

БРЕГГОВСКИЕ МЕЖЗОННЫЕ ПЕРЕХОДЫ И ПОГЛОЩАТЕЛЬНАЯ СПОСОБНОСТЬ МЕТАЛЛОВ

А. И. Головашкин, В. Н. Новиков

В последнее время была развита картина межзонных переходов вблизи брегговских плоскостей и предложен оптический метод определения фурье-компонент псевдопотенциала V_g металлов¹⁻⁶. Наличие брегговских межзонных переходов приводит к появлению максимумов на кривых $\sigma_s(\omega)$, причем положение этих максимумов позволяет определить величины $V_g(\omega - \text{частота света, } \sigma_s - \text{межзонная проводимость})$ ⁵⁻⁶. Для получения σ_s необходимо измерять обе оптические постоянные металла в широком спектральном интервале.

В настоящем сообщении мы хотим обратить внимание на то, что при наличии в металле брегговских межзонных переходов появляются максимумы на частотной зависимости поглощательной способности A (минимумы для отражательной способности R), положение которых достаточно близко к частотам, соответствующим удвоенным значениям $|V_g|$. Это позволяет находить значения V_g и в тех случаях, когда известна лишь одна характеристика оптических свойств металла - поглощательная или отражательная способность.

Поглощательная способность достаточно толстого слоя металла

$$A = 1 - R = \frac{4n}{(n+1)^2 + \chi^2} = \frac{2\sqrt{2} \sqrt{\epsilon + \epsilon_1}}{1 + \epsilon + \sqrt{2} \sqrt{\epsilon + \epsilon_1}}. \quad (1)$$

Здесь $n' = n - i\chi$ - комплексный показатель преломле-

ния, $\epsilon' = (\epsilon')^2 = \epsilon_1 - i\epsilon_2$ - комплексная диэлектрическая постоянная, $\epsilon = \sqrt{\epsilon_1^2 + \epsilon_2^2}$. При наличии вклада в ϵ' как от электронов проводимости, так и от электронов, участвующих в брегговских межзонных переходах,

$$\left. \begin{aligned} \epsilon_1 &= 1 + \epsilon_{1e} + \epsilon_{1\epsilon} \\ \epsilon_2 &= \epsilon_{2e} + \epsilon_{2\epsilon} \end{aligned} \right\} \quad (2)$$

Здесь индекс "e" относится к электронам проводимости, индекс "в" к межзонным переходам.

Для достаточно низких частот $\omega \ll \omega_0$ ($\omega_0 = 2|v_0|/\hbar$, \hbar - постоянная Планка), когда можно пренебречь вкладом межзонных переходов в ϵ' , $A \approx 2\sqrt{2} \sqrt{\epsilon_e + \epsilon_{1e}}/\epsilon_e \approx 2\nu/\sqrt{4\pi e^2 N/m}$. Здесь e и m - заряд и масса свободного электрона, N - концентрация электронов проводимости, ν - эффективная частота соударений для электронов проводимости, $\epsilon_e = \sqrt{\epsilon_{1e}^2 + \epsilon_{2e}^2}$. При типичных значениях $N = 4 \cdot 10^{22} \text{ см}^{-3}$, $\nu = 3 \cdot 10^{14} \text{ сек}^{-1}$ получим $A \approx 0,05$.

