

# Фазовое управление групповой скоростью света в наноструктуре на основе квантовых точек InGaN/GaN\*

Х.Джафарзаде, М.Панахи, Сейед Хоссейн Асадпур

*Посредством самосогласованного решения уравнений Шредингера–Пуассона для носителя в зоне проводимости квантовой точки InGaN/GaN описана четырехуровневая квантовая система. Установлено, что в присутствии терагерцевых сигнального излучения свойства среды становятся фазозависимыми, что обеспечивает фазовое управление групповой скоростью слабого пробного импульса с переходом от медленного света к быстрому.*

**Ключевые слова:** групповая скорость, относительная фаза, наноструктура на основе квантовых точек.

## 1. Введение

В последние десятилетия значительное внимание уделяется таким явлениям квантовой оптики, основанным на квантовой когерентности и интерференции, как электромагнитно-индуцированная прозрачность (ЭИП) [1, 2], генерация без инверсии [3], четырехволновое смешение [4, 5], формирование оптических солитонов [6, 7] и ряд других [8–15]. Управление групповой скоростью света приводит к его сверхмедленному распространению либо к распространению со сверхсветовой скоростью в различных системах. Отметим, что в последнем случае групповая скорость оптического импульса в среде с дисперсией превышает скорость света в вакууме. Ранее было показано, что распространение света со сверхсветовой скоростью происходит вследствие интерференции различных частотных составляющих светового импульса. Следовательно, когерентность таких компонент играет важную роль в этом процессе. С другой стороны, обычно для управления групповой скоростью света использовалась атомная когерентность, возникающая при воздействии когерентного лазерного поля. Было показано, что в комбинационно-активной среде с аномальной дисперсией свет может распространяться со сверхсветовой скоростью при воздействии на эту среду бихроматического управляющего пучка в режиме электромагнитно-индуцированной прозрачности [16]. В другой модели, предложенной Агарвалом с соавторами [17], отмечено, что групповой скоростью можно управлять, изменяя интенсивность лазерного поля.

Похожие явления, основанные на квантовой интерференции и когерентности в полупроводниковых квантовых ямах (ПКЯ) и квантовых точках (ПКТ), также широко изучались в последние годы [18–27]. Среди них – уси-

ление без инверсии [18], ЭИП [19], оптическая бистабильность/мультистабильность [20–22], керровская нелинейность [23], четырехволновое смешение [24] и другие [25–27]. Причиной этого главным образом является то, что эффекты в ПКЯ и ПКТ имеют много интересных применений в оптоэлектронике и твердотельной квантовой информатике. Другими словами, устройства, основанные на межподзонных переходах в ПКЯ, обладают рядом преимуществ по сравнению с атомными системами: электрическими дипольными моментами из-за малой эффективной массы электрона, большой гибкостью при дизайне устройств, обусловленной выбором материалов и размеров структуры, высокими нелинейными оптическими коэффициентами. Энергии переходов и дипольные моменты, как и свойства симметрии, также могут быть сконструированы [25].

В настоящей статье мы предлагаем новую модель для исследования оптических свойств четырехуровневой сферической InGaN-ПКТ с барьерной оболочкой из GaN, которая конструируется численно посредством самосогласованного решения уравнений Шредингера и Пуассона. Управляя размерами квантовой точки и внешним напряжением, можно создать четырехуровневую квантовую точку с уровнями энергии, подходящими для взаимодействия с терагерцевым сигнальным излучением. В присутствии такого сигнала среда становится фазозависимой, поэтому мы используем тот факт, что управление относительной фазой между приложенными полями может изменять поглощение и дисперсионные свойства среды. В этом случае групповую скорость светового импульса можно изменять от субсветовых до сверхсверхсветовых значений.

## 2. Модель и уравнения

Посредством самосогласованного решения уравнений Шредингера–Пуассона для носителя в зоне проводимости InGaN/GaN-квантовой точки была получена четырехуровневая квантовая система [27]. Параметры задачи, такие как радиус ПКТ и внешнее напряжение, изменяются с целью реализации многоуровневого нанокристалла. Мы рассматриваем ПКТ сферической формы; стартуем

\* Перевод с англ. В.В.Шувалова.

