Полученная в результате исследований информация может быть использована для контроля дефектов сплошности в металлических образцах в режиме импульсной или телевизионной (мониторной) индикации как в случае сквозных отверстий, так и внутренних, скрытых дефектов различных конфигураций, а также при разработке устройств экранирования электромагнитных полей.

УДК 621.315.592

Расчет поглощения оптического излучения вблизи края фундаментального поглощения в однородном электрическом поле

Бобученко Д.С.
Белорусский национальный технический университет

Электроотражение и электропоглощение оптического излучения от полупроводников и изоляторов является мощным диагностическим инструментом для анализа зонной структуры этих материалов. Для обработки экспериментальных результатов необходимо знание зависимостей коэффициентов отражения и поглощения от напряженности приложенного электрического поля.

В данной работе представлены численные расчеты коэффициента оптического поглощения для прямых экситонных переходов в однородном электрическом поле.

Вблизи края фундаментального оптического поглощения, поле падающего излучения приводит к возбуждению внутри полупроводника электрон-дырочной пары . Притяжение между электроном и дыркой приводит к корреляции их движения, результирующая электрон-дырочная пара называется экситоном. В большинстве полупроводников кулоновское взаимодействие сильно экранируется валентными электронами вследствии большой диэлектрической постоянной. В результате электроны и дырки связаны слабо. Поведение экситонов можно рассчитать в приближении эффективной массы [1]:

$$\left(-\frac{h^2}{2\mu}\nabla^2 - k\frac{e^2}{r} + eFz\right)U(r) = EU(r), \qquad (1)$$

где $\mu = m_e m_h/(m_e + m_h)$ - эффективная масса экситона, E – 'энергия, отсчитываемая от дна зоны проводимости, F – напряженность однородного электрического поля, r – относительная координата. В этом приближении электрон и дырка рассматриваются как две движущиеся частицы с эффективными массами зоны проводимости и валентной зоны.

Измеряя энергию в экситонных ридбергах $R = \mu k^2 e^2/2h^2$, а расстояния в экситонных боровских радиусах $a = h^2/(\mu e^2 k)$ уравнение эффективной массы будет иметь вид:

$$\left(-\nabla^2 - \frac{e^2}{r} + fz\right)U(r) = EU(r) \qquad (2)$$

здесь напряженность электрического поля выражается как $f = \frac{F}{(R/|e|a)}$

Решение уравнения (2) в параболических координатах может быть записано в виде:

$$U(r) = \frac{\chi_1(u)\chi_2(\eta)}{(u\eta)^{1/2}} e^{im\phi}$$

а функции χ_1 и χ_2 являются решениями уравнений:

$$\frac{d^2\chi_1}{du^2} + \left(\frac{1-m^2}{4u^2} + \frac{t}{u} + \frac{E}{4} - \frac{fu}{8}\right)\chi_1 = 0 \qquad (3a)$$

$$\frac{d^2\chi_2}{d\eta^2} + \left(\frac{1-m^2}{4\eta^2} + \frac{1-t}{\eta} + \frac{E}{4} + \frac{f\eta}{8}\right)\chi_2 = 0 \qquad (3б)$$

Граничные условия для уравнений (3) для ненормированной волновой функции [1,2]

$$\chi_1(u) = u^{(|m|+1/2)}\left\{1 - \frac{ut}{1+|m|} + O(u^2)\right\} \quad при \quad u \to 0 \qquad (4a)$$

$$\chi_1(u) = \frac{\exp[-\frac{2}{3}f^{1/2}(-\frac{E}{f}+\frac{u}{2})^{3/2}]}{[-\frac{E}{f}+\frac{u}{2}]^{1/4}} \quad при \quad u \to \infty \qquad (4б)$$

$$\chi_2(\eta) = \eta^{(|m|+1/2)}\left\{1 - \frac{\eta(1-t)}{1+|m|} + O(\eta^2)\right\} \quad при \quad \eta \to 0 \qquad (4в)$$

$$\chi_2(\eta)=\frac{A}{[\frac{E}{f}+\frac{\eta}{2}]^{1/4}}\sin\left\{\frac{2}{3}f^{1/2}\left(\frac{E}{f}+\frac{\eta}{2}\right)^{3/2}+\gamma\right\} \quad \eta\to\infty . \qquad (4г)$$