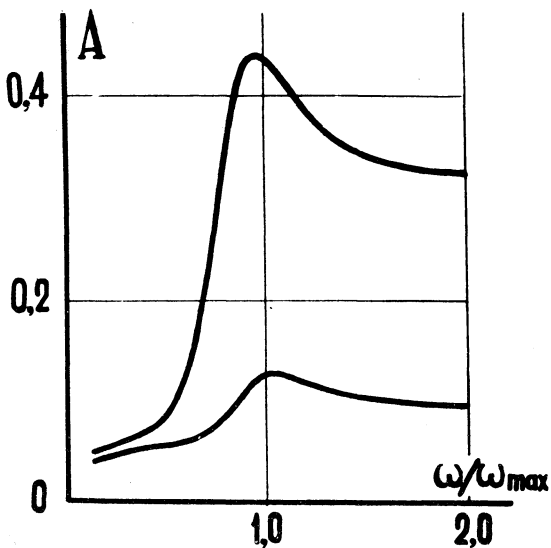
В области частот $\omega \approx \omega_0$, где величина ϵ_{2e} достигает максимума⁵, для достаточно сильной полосы межзонного перехода $A \approx 2\sqrt{2}/\sqrt{\epsilon_{2e}}$. При $\epsilon_{2e} \approx 30$ величина $A \approx 0,5$, т.е. поглощается до 50% энергии света, падающего на металл. При $\omega > \omega_0$ вновь повышается роль электронов проводимости, что приводит к уменьшению A . Таким образом, в области $\omega \sim \omega_0$ появляется максимум на кривой $A(\omega)$, связанный с увеличением вероятности поглощения кванта света.

Используя модель межзонных переходов, развитую в⁵, были рассчитаны зависимости $A(\omega)$ для различных исходных параметров. На рис. 1 показаны примеры зависимостей $A(\omega)$ для условий, близких к условиям в Pb или In при комнатной температуре⁸⁻⁹. Верхняя кривая соответствует "сильной" полосе межзонного перехода (такой переход в указанных металлах происходит вблизи плоскостей {111}). Нижняя

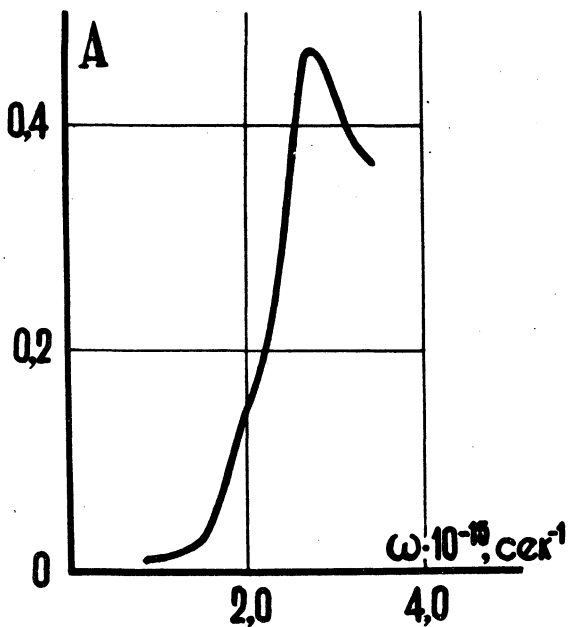
кривая соответствует "слабой" полосе межзонного перехода (типа перехода вблизи плоскостей $\{200\}$ Рь). Видно, что четкий максимум А вблизи $\omega = \omega_0$, наблюдается даже при относительно широких полосах межзонного поглощения, соответствующих вышеуказанным условиям. Пример экспериментальной кривой приведен на рис. 2 (Рь, $T = 4,2^\circ\text{K}$)⁸.

При расчетах А варьировались в широких пределах, отвечающих реальным условиям в металлах и сплавах, параметры электронов проводимости N и ν^7 , а также параметры межзонных переходов, в частности, ω_0 и ν_0 . Здесь ν_0 - частота соударений для электронов, участвующих в межзонных переходах. Найдено, что частота, соответствующая максимуму поглощательной способности, ω_A , практически во всех важных случаях близка к частоте ω_0 , т.е. $|\nu_0| = \hbar\omega_0\alpha/2$, где коэффициент $\alpha \approx 1$ и в указанных случаях не отличается от единицы более, чем на 15-20%. Для узких полос межзонных переходов ($\nu' \sim 0,1 - 0,15$) $\alpha \approx 1,05 - 1,1$ для широких ($\nu' \sim 0,4 - 0,5$) $\alpha \approx 0,8 - 1,0$; здесь $\nu' = \nu_0/\omega_0$. При еще более широких полосах межзонных переходов максимум А расплывается, однако и в этих случаях остается довольно резкий переход от значений А, соответствующих электронам проводимости, до значений А в области межзонных переходов^{*}).

