

Совершенно аналогично нули обратной диэлектрической функции $\epsilon^{-1}(\omega)$, защищенной [9] через силы продольных осцилляторов S_{jl} и парциальные моды ω_{jl} , позволяют определить частоты установившихся поперечных колебаний Ω_{jl}

$$\epsilon_{\infty}^{-1} - \sum_{j=1}^2 \frac{S_{jl}\omega_{jl}^2}{\omega_{jl}^2 - \omega^2} = 0,$$

где

$$\sum S_{jl} = \epsilon_{\infty}^{-1} - \epsilon_0^{-1},$$

а ϵ_0 — статическая диэлектрическая постоянная.

Полученная картина (рис. 2), качественно легко обрабатываемая для произвольного числа парциальных мод, отражает результат взаимодействия исходных колебаний и свидетельствует о невозможности возбуждения «вставных» осцилляторов с $\Omega_{jl} \leq \omega_{jl}$. Последнее обстоятельство особенно важно иметь в виду при анализе колебательных спектров смешанных кристаллов, часто имеющих весьма разветвленную тонкую структуру [10, 11].

Таким образом, факторизованная диэлектрическая функция имеет столь же ясный физический смысл, как и аддитивная, однако обладает перед последней тем существенным преимуществом, что при дисперсионном анализе сложных спектров отражения диэлектриков позволяет непосредственно определять результирующие параметры не только поперечных, но и продольных мод, а также в какой-то мере учесть зависимость затухания от частоты.

Литература

- [1] Т. Kurosawa. Phys. Soc. Japan, 16, 1298, 1961.
- [2] D. W. Berreman, F. C. Uterwald. Phys. Rev., 174, 791, 1968.
- [3] А. А. Кухарский. ФТТ, 14, 1744, 1972.
- [4] А. А. Kukharskii. Sol. St. Commun., 13, 1761, 1973.
- [5] L. Merten, G. Lamprecht. Phys. St. Sol., 39, 573, 1970.
- [6] F. Gervais, B. Piriou. Phys. C: Sol. St. Phys., 7, 2374, 1974.
- [7] F. Gervais, B. Piriou. Phys. Rev. B., 10, 1642, 1974.
- [8] F. Gervais, B. Piriou. Phys. Rev. B., 11, 3944, 1975.
- [9] Д. Пайнс. Элементарные возбуждения в твердых телах. «Мир», М., 1965.
- [10] Н. М. Гасанлы, В. К. Субашиев, А. А. Кухарский, В. М. Евдокимов. ФТТ, 13, 68, 1971.
- [11] L. Genzel, T. Martin, C. Perry. Phys. St. Sol. (b), 62, 83, 1974.

Поступило в Редакцию 23 июля 1975 г.

УДК 669.245 : 535.34

МЕЖЗОННОЕ ПОГЛОЩЕНИЕ СПЛАВОВ Ni—Cr

Н. Я. Горбань и В. С. Стащук

Изучение межзонного поглощения позволяет получать сведения об электронной структуре металлов и сплавов. Однако интерпретация оптических спектров оказывается неоднозначной, так как число особенностей Ван Хофа, связанных с максимумами межзонной плотности состояний [1], значительно превосходит количество максимумов на экспериментально получаемых спектрах. При решении вопроса о природе оптического спектра металла существенную роль могут оказать сведения об оптических свойствах сплавов изучаемого металла с малыми добавками других химических элементов.

В настоящей статье сделана попытка при определении природы полос на дисперсионной кривой световой проводимости никеля воспользоваться сведениями о спектрах поглощения сплавов Ni—Cr с содержанием 2, 5, 8, 15 и 32.5 ат.% Cr.

Оптические постоянные n (показатель преломления) и k (показатель поглощения) приведенного выше набора сплавов измерены при комнатной температуре и частично опубликованы [2, 3]. Воспользовавшись этими данными, легко для области спектра 0.25–17 мкм получить дисперсионные зависимости световой проводимости $\sigma_{\text{вкл.}} = nkv$ (v — частота света), показанные на рис. 1. Эти кривые представляют суммарное поглощение, обусловленное как межзонными, так и внутризонными процессами. Для определения вклада чисто межзонного поглощения необходимо из световой проводимости $\sigma_{\text{вкл.}}(\omega)$ исключить вклад, обусловленный внутризонным поглощением.

