

НЕЛИНЕЙНОЕ ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ГЕТЕРОСТРУКТУРЫ С ЛАЗЕРНЫМ ИЗЛУЧЕНИЕМ

Т.Б. Куренкеев, Б.Т. Куренкей

Таразский инновационно-гуманитарный университет, г.Тараз

Рассматривается взаимодействие периодической диэлектрической среды с лазерным излучением. Определены эффективные диэлектрические проницаемости гетероструктуры при линейном и нелинейном взаимодействии лазерным излучением.

В последние годы интенсивно исследуются гетероструктуры с квантоворазмерными слоями, в которых проявляются целый ряд новых явлений, связанных с квантовыми свойствами электронов и дырок. В работе [1] исследованы спектры фотолюминесценции двойных гетероструктур GaSb-InAs-GaSb, выращенные методом молекулярно-пучковой эпитакции. Образцы изготовлялись в виде сверхрешеток, имеющих 10 тонких слоев InAs, заключенных между слоями GaSb шириной 100Å. Толщина слоя InAs изменялась от образца к образцу в пределах от 10Å до 35Å. В работах [2,3] определены уровни энергии в квантоворазмерных структурах и обратное влияние лазерного излучения в квантовую систему.

1 Взаимодействие периодической диэлектрической среды с лазерным излучением (линейный случай)

Взаимодействие периодических структур с лазерным излучением приводит к изменению физических свойств данной среды [4]. Рассмотрим влияние лазерного излучения на свойства гетероструктур. Ось X направим перпендикулярно к слоям гетероструктур. Пусть толщина каждого слоя l постоянна. Макроскопические свойства такой структуры, например диэлектрическая проницаемость, является периодической функцией с периодом l в направлении X , $\varepsilon(x+l) = \varepsilon(x)$. Электромагнитное поле лазерного излучения описывается гармонической функцией $\mathbf{E}(x,t) = \mathbf{E}(x) e^{-i\omega t}$, $\mathbf{H}(x,t) = \mathbf{H}(x) e^{-i\omega t}$ и удовлетворяет уравнениям Максвелла:

$$\begin{aligned} \operatorname{rot} \mathbf{E} &= i \frac{\omega}{c} \mu \mathbf{H}, \quad \operatorname{div}(\mu \mathbf{H}) = 0, \\ \operatorname{rot} \mathbf{H} &= -i \frac{\omega}{c} \varepsilon \mathbf{E}, \quad \operatorname{div}(\varepsilon \mathbf{E}) = 0. \end{aligned} \quad (1)$$

Здесь ε и μ – диэлектрическая и магнитная проницаемости, ω – угловая частота. Для удобства положим $\mu = \text{const}$. Периодическую функцию $\varepsilon(x)$ можем записать в виде $\varepsilon(y)$, где $y=x/l$, а $\varepsilon(y)$ является функцией с единичным периодом. Периодичность структуры накладывает определенные ограничения на все функции описывающие электромагнитное поле. Поэтому векторные функции поля зависят от двух переменных $\mathbf{E}(x,y)$, $\mathbf{H}(x,y)$. Отделим периодическую часть этих функций.

$$\begin{aligned} \mathbf{E}(x,y) &= \mathbf{E}_0(x) + \mathbf{E}_1(y), \\ \mathbf{H}(x,y) &= \mathbf{H}_0(x) + \mathbf{H}_1(y), \\ \varepsilon(x,y) &= \varepsilon_0(x) + \varepsilon_1(y). \end{aligned} \quad (2)$$

Первые слагаемые определяют медленно меняющиеся пространственные части внешнего поля. Пичем отклик периодической структуры $\mathbf{E}_1(y)$ и $\mathbf{H}_1(y)$ на действие лазерного излучения намного меньше чем напряженностей внешнего поля $|\mathbf{E}_1| \ll |\mathbf{E}_0|$, $|\mathbf{H}_1| \ll |\mathbf{H}_0|$. Поэтому их можно считать малой поправкой к внешнему излучению. Подставим векторные функции (2) в уравнение (1). При этом учитываем, что:

$$\nabla_y \times \mathbf{E}_0 = 0, \quad \nabla_y \times \mathbf{H}_0 = 0. \quad (3)$$

Оставляя слагаемые первого порядка малости, имеем:

$$\begin{aligned} \nabla_x \times \mathbf{E}_0 + \nabla_y \times \mathbf{E}_1 &= i \frac{\omega}{c} \mu \mathbf{H}_0, \\ \nabla_x \times \mathbf{H}_0 + \nabla_y \times \mathbf{H}_1 &= -i \frac{\omega}{c} \varepsilon(y) \mathbf{E}_0. \end{aligned} \quad (4)$$

