

лице. Увеличение заряда в сфере аниона обусловлено эффектом понижения потенциала на анионе, которое и вызывает дополнительное затягивание заряда в сферу кислорода или фтора. Сравнивая результаты для LiF и MgO, необходимо отметить, что распределение электронного заряда в оксиде магния в большей степени соответствует модели слабого связывания десятого электрона кислородным потенциалом и его значительной делокализации [6, 7]. К сожалению, мы не можем сопоставить наши результаты с другими теоретическими данными, поскольку нам не известны ФЛП-расчеты MgO с учетом СВК. Вместе с тем наши расчеты зонной структуры LiF хорошо согласуются с результатами [9], полученными с помощью строгой процедуры учета СВК.

Таким образом, даже простая процедура СВК приводит к значительному улучшению в описании диэлектрической щели в широкозонных диэлектриках LiF и MgO. При этом форма спектра и распределения электронной плотности практически не отличаются от полученных ранее в рамках стандартного ФЛП. Тенденция большей делокализации $2p$ -электронов из сферы аниона в оксиде по сравнению с фторидом, установленная ранее в ФЛП-расчетах [6, 7], имеет место и при учете СВК.

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Perdew J. P., Levy M. // Phys. Rev. Lett. 1983. V. 51. N 20. P. 1884—1887.
- [2] Sham L. J., Schlüter M. // Phys. Rev. Lett. 1983. V. 51. N 20. P. 1888—1891.
- [3] Perdew J. P., Norman M. R. // Phys. Rev. 1982. V. B26. N 10. P. 5445—5450.
- [4] Liberman D. A. // Phys. Rev. 1970. V. B2. N 2. P. 244—248.
- [5] Andersen O.-K. // Phys. Rev. 1975. V. B12. P. 3060—3083.
- [6] Лобач В. А., Кулябин В. Е., Жуков В. П. и др. // ФТТ. 1988. Т. 30. № 7. С. 2238—2240.
- [7] Кулябин В. Е., Лобач В. А. // ФТТ. 1989. Т. 31. № 5. С. 315—317.
- [8] Heaton R. A., Lin C. C. // J. Phys. C: Sol. St. Phys. 1984. V. 17. P. 1853—1866.
- [9] Erwin S. C., Lin C. C. // J. Phys. C: Sol. St. Phys. 1988. V. 20. N 23. P. 4285—4311.

Уральский политехнический институт
им. С. М. Кирова
Свердловск

Поступило в Редакцию
4 июля 1989 г.
В окончательной редакции
2 октября 1989 г.

ВЛИЯНИЕ ПОЛЯРИЗАЦИИ ФОТОНОВ НА ИХ ОДНОМЕРНУЮ ЛОКАЛИЗАЦИЮ В НЕУПОРЯДОЧЕННОМ ДИЭЛЕКТРИКЕ

В. А. Кособукин

В статье [1] исследована задача об одномерной андерсоновской локализации s -поляризованных электромагнитных волн с учетом резонансного пропускания света рассеивателями, приводящего к делокализации возбуждений. В данной работе обсуждаются результаты, полученные при обобщении теории [1] на волны с p -поляризацией; среди них — зависящий от поляризации эффект делокализации волн, падающих на плоские рассеиватели под углом Брюстера [2].

Как и в работе [1], неупорядоченная среда моделируется одинаковыми параллельными друг другу диэлектрическими пластинами толщиной $2a$, заключенными в областях $z_j - a < z < z_j + a$ в направлении оси z , где z_j — случайная координата j -й пластины. Диэлектрическая проницаемость пластин ϵ_2 , окружающей среды — ϵ_1 . Рассматриваются волны вида $F(\mathbf{r}, \omega) = \vec{F}_z(z) \exp(ixx) e_y$; под F понимается вектор напряженности

электрического поля для s -поляризованной волны и вектор магнитной индукции для p -поляризованной. Эти векторы имеют единственную ненулевую компоненту, если волновой вектор \mathbf{x} , сохраняющийся в процессах многократного упругого рассеяния света, направлен по оси x , т. е. $\mathbf{x} = \sqrt{\varepsilon_1} (\omega/c) \sin \varphi \mathbf{e}_x$. Здесь \mathbf{e}_x — орт x -й декартовой осп, ω — частота, c — скорость света в вакууме, φ — угол падения.