Если принять, что в процессах проводимости для рассматриваемых сплавов принимают участие два сорта носителей, то величина межзонной световой проводимости $\bar{\sigma}(\omega)$ может быть определена из соотношения

$$\bar{\sigma}(\omega) = \sigma_{\text{экср.}}(\omega) - \frac{\Omega_s^2 \gamma_s}{4\pi(\omega^2 + \gamma_s^2)} - \frac{\Omega_d^2 \gamma_d}{4\pi(\omega^2 + \gamma_d^2)},$$

где Ω_s , Ω_d и γ_s , γ_d — плазменные частоты и частоты соударений соответственно для $4s$ - и $3d$ -электронов проводимости, вычисленные нами ранее [2] на основании результатов исследований оптических свойств сплавов в области спектра от 6 до 17 мкм.

Дисперсионные кривые межзонной световой проводимости сплавов Ni—Cr, выделенной таким путем, приведены на рис. 2, где масштаб справа относится к сплаву Ni—2 ат.% Cr, а слева — к сплаву Ni—32.5 ат.% Cr. Чтобы кривые не налагались одна на другую, каждая последующая кривая относительно предыдущей смещена вниз на $3 \cdot 10^{-14}$ и $9 \cdot 10^{-14}$ с⁻¹ для спектральных интервалов соответственно 1—5 и 0.07—

1.0 эВ. Легко видеть, что по сравнению с дисперсионными кривыми световой проводимости σ (рис. 1) формы кривых межзонной проводимости $\bar{\sigma}$ сплавов мало изменились в ультрафиолетовой и видимой областях спектра, но испытали существенное изменение в инфракрасной области спектра. Так, низкоэнергетический максимум чистого никеля при 1.45 эВ после устранения фона Друде изменил свою форму и положение в энергетической шкале. Из рис. 2 видно, что этот максимум практически не смещается в шкале энергий при добавке Cr и расположен при 1.45—1.48 эВ, в то же время из рис. 1 видно, что при добавке Cr этот максимум на кривых $\bar{\sigma}(\hbar\omega)$ смещается в шкале энергий в пределах 1.35—1.50 эВ. Таким образом, для более достоверного определения собственных частот в длинноволновой области спектра необходимо исключить поглощение свободными носителями. Следует также отметить, что значение $\bar{\sigma}$ в максимуме монотонно уменьшается лишь при добавке 5 и 8% Cr, а при дальнейшем увеличении концентрации примеси величина этого максимума практически не меняется. Таким образом, в сплавах Ni—Cr величина низкоэнергетического максимума (вблизи 1.45 эВ) уменьшается с увеличением концентрации Cr.

В интервале низких энергий (0.07—1.0 эВ) в результате исключения внутризонного поглощения произошли еще более существенные изменения. В этой области спектра для Ni характерно наличие по крайней мере двух полос поглощения с максимумами при 0.8 и 0.4 эВ [4]. Первый из указанных максимумов проявляется в сплаве Ni—2% Cr, зато во всех остальных сплавах он практически отсутствует. Низкоэнергетический максимум тоже исчезает при добавке Cr, зато вместо него появляется новая полоса поглощения. Не исключено, что при малых концентрациях хрома низкоэнергетическая полоса является сложной и состоит из двух полос поглощения, одна из которых генетически связана с матрицей, а вторая — с примесью. Следует отметить, что с увеличением концентрации Cr в сплавах этот максимум смещается в шкале энергий. Так, в сплавах Ni—Cr с содержанием 2, 5, 8% Cr этот максимум расположен соответственно при 0.3, 0.23 и 0.17 эВ, а при дальнейшем увеличении концентрации Cr он смещается в коротковолновую область спектра (в сплаве Ni—15% Cr он расположен при 0.3 эВ). Величина указанного максимума монотонно растет с увеличением концентрации Cr. В сплаве Ni—32.5% Cr этот максимум проявляется лишь в виде небольшого перегиба на кривой $\bar{\sigma}(\hbar\omega)$, так как в этой области спектра очень большое поглощение свободными носителями.