H.Jafarzadeh, M.Panahi, Seyyed Hossein Asadpour. Sama technical and vocational training College, Islamic Azad University, Tabriz branch, Tabriz, Iran; email: S.Hosein.Asadpour@Gmail.Com

Поступила в редакцию 22 сентября 2014 г., после доработки – 31 января 2015 г.

со следующего уравнения Шредингера и используем метод разделения переменных:

$$\frac{\hbar^2}{2m^*} \left[ \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left( r^2 \frac{\partial}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left( \sin \theta \frac{\partial}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{r^2 \sin^2 \theta} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} \right] + V(r). \tag{1}$$

Здесь  $V(r)$  – полная потенциальная энергии (включая потенциал, индуцированный зарядом и полученный посредством решения уравнения Пуассона, внешнее напряжение и разрыв зоны проводимости для электронов), которая зависят от сферических координат  $r, \theta, \varphi$ ;  $m_i^*$  – эффективная масса электрона (индекс  $i$  обозначает барьер ( $i = 1$ ) или точку ( $i = 2$ )). Основываясь на сферической симметрии, можно предположить, что  $V(r)$  имеет сферическую симметрию.

Итак, общий потенциал зависит только от радиуса  $r$ . Полная волновая функция  $U$  может быть разделена на две функции:

$$U(\mathbf{R}) = \Psi(r)Y(\theta, \varphi). \tag{2}$$

Если мы подставим  $U$  в уравнение Шредингера (1) и введем константу разделения  $\lambda = l(l + 1)$ , то получим два следующих уравнения:

$$\frac{1}{\Psi} \frac{d}{dr} \left( r^2 \frac{d}{dr} \right) + \frac{2m_i^*}{\hbar^2} [E - V(r)] = \lambda, \tag{3}$$

$$-\left[ \frac{1}{\sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left( \sin \theta \frac{\partial}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{\sin^2 \theta} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} \right] Y = \lambda Y. \tag{4}$$

Рассматривая далее радиальную дифференциальную часть уравнений Шредингера и Пуассона, запишем радиальную часть уравнения Шредингера в следующем виде:

$$-\frac{\hbar^2}{2m_i^*} \left[ \frac{d^2}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{d}{dr} - \frac{l(l+1)}{r^2} \right] \Psi(r) + V_i(r) \Psi(r) = E_r \Psi(r). \tag{5}$$

Здесь  $l$  и  $\Psi(r)$  – квантовое число углового момента и медленно меняющаяся огибающая соответственно. Для повышения эффективности детектирования ПКТ легируется, и наличие носителей заряда модифицирует потенциал перекрытия ( $V(r)$ ). Таким образом, энергетические уровни и волновые функции могут быть точно определены посредством решения уравнений Шредингера и Пуассона. Уравнение Пуассона записывается в виде

$$\nabla^2 \phi(r, \theta, \varphi) = -\frac{\rho}{\epsilon_i^*} \left[ \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left( r^2 \frac{\partial}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2 \sin \theta} \frac{\partial}{\partial \theta} \left( \sin \theta \frac{\partial}{\partial \theta} \right) + \frac{1}{r^2 \sin^2 \theta} \frac{\partial^2}{\partial \varphi^2} \right] \phi(r, \theta, \varphi) = -\frac{\rho}{\epsilon_i^*}. \tag{6}$$

После некоторых упрощений для радиальной части уравнения Пуассона получим

$$\epsilon_i^* \left( \frac{d^2}{dr^2} + \frac{2}{r} \frac{d}{dr} \right) \Phi(r) = -e [N_d^+(r) - n(r) - \bar{N}_a(r) + p(r)], \tag{7}$$

где  $N_d, N_a$  – распределения ионизованных доноров и акцепторов соответственно;  $n(r), p(r)$  – распределения электронов и дырок соответственно;  $\epsilon_i^*, \Phi(r)$  и  $e$  – диэлектрическая проницаемость среды, электростатический потенциал и заряд электрона соответственно. Поскольку мы рассматриваем межподуровневые переходы в зону проводимости, можно предположить, что  $N_a = p(r) = 0$ . Выберем типичные значения  $N_d$  равными  $10^{21}$  и  $10^{24} \text{ м}^{-3}$  внутри и снаружи точки соответственно.

