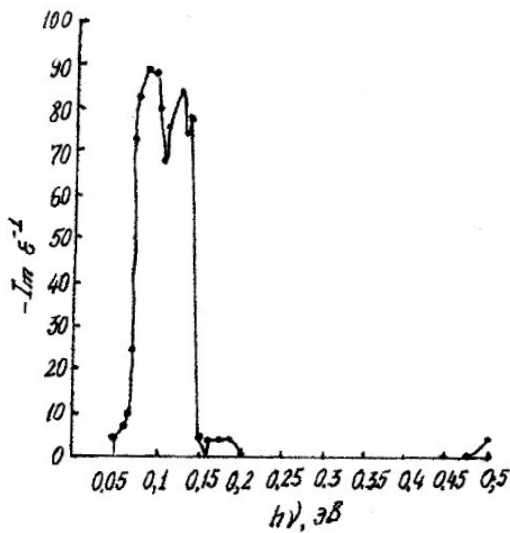
Взаимодействие излучения с длинноволновыми оптическими колебаниями решетки вносит вклад в спектральную зависимость действительной (ϵ_1) и мнимой (ϵ_2) частей диэлектрической проницаемости (Рис.2), а также в спектральную зависимость характеристических электронных потерь - $\text{Im}\epsilon^{-1}(\omega) = \epsilon_2(\omega) / [\epsilon_1^2(\omega) + \epsilon_2^2(\omega)]$ (Рис.3). Фундаментальные оптические функции $\epsilon_1(\omega)$, $\epsilon_2(\omega)$ и $-\text{Im}\epsilon^{-1}(\omega)$ рассчитаны в рамках дисперсионных соотношений Крамерса-Кронига, что позволяет детально анализировать экспериментальные спектры $R(\lambda)$ через более дифференцированные оптические функции $\epsilon_1(\omega)$, $\epsilon_2(\omega)$ и $-\text{Im}\epsilon^{-1}(\omega)$.

Рис.2.

Спектральные зависимости действительной $\epsilon_1(\omega)$ и мнимой $\epsilon_2(\omega)$ частей диэлектрической проницаемости $\alpha\text{-Ag}_2\text{Te}$.

При исследовании взаимодействия электронов проводимости с оптическими колебаниями в ионных кристаллах основное внимание уделяется взаимодействию с длинноволновыми продольными колебаниями решетки. Так как длинноволновые продольные оптические фононы (LO) создают электродипольные моменты,

которые могут взаимодействовать с электрическим полем плазмонов (продольные коллективные возбуждения электронного газа), то эти два типа возбуждения (продольные фононы, плазмоны) в сильнолегированном кристалле заменяются новыми продольными возбуждениями, имеющими плазмон-фононный характер. Частоты этих новых колебаний можно определить как точки, где $\epsilon_1(\omega)$ обращается в нуль (метод Друде). Частоты при нулевых значениях $\epsilon_1(\omega)$ идентифицируются с частотами длинноволновых продольных оптических мод (ЛО), а частоты, соответствующие пиковым значениям $\epsilon_1(\omega)$ - с частотами длинноволновых поперечных оптических фононов (ТО) [6]. Спектральная зависимость $\epsilon_1(\omega)$ соответствует многорезонансным осцилляторам. Взаимодействие электрона проводимости с продольными и поперечными оптическими колебаниями решетки поляризуемых ионов выражается через статическую $\epsilon_1(\omega)$ и высокочастотную ϵ_∞ диэлектрическую проницаемости. На спектральной зависимости ϵ_1 (Рис.2)



просматривается наличие трех [LO] и трех (ТО) мод, а именно при 0,075; 0,125; 0,135эВ $\epsilon_1(\omega)$ обращается в нуль (ЛО-моды), а при 0,11; 0,13; 0,155эВ $\epsilon_1(\omega)$ имеет пиковые значения (ТО -моды). Количество ЛО и ТО мод совпадает в сумме с числом оптических фононных ветвей, определяемых как $3(S-1)$, где S -количество атомов в формульной единице вещества. Для Ag₂Te $S=3$, следовательно, число оптических фононных ветвей равно 6, что совпадает с числом сингулярных точек на $\epsilon_1(\omega)$.

Рис. 3.

Спектральная зависимость характеристических электронных потерь $-\text{Im} \epsilon^{-1}(\omega)$ α -Ag₂Te.

Триплетная структура спектра характеристических электронных потерь $-\text{Im} \epsilon^{-1}(\omega)$ (Рис.3), возможно, ионизационного происхождения, т.е. связана с потерями на ионизацию в процессе плазмон-фононного взаимодействия. Главный пик в спектре $-\text{Im} \epsilon^{-1}(\omega)$ при 0,08эВ несколько смещен по сравнению с 0,062эВ плазменного минимума, что, возможно, происходит за счет поляризуемости электронных оболочек ионных остатков. Этот пик самый интенсивный в спектре электронных потерь и обязан своим происхождением возбуждению объемных плазменных колебаний. На форму спектра может также влиять пик двукратных плазменных потерь.