Как известно [4—7], низкоэнергетические аномалии в оптическом спектре никеля связаны с прямыми переходами вблизи точки L зоны Бриллюэна, в частности, аномалии при 0.4 и 0.8 эВ отождествляются соответственно с переходами $L_2' \downarrow \rightarrow L_{32} \downarrow$ и $\lambda_1 \downarrow \rightarrow E_F$ [4]. Поведение низкоэнергетических особенностей в оптическом спектре Ni при добавке Cr подтверждает приведенную интерпретацию этих собственных частот. Тот факт, что аномалия вблизи 0.8 эВ значительно уменьшается по интенсивности при добавке 2 и 5% Cr и полностью отсутствует в остальных сплавах Ni—Cr, связан с понижением уровня Ферми, что находится в соответствии с [3]. Понижение уровня Ферми должно проявиться в уменьшении интенсивности переходов $\lambda_1 \downarrow \rightarrow E_F$, что и наблюдается экспериментально. В сплавах Ni—Cr эта аномалия исчезает при меньших концентрациях примеси (~5%), чем в сплавах Ni—Fe (~10%) [4], что связано с более быстрым понижением уровня Ферми в первом случае, так как электронная концентрация Cr меньше ($n=6$), чем железа ($n=8$). Причем электронная концентрация, соответствующая отсутствию этой аномалии в сплавах Ni—Cr и Ni—Fe, почти одна и та же (соответственно 9.68 и 9.60). В то же время низкоэнергетический максимум при 0.4 эВ в сплавах Ni—Cr должен сохраняться, так как понижение уровня Ферми в небольших пределах не должно сказываться на интенсивности переходов $L_2' \downarrow \rightarrow L_{32} \downarrow$ вплоть до $L_2' \downarrow$. Однако этот уровень в сплавах Ni—Cr понижается только при малых концентрациях Cr [3], в результате чего состояние типа $L_2' \downarrow$ в этих сплавах полностью заполняется. Таким образом, в сплавах Ni—Cr низкоэнергетическая особенность должна сохраняться, не смещаясь в шкале энергий. По-видимому, это наблюдается в действительности, хотя с уверенностью это нельзя утверждать, так как в этой области спектра появляется новая полоса поглощения, генетически связанная с примесью, интенсивность которой растет с увеличением концентрации Cr.