Как упоминалось выше, полный потенциал модифицируется следующим образом:

$$V_i(r) = E_{ci} - e\Phi_i(r), \tag{8}$$

где  $E_{ci}$  – разрыв зоны проводимости, обусловленный составом материала. Приложенное внешнее электрическое поле  $V_{ext}$  дает вклад в полный потенциал, что также может быть учтено в полуклассическом виде:

$$V_i(r) = E_{ci} - e\Phi_i - eV_{ext}. \tag{9}$$

Необходимо рассчитать  $\Phi$  в уравнении Пуассона. Для этого следует вычислить  $n(r)$  с использованием разрешенных волновых функций  $\Psi$  и уровня Ферми  $E_F$ :

$$n(r) = 2 \sum_j \left\{ \Psi_j^2(r) \left[ 1 + \exp \left( \frac{E_j - E_F}{k_B T} \right) \right]^{-1} \right\}, \tag{10}$$

где  $k_B$  – постоянная Больцмана. Суммирование по  $j$  отсылает нас ко всем разрешенным волновым функциям.

В последнем уравнении уровень Ферми неизвестен, и его может рассчитать из условия равновесия следующим образом:

$$\int_0^\infty N_d^+(r) r^2 dr = \int_0^\infty n(r) r^2 dr. \tag{11}$$

Самосогласованное решение уравнений (5), (7), (10) определяет собственные состояния. Далее цикл расчетов повторяется путем подстановки  $\Phi$  в полный потенциал и расчета новых собственных состояний и соответствующих им собственных значений. Энергия Ферми в двух последовательных шагах может быть выбрана в качестве индикатора сходимости этого цикла.

Для того чтобы определить существенные элементы электрического дипольного момента между уровнями ПКТ, мы должны рассчитать дипольные матричные элементы перехода

$$d_{ij} = \langle \Phi_i | r | \Phi_j \rangle. \tag{12}$$

Нормированные волновые функции с соответствующими значениями собственной энергии показаны на рис. 1 (рис. 10 из [27]). Ниже (табл. 3 из [27]) приведены также параметры для расчета волновых функций и собственных энергий в InGaN/GaN-КТ.

Радиус квантовой точки (Å) . . . . .	35
Барьер квантовой точки (Å) . . . . .	30
Приложенное внешнее напряжение (В) . . . . .	0.5
Длина квантовой точки (Å) . . . . .	65
Число полученных энергетических уровней . . . . .	4

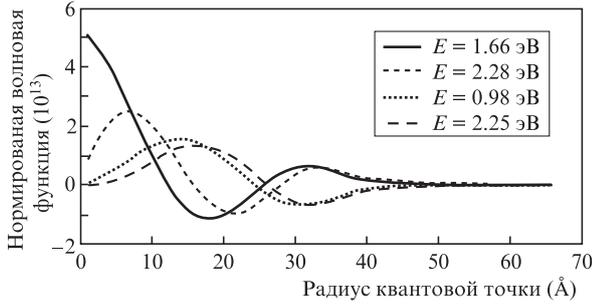


Рис.1. Волновые функции четырехуровневого нанокристалла (радиус квантовой точки 35 Å, толщина оболочки (барьера) 30 Å).

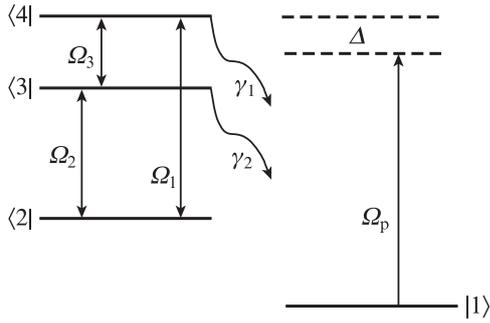


Рис.2. Схема четырехуровневой наноструктуры на основе квантовых точек InGaN/GaN, взаимодействующей с терагерцевым сигналом и двумя управляющими полями.