Из (3) видим, что поле \mathbf{E}_0 относительно переменной y является потенциальным полем. Поэтому его можно записать в виде

$$\mathbf{E}_0(x, y) = (\mathbf{d} + \nabla_y \chi(y)) \cdot \mathbf{E}_{00}(x), \quad \mathbf{H}_0(x) = \mathbf{H}_{00}(x), \quad (5)$$

где $\chi(y)$ искомая периодическая функция, а \mathbf{d} – единичный оператор (δ_{ij}). В общем случае $\mathbf{d} + \nabla_y \chi(y)$ является тензором. Подставляя (5) в (4) и усредняя по y , в пределах одного слоя получаем

$$\begin{aligned} (\mathbf{d} + \nabla_y \chi(y)) \cdot \nabla_x \times \mathbf{E}_{00} &= i \frac{\omega}{c} \mu \mathbf{H}_0, \\ \nabla_x \times \mathbf{H}_{00} &= -i \frac{\omega}{c} \overline{\varepsilon(y) (\mathbf{d} + \nabla_y \chi(y))} \cdot \mathbf{E}_{00}. \end{aligned} \quad (6)$$

Усреднённую величину называем эффективной диэлектрической проницаемостью гетероструктуры

$$\varepsilon^* = \overline{\varepsilon(y) (\mathbf{d} + \nabla_y \chi(y))} = \frac{1}{l} \int_0^l \varepsilon(y) (\mathbf{d} + \nabla_y \chi(y)) dy. \quad (7)$$

Усреднённая величина ε^* – является тензором эффективной диэлектрической проницаемости.

$$\varepsilon^* = \overline{\varepsilon(y) (\mathbf{d} + \nabla_y \chi(y))} \quad (8)$$

Для определения неизвестной функции $\chi(y)$ воспользуемся тем, что дивергенция от электрического смещения по y равна нулю $div(\varepsilon \mathbf{E}) = 0$

$$\begin{aligned} \nabla_y [\varepsilon(y) \mathbf{E}_0(x)] &= \mathbf{E}_{00} \cdot \nabla_y [\varepsilon(y) (\mathbf{d} + \nabla \chi(y))] = 0 \\ \nabla_y [\varepsilon(y) (\mathbf{d} + \nabla \chi(y))] &= 0. \end{aligned} \quad (9)$$

Из этого уравнения однозначно определяется искомая функция $\mathbf{ч}(y)$ при известном положительном $\varepsilon(y)$.

Макроскопические эффективные поля $\mathbf{E}_{00}(x)$ и $\mathbf{H}_{00}(x)$ удовлетворяют уравнениям Максвелла (1), где диэлектрическая проницаемость заменена на эффективную проницаемость ε^* . Локальное поле, наблюдаемое в каждом слое имеет вид $\mathbf{E}_0(x) = \mathbf{E}_{00}(x) + \nabla \mathbf{ч}(x/l) \mathbf{E}_{00}(x)$ и $\mathbf{H}_0(x) = \mathbf{H}_{00}(x)$. Электрическое смещение дается выражением $\varepsilon \mathbf{E}_0(x) = \varepsilon \mathbf{E}_{00}(x) + \varepsilon \nabla \mathbf{ч}(x/l) \mathbf{E}_{00}(x)$, где $\varepsilon \nabla \mathbf{ч}$ поляризация структуры под действием приложенного поля. Отсюда следует, что ε^* можно рассматривать как средняя диэлектрическая проницаемость $\bar{\varepsilon}$ плюс наведенная поляризация $\overline{\varepsilon \nabla \mathbf{ч}}$, что совпадает с (8).

2 Нелинейное взаимодействие пространственно периодической структуры с лазерным излучением

Будем считать, что уравнения Максвелла по-прежнему имеют вид (1), а зависимость диэлектрической проницаемости от внешнего поля является квадратичной функцией.

$$\varepsilon = \varepsilon(y) \left(1 + \gamma |\mathbf{E}|^2 \right). \quad (10)$$

Коэффициент γ , характеризующий нелинейность среды считаем малой поправкой. Повторяя предыдущие рассуждения формулу (4) можно переписать в следующем виде:

$$\begin{aligned} \nabla_x \times \mathbf{E}_0 + \nabla_y \times \mathbf{E}_1 &= i \frac{\omega}{c} \mu \mathbf{H}_0 \\ \nabla_x \times \mathbf{H}_0 + \nabla_y \times \mathbf{H}_1 &= -i \frac{\omega}{c} \varepsilon(y) \left[1 + \gamma |\mathbf{E}_0|^2 \right] \cdot \mathbf{E}_0. \end{aligned} \quad (11)$$

