

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК 535 : 539.238 + 535.32

ДИСПЕРСИЯ ПОКАЗАТЕЛЯ ПРЕЛОМЛЕНИЯ
ТОНКИХ ПЛЕНОК ДИИОДИДА ОЛОВА
В ОБЛАСТИ ПРОЗРАЧНОСТИ

М. Т. Костышин, В. С. Костко и И. З. Индутный

В последнее время значительно возрос интерес к исследованию галогенидов тяжелых металлов [1-5]. Этот интерес обусловлен в первую очередь их светочувствительностью и открывающимися возможностями использования галогенидов тяжелых металлов в качестве регистрирующих сред, а также возможностями применения их в электронной технике, оптотехнике и др.

Наименее изученным из этих соединений является диiodид олова, тонкие пленки которого обладают светочувствительностью [6]. Оптические свойства как монокристаллов, так и пленок SnJ_2 практически не исследовались, в литературе отсутствуют данные об оптических постоянных диiodида олова.

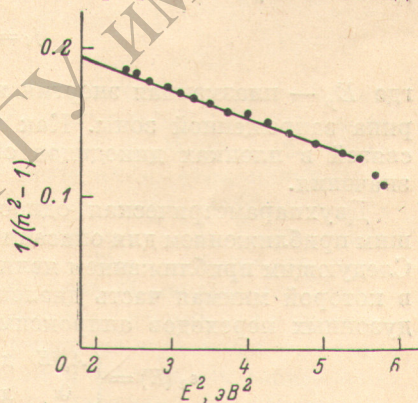
В настоящей работе изложены результаты измерений дисперсии показателя преломления n тонких пленок SnJ_2 , и полученные данные сопоставлены с измерениями на пленках весьма хорошо изученного двуiodистого свинца. Показатель преломления измерялся в области 1.5–2.4 эВ интерференционным методом [7] при комнатной температуре. Исследуемые пленки получались путем термического осаждения на стеклянные подложки испаренного в вакууме ($\sim 5 \times 10^{-5}$ мм рт. ст.) двуiodистого олова.

В работе использовались клинообразные пленки, толщины которых изменялись линейно от 43 до 260 нм.

На рисунке представлена зависимость $1/(n^2-1)$ исследуемых пленок SnJ_2 от E^2 , где E — энергия падающих квантов. В области прозрачности, кроме участка вблизи края собственного поглощения, экспериментальные точки хорошо укладываются на прямую линию. Это свидетельствует о том, что действительная часть диэлектрической постоянной $\epsilon_1 = n^2$ в этой области с достаточной степенью точности описывается одноосцилляторной моделью

$$\epsilon_1(E) - 1 = \frac{4\pi\hbar^2 N_0 e^2}{m} \frac{f_m}{E_0^2 - E^2} = \frac{E_0 E_d}{E_0^2 - E^2}, \quad (1)$$

где N_0 — концентрация осцилляторов (в нашем случае — молекул в единице объема), f_m — сила осциллятора междузонных переходов, e и m — заряд и масса электрона. Такой зависимости $\epsilon_1(E)$ соответствует $\Delta = \text{об-}$

Зависимость $1/(n^2-1)$ от E^2 для SnJ_2 .

Вещество	$\epsilon_1(0)$	E_0 , эВ	E_d , эВ	f_m
Sn J ₂	5.41 ± 0.3	3.57 ± 0.2	15.7 ± 2	4.78 ± 0.2
Pb J ₂	6.08 ± 0.3	4.45 ± 0.2	27.6 ± 2	11.1 ± 0.6

Продолжение

f_i	b	E_a , эВ	A_a , эВ
0.46 ± 0.02	10.5 ± 2	2.17 ± 0.1	16.62 ± 1.5
0.44 ± 0.02	3.58 ± 1	2.99 ± 0.1	40.52 ± 1.5

разная полоса мнимой части диэлектрической постоянной $\epsilon_2(E)$ с центром E_0 и силой осциллятора f_m . Параметр E_d предложен Вемпле и Доменико [8] и играет весьма важную роль в их дисперсионной теории твердых тел. Экстраполируя зависимость $1/(n^2-1)$ от E^2 к нулю можно опеределить $\epsilon_1(0)$ — низкочастотную электронную диэлектрическую постоянную, важный параметр, связанный со степенью ионности химических связей в полупроводнике. Из этой же зависимости можно определить E_0 и E_d , а также силу осциллятора f_m междузонных переходов. Их значения, а также данные, полученные нами на пленках PbJ₂ при той же температуре, приведены в таблице. Полученные параметры дисперсионной зависимости использовались для оценки ионности исследуемых галогенидов по определению Туббса [9]

$$f_i = \frac{E_g}{E_p} = \sqrt{\frac{E_0}{E_d}}, \quad (2)$$

где E_p — плазменная энергия валентных электронов, E_g — средняя ширина запрещенной зоны. Как видно из таблицы, ионность химических связей в пленках диодидов свинца и олова имеет весьма близкие значения.