Таким образом, нами получена четырехуровневая среда каскадного типа, связанная посредством двух лазерных полей и управляющего терагерцевого поля (рис.2). В соответствии с собственными значениями длины волн переходов  $|1\rangle \leftrightarrow |4\rangle$ ,  $|4\rangle \leftrightarrow |2\rangle$ ,  $|3\rangle \leftrightarrow |2\rangle$  и  $|4\rangle \leftrightarrow |3\rangle$  равны 0.95, 1.995, 2.097 и 41.2 мкм соответственно. Слабое настраиваемое пробное поле с частотой  $\nu_p$  и частотой Раби  $\Omega_p = E_p \phi_{41} / \hbar$  связывает основное состояние  $|1\rangle$  с возбужденным состоянием  $|4\rangle$ . Два управляющих поля с частотами  $\nu_1, \nu_2$  и частотами Раби  $\Omega_1 = E_1 \phi_{42} / \hbar$  и  $\Omega_2 = E_2 \phi_{32} / \hbar$  связывают уровни  $|4\rangle$  с  $|2\rangle$  и  $|2\rangle$  с  $|3\rangle$ , тогда как терагерцевое поле с частотой  $\nu_3$  и частотой Раби  $\Omega_3 = E_3 \phi_{43} / \hbar$  связывает уровни  $|3\rangle$  и  $|4\rangle$ , где  $\phi_{kl} = \phi_{kl} e_l$  – межподзонный дипольный момент для электронного перехода между уровнями  $|k\rangle$  и  $|l\rangle$ . Полные скорости распада с уровней  $|3\rangle$  и  $|4\rangle$  на основную уровень  $|1\rangle$  обозначены  $\gamma_1 = \Gamma_1 + \gamma_1^{\text{dph}}$  и  $\gamma_2 = \Gamma_2 + \gamma_2^{\text{dph}}$ , где  $\gamma_i^{\text{dph}}$  – скорость дефазировочного распада квантовой когерентности перехода  $|i\rangle \leftrightarrow |j\rangle$  соответственно.

Уравнения движения для матрицы плотности системы во вращающейся системе отсчета в приближении вращающейся волны могут быть представлены в виде

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_{41}}{\partial t} = & - (i\Delta + \frac{1}{2}\gamma_1)\rho_{41} + \frac{i}{2}\Omega_3 e^{-i\phi}\rho_{31} \\ & + \frac{i}{2}\Omega_1\rho_{21} - \frac{i}{2}\Omega_p(\rho_{44} - \rho_{11}), \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_{31}}{\partial t} = & - (i\Delta + \frac{1}{2}\gamma_2)\rho_{31} + \frac{i}{2}\Omega_3 e^{i\phi}\rho_{41} \\ & + \frac{i}{2}\Omega_2\rho_{21} - \frac{i}{2}\Omega_p\rho_{34}, \end{aligned}$$

$$\frac{\partial \rho_{21}}{\partial t} = -i\Delta\rho_{21} + \frac{i}{2}\Omega_1\rho_{41} + \frac{i}{2}\Omega_2\rho_{31} - \frac{i}{2}\Omega_p\rho_{24},$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_{43}}{\partial t} = & - [i\Delta_1 + \frac{1}{2}(\gamma_1 + \gamma_2)]\rho_{43} - \frac{i}{2}\Omega_3 e^{-i\phi}(\rho_{44} - \rho_{33}) \\ & + \frac{i}{2}\Omega_1\rho_{23} - \frac{i}{2}\Omega_2\rho_{42} + \frac{i}{2}\Omega_p\rho_{13}, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_{42}}{\partial t} = & - (i\Delta_2 + \frac{1}{2}\gamma_1)\rho_{42} - \frac{i}{2}\Omega_1(\rho_{44} - \rho_{22}) \\ & - \frac{i}{2}\Omega_2\rho_{43} + \frac{i}{2}\Omega_3 e^{-i\phi}\rho_{32} + \frac{i}{2}\Omega_p\rho_{12}, \end{aligned} \quad (13)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_{32}}{\partial t} = & - (i\Delta_3 + \frac{1}{2}\gamma_2)\rho_{32} - \frac{i}{2}\Omega_2(\rho_{33} - \rho_{22}) \\ & - \frac{i}{2}\Omega_1\rho_{34} + \frac{i}{2}\Omega_3 e^{i\phi}\rho_{42}, \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial \rho_{33}}{\partial t} = & \frac{i}{2}\Omega_2(\rho_{23} - \rho_{32}) + \frac{i}{2}\Omega_3 e^{i\phi}\rho_{43} \\ & - \frac{i}{2}\Omega_3 e^{-i\phi}\rho_{34} - \gamma_2\rho_{33}, \end{aligned}$$

$$\frac{\partial \rho_{22}}{\partial t} = \frac{i}{2}\Omega_2(\rho_{32} - \rho_{23}) + \frac{i}{2}\Omega_1(\rho_{42} - \rho_{24}),$$