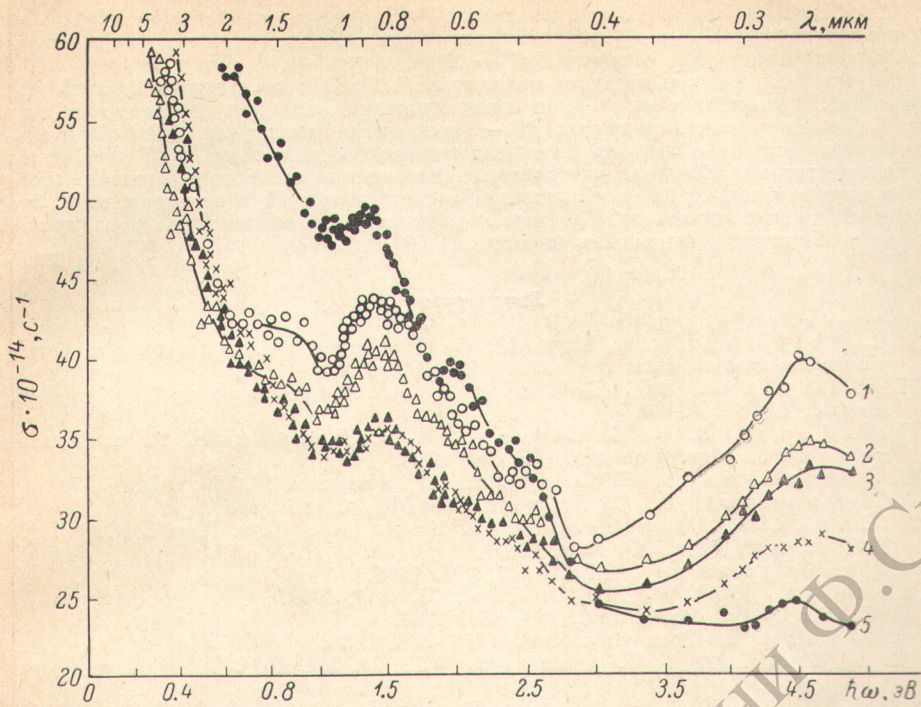


Рис. 1. Кривые дисперсии высокочастотной проводимости $\sigma(\hbar\omega)$ сплавов Ni—Cr с содержанием 2 (1), 5 (2), 8 (3), 15 (4) и 32,5% Cr (5).

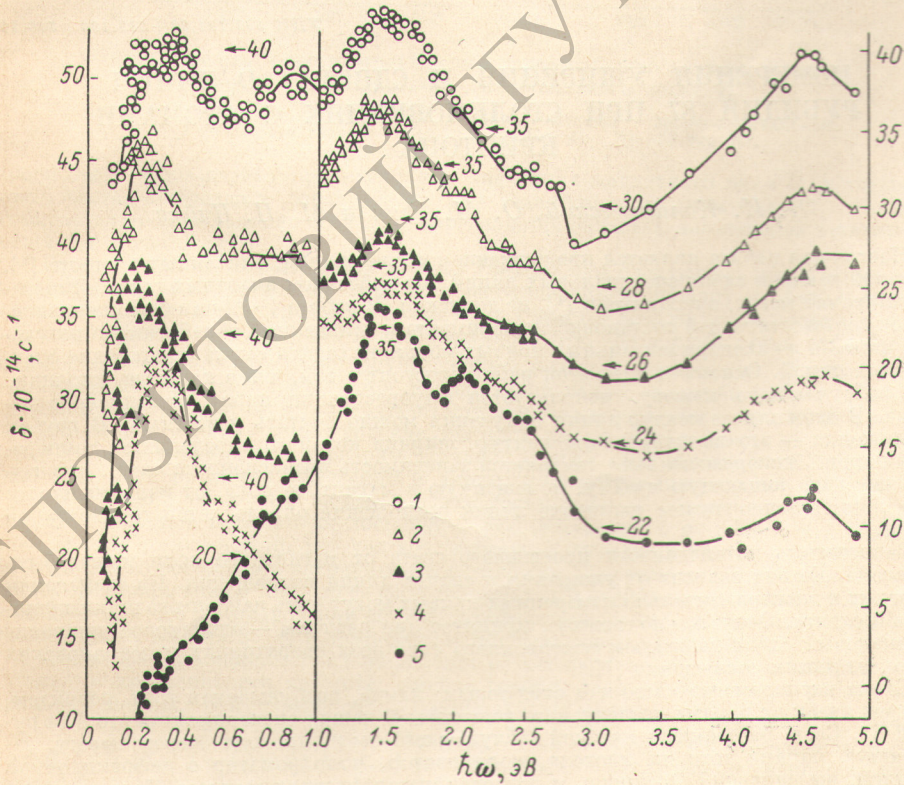


Рис. 2. Дисперсионные зависимости межзонной проводимости $\bar{\sigma}(\hbar\omega)$ сплавов Ni—Cr с содержанием 2 (1), 5 (2), 8 (3), 15 (4) и 32,5% Cr (5).

Остальные особенности межзонного поглощения связаны с переходами вблизи точек X и W зоны Бриллюэна. В соответствии с [3-7] считаем, что максимум при 1.45 эВ связан с переходами $W_1\downarrow \rightarrow W_1'\downarrow$ вблизи точки W зоны Бриллюэна, а особенности в видимой области спектра с переходами $X_2\downarrow \rightarrow X_4'\downarrow$.