Дальнейший анализ позволяет, зная $\omega_{\min} = 2\pi c / \lambda = 0,94 \cdot 10^{14} \text{ c}^{-1}$ и ϵ_1 (значение ϵ_1 берется на частоте плазменного минимума), определить частоту плазменного резонанса $\omega_p^2 = \omega_{\min}^2 (\epsilon_1 - 1) / \epsilon_1$ ($\omega_p = 0,95 \cdot 10^{14} \text{ c}^{-1}$). Из соотношения $\omega_p^2 = 4\pi^2 N / m^*$ [6] при $N = 9 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ (из холловских измерений) определена эффективная масса электронов m^* , диэлектрическая восприимчивость $\chi = Ne^2 / \omega_{\min}^2 m^*$ и из полуширины главного пика $-\text{Im} \epsilon^{-1}(\omega)$ по соотношению $\Delta\omega / \omega = 2\omega_p \tau$ рассчитаны время релаксации плазменных колебаний τ , плазменная энергия $\hbar\omega_p$, энергия плазмон фононного взаимодействия $\hbar\omega_{\phi n}$ и экстраполяцией $\epsilon_1 = f(\lambda^2)$ к $\lambda=0$ определена высокочастотная

диэлектрическая проницаемость $-\epsilon_{\infty}$. Плазменные параметры α -Ag₂Te, частоты плазмон фононного резонанса (ω_{LO_1} , ω_{LO_2} , ω_{LO_3}) и поперечных оптических колебаний приведены в Таблицах 1,2.

Таблица 1.

Плазменные параметры α -Ag₂Te.

$\omega_{\min} (\text{с}^{-1})$	$\omega_p (\text{с}^{-1})$	$h\omega_p (\text{эВ})$	$\tau (\text{с})$	m^*/m	ϵ_1	ϵ_{∞}	χ
$0,94 \cdot 10^{14}$	$0,95 \cdot 10^{14}$	0,062	$1,3 \cdot 10^{14}$	0,032	-30	8,2	7,9

Таблица 2.

Частоты плазмон-фононного резонанса.

$\omega_{LO_1} (\text{с}^{-1})$	$\omega_{LO_2} (\text{с}^{-1})$	$\omega_{LO_3} (\text{с}^{-1})$	$\omega_{TO_1} (\text{с}^{-1})$	$\omega_{TO_{21}} (\text{с}^{-1})$	$\omega_{TO_3} (\text{с}^{-1})$	$\omega_{p\phi} (\text{с}^{-1})$
$1,14 \cdot 10^{14}$	$1,83 \cdot 10^{14}$	$2,05 \cdot 10^{14}$	$0,75 \cdot 10^{14}$	$1,6 \cdot 10^{14}$	$1,97 \cdot 10^{14}$	$2 \cdot 10^{14}$

Таким образом, проведенный анализ показал, что взаимодействие электронов проводимости с продольными и поперечными оптическими колебаниями решетки поляризуемых ионов выражается через статическую и высокочастотную диэлектрические проницаемости и приводит к возникновению плазмон-фононного резонанса.

1. В.В.Varga, *Phys.Rev.*, **137 A**, (1965) 1896.
2. С.G.Olson, DW.Lynch, *Phys. Rev.*, **177** (1969) 1231.
3. М.Грабов, Н.П.Степанов, *ФТП*, **35** (2001) 155.
4. В.В.Горбачев, кн. Полупроводниковые соединения $A^I_2B^{IV}$, М., (1980).
5. Sh.Alekperova, Kh.Djalilova, G.S.Gadjiyeva, J.Akhmedov, *Physic and Chemistry of Solid State.*, **3** (2002) 677.
6. Н.М.Гасанлы, В.К.Субашиев, *ФТТ*, **13** (1971) 155.

PLAZMON VƏ UZUNDALĞALI OPTİK FONONLARIN α -Ag₂Te NAZİK TƏBƏQƏLƏRİNDƏ QARŞILIQLI TƏSİRİ

Ş.M.ƏLƏKBƏROVA, X.D.CƏLİLOVA, G.S.HACIYEVA, İ.Ə.ƏHMƏDOV

α -Ag₂Te ($N=9 \cdot 10^{18} \text{cm}^{-3}$) nazik təbəqələrindən infra qırmızı əks etmə spektri 300K-də tədqiq edilmişdir. α -Ag₂Te-un əks etmə spektrində plazma minimumundan əlavə, ikinci dərin minimumun da olduğu aşkar edilib ki, bu da plazmon və uzundalğalı optik fononların qarşılıqlı təsiri ilə əlaqəlidir. Optik sabitlərin: $-\epsilon_1(\omega)$, $\epsilon_2(\omega)$, xarakterik elektron itgisinin $-\text{Im}\epsilon^{-1}(\omega)$, spektral asılılığı, plazma parametrləri və qarışıq plazmon-fonon tezlikləri hesablanıb.

Sərbəst daşıyıcıların polyarlaşmış ionlarla qarşılıqlı təsirinin xüsusiyyətləri araşdırılıb.

LONGITUDINAL-OPTICAL-PHONON-PLASMON COUPLING IN α -Ag₂Te

SH.ALEKPEROVA, Kh.DJALILOVA, G.GADJIYEVA, I.A.AKHMEDOV

Infrared reflectivity measurements have been made at 300K on thin films α -Ag₂Te with concentration of carriers $N=9 \cdot 10^{18} \text{cm}^{-3}$. The further deep minimum was determined at the $R(\lambda)$ besides the plasma minimum stipulated by the interaction between plasmons and longitudinal optical (LO) phonons in the Ag₂Te as the polar crystal. The spectra of optical constants $\epsilon_1(\omega)$, $\epsilon_2(\omega)$, the energy loss $-\text{Im}\epsilon^{-1}(\omega)$, the plasma parameters and the frequencies of the coupled plasmon- LO fonons system were calculated. Singularities of behavior of optical functions under the interaction of free carriers with lattice vibrations were determined.

Редактор: Дж.Абдинов