Подставляя (5) в формулу (11) и приравнивая слагаемые одного порядка, находим

$$\begin{aligned} \nabla_x \times \mathbf{E}_{00} &= i \frac{\omega}{c} \mu \mathbf{H}_{00} \\ \nabla_x \times \mathbf{H}_{00} &= -i \frac{\omega}{c} \varepsilon(y) (\mathbf{д} + \nabla \mathbf{ч}(y)) \left(1 + \gamma |\mathbf{д} + \nabla \mathbf{ч}(y)|^2 |\mathbf{E}_{00}|^2 \right) \cdot \mathbf{E}_{00}. \end{aligned} \quad (12)$$

При усреднении данной формулы в пределах одного слоя, медленно меняющие в пространстве вектор $\mathbf{E}_{00}(x) = \mathbf{E}$ можно считать постоянным. Вычисляя дивергенцию по y от (12) получаем

$$\nabla_y \cdot \left[\varepsilon(y) (\mathbf{д} + \nabla \mathbf{ч}(y)) \left(1 + \gamma |\mathbf{д} + \nabla \mathbf{ч}(y)|^2 |\mathbf{E}|^2 \right) \right] = 0. \quad (13)$$

В предположении, что ε строго положительна и ограничена и $\gamma |\mathbf{E}|^2$ мала, уравнение (13) имеет единственное решение $\mathbf{ч}(y, \lambda |\mathbf{E}|^2)$, такое, что $\bar{\mathbf{ч}} = 0$. Усредняя (12) в пределах одного слоя записываем для эффективной нелинейной диэлектрической проницаемости следующее выражение:

$$\varepsilon^*(|\mathbf{E}|^2) = \varepsilon(y) \overline{(\mathbf{d} + \nabla \mathbf{c}(y)) (1 + \gamma |\mathbf{d} + \nabla \mathbf{c}(y)|^2 |\mathbf{E}|^2)}. \quad (14)$$

Для нелинейной среды неизвестная функция $\mathbf{c}(y, \lambda |\mathbf{E}|^2)$ зависит от напряженности внешнего поля, через коэффициент λ . Для малых $|\mathbf{E}|^2$ эту функцию можно разложить в ряд, удерживая только линейную часть $\mathbf{c}(y, \lambda |\mathbf{E}|^2) \approx \mathbf{c}_0(y, 0) + \chi_1(y)$, где $\chi_1(y) = \left. \frac{\partial \chi(y, \lambda)}{\partial \lambda} \right|_{\lambda=0} d\lambda$, формулу (14) можно упростить

$$\varepsilon^*(|\mathbf{E}|^2) = \varepsilon(y) \overline{(\mathbf{d} + \nabla \mathbf{c}_0)} + \left[\gamma \varepsilon(y) \overline{(\mathbf{d} + \nabla \mathbf{c}_0) |\mathbf{d} + \nabla \mathbf{c}_0|^2} + \varepsilon \gamma \nabla \chi_1 \right] |\mathbf{E}|^2. \quad (15)$$

Нелинейная поправка состоит из двух слагаемых. Первое слагаемое получается усреднением нелинейной функции, зависящей от линейной поляризации $\mathbf{c}_0(y)$ отдельного слоя. Второе учитывает нелинейность взаимодействия.

Литература

1. Filipchenko F.S., Ivanov S.V., Kurenkeev B.T. Noninjection Laser Diodes on the Base of the Second Type Heterojunction, //Inter. Syposium "Nanostructures: Physics and Technology", Abstracts of Invited Lectures and Contributed Papers, p. 44-46, St. Petersburg, Russia, June 13-18, 1993.
2. Куренкеев Т.Б, Куренкей Б.Т. Уровни энергии размерного квантования в двойной гетероструктуре II-типа GaSb – InAs – GaSb. //Изв. МОН и АН РК. Сер. Физ. 2003. № 6. – С. 59-64.
3. Куренкеев Т.Б, Куренкей Б.Т. Обратное влияние лазерного излучения на двухуровневую квантовую систему. //Изв. МОН и АН РК. Сер. Физ. 2004. № 2. – С. 64-67.
4. Нелинейные электромагнитные волны. Под ред. П. Усленги. М. «Мир», 1983.

ГЕТЕРОҚҰРЫЛЫМНЫҢ ЛАЗЕРЛІК СӘУЛЕЛЕСУІМЕН БЕЙЗЫСЫЗЫҚ ӘСЕРЛЕСУІ

Т.Б. Күренкеев, Б.Т. Күренкей

Периодты диэлектрлік ортаның лазер сәулелесуімен әсерлесуі қарастырылған. Сызықты және бейсызық әсерлесу кезіндегі эффективті диэлектрлік өтімділігі анықталған.

NONLINEAR INTERACTION GETEROSTRUCTURE WITH LASER RADIATION

T.B. Kurenkeev, B.T. Kurenkey

The interaction of a periodic dielectric medium with laser radiation. The effective dielectric permittivity of heterostructures with linear and nonlinear interactions.