Для описания одномерной локализации использовался самосогласованный диаграммный метод [1, 3, 4]. Уравнения для функций Грина (фотонных пропагаторов), соответствующих величинам $F_\mu(z)$, одинаковы для обеих поляризаций. Различие граничных условий для функций $F_\mu(z)$ на поверхностях пластин $z = z_j \pm a$ учитывается в окончательных формулах коэффициентом отражения света r_μ (пропускания t_μ), относящимся к отдельной пластине; здесь μ — индекс поляризации, т. е. s или p . Повторение выкладок работы [1], формально одинаковых для обеих поляризаций, дает трансцендентное уравнение

$$n\lambda_\mu \arctg \left(2n\lambda_\mu \frac{|r_\mu|^2}{\cos \varphi} \right) - \frac{\pi}{4} \frac{1}{1 - \operatorname{Re} t_\mu} = 0. \quad (1)$$

которое определяет длину экспоненциальной локализации λ_μ волны с поляризацией μ . По форме (1) совпадает с уравнением (38) из работы [1]. Оно выражается через плотность пластин $n = \mathcal{N}/\mathcal{L}$, где \mathcal{N} — число пластин на длине образца \mathcal{L} ($\rightarrow \infty$), а также через коэффициенты отражения

$$r_\mu = \frac{i}{2} t_\mu \frac{X_\mu^2 - 1}{X_\mu} \sin N\eta \quad (2)$$

и пропускания

$$t_\mu = \frac{2i X_\mu \exp(-i\eta)}{(X_\mu + 1)^2 \sin N\eta + 2i X_\mu \cos N\eta} \quad (3)$$

света отдельной пластиной. В формулах (2) и (3)

$$N = \sqrt{\nu^2 - \sin^2 \varphi} / \cos \varphi, \quad \nu^2 = \varepsilon_2 / \varepsilon_1, \quad X_s = N, \quad X_p = \nu^2 / N, \quad (4)$$

$$\eta = \eta_0 \cos \varphi = 2a \sqrt{\varepsilon_1} (\omega/c) \cos \varphi. \quad (5)$$

Уравнение (1) имеет конечные решения λ_μ при $|r_\mu| \neq 0$, а при $|r_\mu| \rightarrow 0$ длина локализации

$$\lambda_\mu \simeq \frac{1}{n|r_\mu|} \left(\frac{\pi}{8} \frac{\cos \varphi}{1 - \operatorname{Re} t_\mu} \right)^{1/2} \quad (6)$$

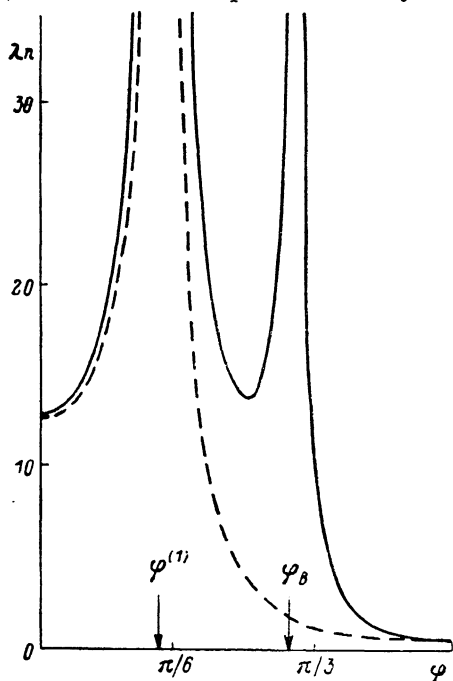
неограниченно возрастает. Последней ситуации, согласно (2), соответствуют условия

$$\sin N\eta = 0 \quad \text{или} \quad X_\mu^2 = 1. \quad (7a), (7b)$$

Уравнение (7a) не зависит от поляризации. Это означает, что возбуждения с p -поляризацией, как и с s [1], делокализованы при значениях параметра η из (5), равных $\eta^{(k)} = \pi k / N$, где $k = 0, 1, \dots$. Если при этом $\operatorname{Re} t_\mu \neq 1$ ($t_\mu = \exp [ik\pi (N-1)/N]$, согласно (3)), то λ_μ расходится как $|\eta - \eta^{(k)}|^{-1}$ (резонанс типа I) или как $|\omega - \omega^{(k)}|^{-1}$ при $\omega \rightarrow \omega^{(k)} = c\eta^{(k)} / (2\sqrt{\varepsilon_1} a \cos \varphi)$. Если же $\operatorname{Re} t_\mu \rightarrow 1$, т. е. при $\eta \rightarrow \tilde{\eta}^{(k)} = 2\pi k / (N-1)$, то $\lambda_\mu \sim |\eta - \tilde{\eta}^{(k)}|^{-2}$ (резонанс типа II). Резонансам обоих типов соответствует полное пропускание света пластинами ($|t_\mu| \rightarrow 1$), причем в случае резонанса типа II волна проходит без набега фазы. В связи с рассмотрением поляризационных эффектов, существенных при наклонном падении ($\varphi \neq 0$), укажем, что резонансы $\eta^{(k)}$ должны проявляться при углах падения $\varphi^{(k)}$, удовлетворяющих условию $\sin \varphi^{(k)} = \sqrt{\nu^2 - (\pi k / \eta_0)^2}$ или при $k\pi / \nu \leq \eta_0 \leq k\pi / \sqrt{\nu^2 - 1}$. Резонанс типа II в точке $\eta^{(0)} = 0$ ($k=0$) с $\lambda_\mu \sim \sim \eta^{-2} \sim \omega^{-2}$ при $\nu > 1$ в зависимостях λ_μ от φ отсутствует. Резонанс