*) При некоторых наборах параметров максимум А оказывается смещенным в длинноволновую область больше, чем указано в тексте. Это обстоятельство связано с тем, что вклад от брегговских межзонных переходов в ϵ , начинает превышать в этой области вклад от электронов проводимости и ϵ становится больше нуля. Нам не известны такие случаи у реальных металлов. Если, однако, такая ситуация осуществляется (например, в ультрафиолетовой области спектра), положение и полуширина максимума А будут определяться в значительной степени величиной того интервала частот, где $\epsilon_r > 0$.



Р и с. 1. Зависимость поглощательной способности A от ω при наличии брегговских межзонных переходов.



Р и с. 2. Экспериментальная зависимость $A(\omega)$ для Rb (гелиевая температура)⁸.

Таким образом, в первом приближении величина фурье-компоненты псевдопотенциала может быть найдена просто по положению максимума на кривой $\Delta(\omega)$.

Как показывают проведенные расчеты, величина ν_0 может быть оценена по форме кривой $\Delta(\omega)$. Она приблизительно равна разности частот, соответствующих максимуму кривой и точке на половине высоты ее левого (низкочастотного) края.

Точность, с которой можно определить ν_0 и ν_1 описанным способом, достаточна для многих целей. В частности, расхождение между значениями ν_0 , полученными различными экспериментальными методами⁶, во многих случаях существенно превосходит неопределенность указанного метода.

Описанным способом были определены следующие значения ν_0 для достаточно хорошо выделенных полос поглощательной способности:

Металл	Индекс брегговской плоскости	Т°К	ν_0 , эВ		Ссылка
			По А	по δ_0	
РЬ	{111}	4,2	0,94	0,97	8
- " -	- " -	293	1,0	0,96	8
АЛ	{200}	295	0,73	0,70	10
НЬ	{110}	4,2	1,0	1,02	11

Следует отметить возможность определения величин ν_0 и ν_1 по пропусканию металлических пленок. Величина пропускания T металлической пленки толщиной d в пренебрежении многократными отражениями

$$T = \left[\frac{4n}{(n+1)^2 + Z^2} \right]^2 e^{-\alpha d}, \quad (3)$$

и так же отражает особенности, связанные с наличием межзонных переходов. Здесь $k = g\omega/c$, c — скорость света.

В заключение выражаем благодарность Г. П. Мотулевич за обсуждение настоящей работы.

Поступила в редакцию

25 марта 1970 г.

Л и т е р а т у р а

1. Головашкин А. И., Левченко И. С., Мотулевич Г. П., Шубин А. А. ЖЭТФ 51, 1622 (1966); Препринт ФИАН, 1966 г.
2. Harrison W. A., Phys. Rev., 147, 467 (1966).
3. Головашкин А. И., Копелиович А. И., Мотулевич Г. П., Письма ЖЭТФ, 6, 651 (1967); ЖЭТФ 53, 2053 (1967); Препринт ФИАН № 88, 1967 г.
4. Jones D., Lettington A. H., Proc. Phys. Soc. 92, 948 (1967).
5. Головашкин А. И., Мотулевич Г. П. ЖЭТФ, 57, 1058 (1969); Препринт ФИАН № 76, 1969.
6. Головашкин А. И., Мотулевич Г. П. Сборник "Краткие сообщения по физике" № 2, 69 (1970).
7. Мотулевич Г. П., УФН 97, 211 (1969).
8. Голсвашкин А. И., Мотулевич Г. П. ЖЭТФ 53, 1526 (1967), Препринт ФИАН № 113, 1967.
9. Головашкин А. И., Левченко И. С., Мотулевич Г. П., Шубин А. А., ЖЭТФ 51, 1622 (1966); Препринт ФИАН, 1966 г.
10. Шкляревский И. Н., Яровая Р. Г., Оптика и спектроскопия 16, 85 (1964).
11. Головашкин А. И., Лексина И. Е., Мотулевич Г. П., Шубин А. А. ЖЭТФ 56, 51 (1969). Препринт ФИАН № 181, 1968.