Природа высокоэнергетического максимума (4.7 эВ) к настоящему времени еще не выяснена. В одних случаях [3, 8] он отождествляется с прямыми переходами вблизи точки L зоны Бриллюэна, а в других [9] — с непрямыми переходами. Для окончательного решения вопроса о природе высокоэнергетического максимума в Ni имеющихся данных недостаточно. Все же можно указать еще на один вариант отождествления этого максимума с переходами из «глубоких» хаббардовских зон [10] в незаполненные. Это поглощение должно происходить в более коротковолновой области, чем поглощение, вызванное обычными межзонными переходами [11].

Литература

- [1] J. C. Phillips. Sol. St. Phys., 18, 55, 1966 (перевод Д. Филлипс. Оптические спектры твердых тел. «Мир», М., 1968).
- [2] Н. Я. Горбань, В. С. Стащук, А. А. Шишловский. Ж. прикл. спектр., 20, 881, 1974.
- [3] Н. Я. Горбань, В. С. Стащук, П. В. Петренко, А. А. Шишловский. Опт. и спектр., 35, 687, 1973.
- [4] Н. Я. Горбань, В. С. Стащук. Опт. и спектр., 37, 357, 1974.
- [5] Г. С. Криничик, В. С. Гущин. ЖЭТФ, 56, 1833, 1969.
- [6] J. Hanus, J. Feinleib, W. J. Scouler. Phys. Rev. Lett., 19, 16, 1967; J. Appl. Phys., 39, 1272, 1968.
- [7] М. М. Кириллова. ЖЭТФ, 61, 336, 1971.
- [8] M. Shiga, G. P. Pells. J. Phys., C2, 1847, 1969.
- [9] W. E. Spicer. Phys. Rev., 154, 385, 1967.
- [10] J. Hubbard. Proc. Roy. Soc., A276, 238, 1963.
- [11] К. А. Кикоин, В. Н. Флеров. ФТР, 16, 362, 1974.

Поступило в Редакцию 23 июля 1975 г.

УДК 539.184.22+539.186 : 546.35

ИЗМЕРЕНИЯ УШИРЕНИЯ И СДВИГА D_1 -ЛИНИИ РУБИДИЯ 87 ПРИ СТОЛКНОВЕНИЯХ С АТОМАМИ КРИПТОНА

Н. И. Калитеевский, О. М. Риш и М. П. Чайка

Настоящая работа является продолжением исследований, описанных в работе [1], в которой измерен сдвиг спектральных линий под действием инертных газов. Измерения уширений метод, описанный в [1], не допускал. В работе [2, 4] нам было показано, что при соответствующей постановке эксперимента и дальнейшей обработке его результатов на ЭВМ из экспериментальных кривых можно находить также и уширение спектральных линий. Основная идея этой работы состоит в том, что в качестве источника света, облучающего кювету, используется флуоресценция паров исследуемого вещества. В этом случае контур линии облучения можно считать известным. В грубом приближении — это доплеровский контур, ширина которого определяется температурой паров. Экспериментально измеряется зависимость интенсивности света, прошедшего через поглощающую ячейку, помещенную в магнитное поле, от напряженности этого поля. Доплеровское уширение линии поглощения определяется температурой ячейки.

Зависимость интенсивности прошедшего света от магнитного поля может быть вычислена. Ее вид зависит от уширения и сдвига линии поглощения. Из совпадения расчетных и экспериментально измеренных кривых могут быть найдены величины уширения и сдвига. Основное положение, принятое при расчете, — одинаковое уширение и одинаковый сдвиг давлением постороннего газа всех сверхтонких и зеемановских компонент линии поглощения [3].

Схема эксперимента состоит в следующем: лампа, возбуждаемая в. ч. разрядом, облучает ячейку с парами исследуемого вещества. В наших экспериментах это был рубидий 87. Свет, рассеянный ячейкой (облучающий свет), проходит через кювету, заполненную парами того же изотопа, поляризатор, монохроматор с дифракционной решеткой, выделяющий D_1 -линию, и регистрируется фотоприемником. Поглощающая кювета, соединенная с вакуумной установкой (позволяющей варьировать давление буферного газа), помещена в магнитное поле, напряженность которого изменялась