$\varphi^{(1)}$ в угловых зависимостях λ_μ при $\nu=1.5$, показанных на рисунке, проявляется, если $2\pi/3 < \gamma_{10} < 2\pi/\sqrt{5}$; для появления других резонансов ($k \geq 2$) требуются еще большие значения γ_{10} . Аномальное увеличение длин локализации λ_p и λ_s вблизи угла $\varphi^{(1)}$ видно из рисунка; количественное расхождение между величинами λ_p и λ_s вблизи $\varphi^{(1)}$ обусловлено различием величин $|r_p|$ и $|r_s|$. При иррациональных значениях N зависимости λ_μ от η становятся квазипериодическими [1].

Качественное различие эффектов локализации для разных поляриза-



ций выявляется при анализе условий (76). Уравнение $X_p^2=1$ решений не имеет, поэтому зависимость λ_p от φ не содержит новых резонансов по сравнению с $\{\varphi^{(k)}\}$. Иная ситуация возникает для p -поляризованной волны, поскольку уравнение $X_p^2=1$ имеет решение $\varphi_B = \text{arctg } \nu$. Оно соответствует эффекту Брюстера [2], т. е. отсутствию для света, падающего под углом φ_B , отраженной компоненты с p -поляризацией. С эффектом Брюстера связана расходимость длины локализации $\lambda_p \sim |\varphi - \varphi_B|^{-1}$ для волн, падающих под углами, близкими к φ_B . Эта расходимость, аналог которой отсут-

Зависимость безразмерной длины локализации λl от угла падения света φ для волн с p (сплошная кривая) и s (штриховая кривая) поляризациями. При расчете использованы значения параметров $\gamma_{10}=2.2$, $\nu=1.5$. Показаны положения угла $\varphi^{(1)}$ и угла Брюстера $\varphi_B = \text{arctg } 1.5$.

ствует в зависимости λ_s от φ , видна из рисунка. Заметим, что брюстеровская аномалия в одномерной оптической локализации найдена также в результате численных расчетов [5] для модели, не обладающей рассмотренными выше резонансами полного пропускания света.

Таким образом, мы нашли две группы аномалий, выражающихся в неограниченном возрастании длины локализации фотонов в одномерно неупорядоченной среде. Эти расходимости обусловлены резонансным пропусканием света отдельными рассеивателями (пластинами) и эффектом Брюстера на них. Делокализованные электромагнитные возбуждения образуют не более чем счетные множества, различные для разных поляризаций. Угловые резонансы $\varphi^{(k)}$, одинаковые для поляризаций s и p , сдвигаются при изменении частоты света ω и толщины пластин $2a$, что следует из условия (7а) и формулы (5). Резонанс для p -поляризованного света при угле Брюстера $\varphi_B = \text{arctg } \sqrt{\epsilon_2/\epsilon_1}$ определяется только диэлектрическими свойствами сред; он не смещается при изменении толщины пластин, а в отсутствие частотной дисперсии — и при изменении ω .

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] Кособукин В. А. // ФТТ. 1990. Т. 32. № 1. С. 227—236.
- [2] Борн М., Вольф Э. Основы оптики. М., 1970. 855 с.
- [3] Vollhard D., Wolfle P. // Phys. Rev. 1980. V. B22. N 10. P. 4666—4679.
- [4] Condat C. A., Kirkpatrick T. R. // Phys. Rev. 1986. V. B33. N 5. P. 3102—3114.
- [5] Sipe J. E., Sheng P., White B. S., Cohen M. H. // Phys. Rev. Lett. 1988. V. 60. N 2. P. 108—111.

Физико-технический институт
им. А. Ф. Иоффе АН СССР
Ленинград

Поступило в Редакцию
17 октября 1989 г.