Коэффициент поглощения может быть записан [1,2]

$$K=\frac{2\pi e^2}{m^2 c\eta' \nu}|P_{cv}|^2\sum_{n=0}|U_n(0)|^2\,\delta(E-E_\nu), \qquad (5)$$

где $|P_{cv}|$ - матричный элемент электрического дипольного перехода; U(0) – решение уравнения эффективной массы;η' – показатель преломления. В экспериментах представляет интерес часто не само значение коэффициента поглощения, а ее изменение вызванное электрическим полем. Введем "функцию поглощения":

$$\Phi(E,f)=\sum_{n=0}|U_n(0)|^2\,\delta(E-E_\nu)=\left(\frac{2}{\pi^2 f}\right)^{1/2}\sum_{n=0}H_n^{-1}A_n^{-2} \qquad (6)$$

$H_n(E,f)=\int_0^\infty\left[\frac{\chi_1^2(u)}{u}\right]du$ - фактор нормализации для χ_1; A_n - фактор нормализации для χ_2. Из правил отбора следует , что решения только с m=0 дают вклад в функцию поглощения.

Методика численных расчетов заключалась в следующем: 1) используя численную схему Нюмерова [3], решалось уравнение (3а) с граничным условием (4б) извне внутрь с критерием правильности решения $\chi_1(u)\to 0 \quad при \quad u\to 0$ и определялись собственные значения t_n, n – мода, число нулей в функции χ_1; 2) затем определялся фактор нормализации H_n; 3) используя численную схему Нюмерова, решалось уравнение (3б) с граничным условием (4в) извнутри. На достаточно расстоянии η, определялось γ и фактор нормализации A_n.; 4) вычислялась функция поглощения Φ(E,f).

На рисунке 1а приведены собственные значения t в зависимости от энергии при f=1 для трех мод. На рисунке 1б представлены обратные факторы нормализации Hn как функция энергии при f=1 для различных мод. На рисунке 1в представлены обратные факторы нормализации An^{-2} как функция энергии при f=1 для различных мод. На рисунке 1г приведена функция поглощения в зависимости от энергии при f=1

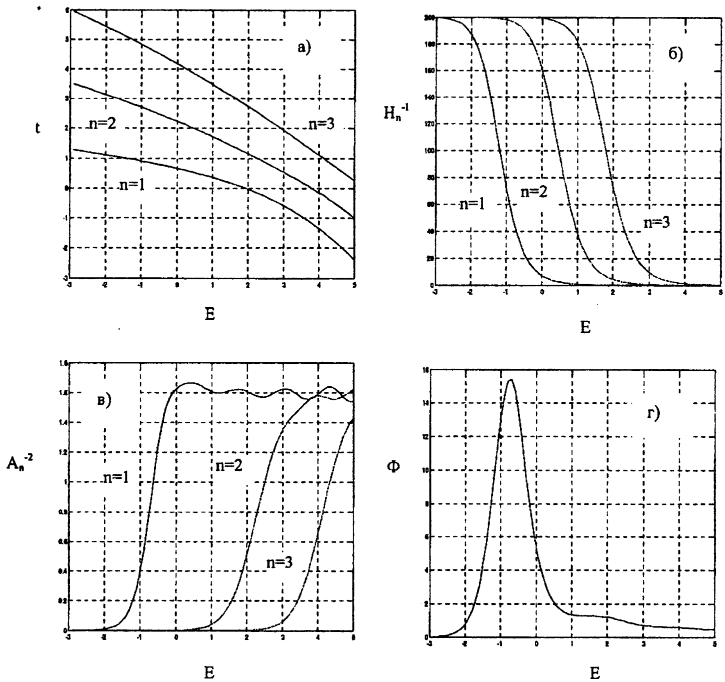

Рис.1. (а) зависимость t от энергии при f=1.для трех мод.; (б) зависимость 1/Hn как функция энергии при f=1 для различных мод; (в) зависимость An^{-2} от энергии при f=1 для различных мод; (г) приведена функция поглощения в зависимости от энергии при f=1

Литература

1. Ralph, H.L. On the theory of the Franz-Keldysh effect. J.Phyc.C.,1968,1,378-386.

2. Fauchier, J.,Dow J.D. On analytical approach to the hydrogen Stark effect in weak, strong and ultrastrong fields. Phys.Rev.A, 1974,9,98-107.

3. Cooley,J.W. An improved eigenvalue corrector formula for solving the schrodinger equation for central fields. Math. Tabl. Comput..1961,15,363-374.