Двухпараметрическая одноосцилляторная модель является простейшим приближением для описания дисперсии $\epsilon_1(E)$ в области прозрачности. Следующим приближением является модель постоянной проводимости [8], в которой мнимая часть диэлектрической проницаемости в области междузонных переходов аппроксимируется следующей зависимостью:

$$\epsilon_2(E) = \begin{cases} A_a/E & \text{для } E_a < E < bE_a, \\ 0 & \text{для всех других значений } E, \end{cases} \quad (3)$$

Здесь E_a — среднее значение ширины запрещенной зоны, b — постоянная, $A_a = 4\pi\hbar\sigma$, σ — проводимость на оптических частотах, которая полагается постоянной. Выражение для ϵ_1 , полученное из (3) с помощью соотношений Крамерса—Кронига, хорошо описывает экспериментальные зависимости $\epsilon_1(E)$ в области прозрачности. Вдали от края поглощения модель постоянной проводимости совпадает с одноосцилляторной, причем параметры обеих моделей связаны между собой. Используя параметры E_0 и E_d , а также плазменную энергию валентных электронов E_p , можно определить параметры модели постоянной проводимости

$$b = \frac{3a-1}{2} + \sqrt{\left(\frac{3a-1}{2}\right)^2 - 1}; \quad E_a = E_0 \frac{\sqrt{b^2+b+1}}{\sqrt{3}b}; \quad A_a = E_d \frac{\pi\sqrt{b^2+b+1}}{\sqrt{12}(b-1)}, \quad (4)$$

где

$$a = E_p^2/E_0E_g.$$

В таблице приведены численные значения этих параметров, полученных с помощью соотношения (4).

Таким образом, измерения дисперсии показателя преломления n в области прозрачности позволили получить информацию о степени ионности химических связей в пленках SnJ_2 , а также определить интегральные характеристики междузонной полосы поглощения.

Литература

- [1] M. R. Tubbs, A. J. Forty. J. Phys. Chem. Sol., 26, 711, 1965.
- [2] M. R. Tubbs. Phys. Stat. Sol. (b), 49, 11, 1972.
- [3] И. З. Индутный. Автореф. канд. дисс., Киев, 1979.
- [4] Л. А. Агеев, В. К. Милославский, И. Н. Шкляревский. Опт. и спектр., 31, 1034, 1971.
- [5] R. J. Dawood, A. J. Forty, M. R. Tubbs. J. Proc. Roy. Soc., 284, 272, 1965.
- [6] В. М. Косарев, В. С. Костко, Н. Н. Карпук. Ж. прикл. спектр., 29, 754, 1978.
- [7] М. Т. Костышин. Вестн. КГУ, 2, 17, 1959.
- [8] S. H. Wemple, M. Di Domenico. Phys. Rev. B, 3, 1338, 1971.
- [9] M. R. Tubbs. Phys. Stat. Sol. (b), 41, 61, 1970.

Поступило в Редакцию 1 апреля 1980 г.

УДК 539.184.01

РАСЧЕТ ПОПРАВОК К g -ФАКТОРАМ АТОМОВ ЩЕЛОЧНЫХ МЕТАЛЛОВ

Г. В. Аникин и И. Л. Жогин

Экспериментальные данные об отклонении g -факторов атомов с одним внешним s -электроном от g -фактора свободного электрона до последнего времени не имели полного теоретического объяснения. Уже давно было известно, что релятивистские поправки приводят к такому отклонению [1-3]. Однако для тяжелых атомов результаты соответствующих численных расчетов расходились с экспериментальными данными [4, 5]. Было отмечено также значение, особенно для тяжелых атомов, многочастичных эффектов [3, 6, 7]. Однако конкретный многочастичный механизм явления был указан лишь в работе [8]: поправки к g -фактору возникают в третьем порядке теории возмущений — в первом порядке по кулоновскому смешиванию конфигураций и во втором — по спин-орбитальному взаимодействию. Расчет поправки к g -фактору для цезия, проведенный в работе [8], удовлетворительно согласуется с экспериментом [4, 5].

Мы провели аналогичные расчеты поправок к g -факторам валентного электрона в литии, натрии, калии и рубидии. Вклад в δg от смешивания конфигураций равен (n_0S -основное состояние внешнего электрона) [8]

$$\delta g_{\text{см.}} = -\frac{8}{3} \sum_{nn'l\tilde{j}} \frac{l(l+1)}{2l+1} \frac{G^l(n_0s, nlj; n_0s, n'l\tilde{j})}{E_{nlj} - E_{n'l\tilde{j}}} \alpha(nlj; n'l\tilde{j}), \quad (1)$$

где G^l — обменный кулоновский интеграл, $\tilde{j} = 2l - j$, $\alpha(nlj; n'l\tilde{j})$ — интеграл перекрытия соответствующих радиальных волновых функций, $|nlj\rangle$ — состояния электронов заполненных оболочек, $|n'l\tilde{j}\rangle$ — состояния, лежащие выше $|n_0s^{1/2}\rangle$. Суммирование по n' ведется как по дискретному, так и по непрерывному спектру, вклад которого составляет 30÷40%. Для расчета вклада релятивистских поправок использовалась формула из работы [7]

$$\delta g_{\text{рел.}} = -\frac{2}{3} \left\langle \frac{p^2}{m^2c^2} + \frac{1}{mc^2} \frac{d}{dr} (rU) \right\rangle, \quad (2)$$