$$\frac{\partial \rho_{11}}{\partial t} = \frac{i}{2}\Omega_p(\rho_{41} - \rho_{14}) + \gamma_1\rho_{44} + \gamma_2\rho_{33},$$

$$\rho_{11} + \rho_{22} + \rho_{33} + \rho_{44} = 1.$$

Здесь  $\Delta = \omega_{41} - \nu_p$  – частотная отстройка пробного поля;  $\omega_{41}$  – разность частот уровней  $|4\rangle$  и  $|1\rangle$ ;  $\nu_p$  – частота пробного поля. Рассмотрим условие резонанса, когда частотные отстройки других лазерных полей полагаются равными нулю, т. е.  $\Delta_1 = \Delta_2 = \Delta_3 = 0$ . Заметим, что три приложенных поля образуют замкнутую петлю, так что фаза может быть введена в любое из них. Другими словами, если бы все поля были фазозависимыми, важное значение имела бы только коллективная фаза и никакой индивидуальной фазозависимый член не играл бы никакой роли. Коллективная фаза определена здесь как  $\phi = \phi_3 + \phi_2 - \phi_1$ . Следовательно, без потери общности  $\Omega_1$  и  $\Omega_2$  могут считаться вещественными, тогда как  $\Omega_3$  имеет фазу, т. е.  $\Omega_3 = |\Omega_3| e^{-i\phi}$ .

Продолжим обсуждать численные результаты, чтобы найти стационарное поведение поглощения и дисперсии пробного поля, а также групповой скорости в том случае, когда включено управляющее поле. Предполагается, что система исходно находится в основном состоянии, так что  $\rho_{11}(0) = 1$ ,  $\rho_{ij}(0) = 0$  ( $i, j = 1, 2, 3, 4$ ). Кроме того, мы предполагаем, что интенсивность пробного поля значительно слабее, чем интенсивности управляющих полей, так что все атомы остаются в основном состоянии. Таким образом, систему уравнений (13) можно записать в виде

$$\dot{R} = -MR + C, \quad (14)$$

где  $R$  и  $C$  – векторы-столбцы, а  $M$  – матрица:

$$R = (\rho_{41} \ \rho_{31} \ \rho_{21})^T, \quad (15)$$

$$C = \left( \frac{i}{2}\Omega_p \ 0 \ 0 \right)^T, \quad (16)$$

$$M = \begin{pmatrix} i\Delta + \frac{1}{2}\gamma_1 & -\frac{i}{2}|\Omega_3| e^{-i\phi} & -\frac{i}{2}\Omega_1 \\ -\frac{i}{2}|\Omega_3| e^{i\phi} & i\Delta + \frac{1}{2}\gamma_2 & -\frac{i}{2}\Omega_2 \\ -\frac{i}{2}\Omega_1 & -\frac{i}{2}\Omega_2 & i\Delta \end{pmatrix}. \quad (17)$$

Формальное решение такого уравнения имеет следующий вид:

$$R(t) = \int_{-\infty}^t \exp[-M(t-t')] C dt' = M^{-1} C. \quad (18)$$

Используем уравнение (18) для того, чтобы получить решение для  $\rho_{41}$ :

$$\rho_{41} = \frac{1}{Y\hbar} (\Omega_2^2 - 4\Delta^2 + i2\gamma_2\Delta) E_p \mu_{41}, \quad (19)$$

где

$$\begin{aligned} Y &= A + iB, \\ A &= -8\Delta^3 + 2\Delta(\Omega_1^2 + \Omega_2^2 + \Omega_3^2) \\ &\quad + 2\gamma_1\gamma_2\Delta + \Omega_1\Omega_2\Omega_3(e^{i\phi} + e^{-i\phi}), \\ B &= 4\Delta^2(\gamma_1 + \gamma_2) - (\gamma_1\Omega_2^2 + \gamma_2\Omega_1^2). \end{aligned} \quad (20)$$

Заметим теперь, что восприимчивость может быть записана как

$$\chi = \frac{2N|\mu_{41}|^2 \Omega_2^2 - 4\Delta^2 + i2\gamma_2\Delta}{\epsilon_0 Y \hbar}, \quad (21)$$

где  $N$  – плотность атомов в среде. Разделив действительную и мнимую части,  $\chi = \chi' + i\chi''$ , получим

$$\chi' = \frac{2N|\mu_{41}|^2}{\epsilon_0 \hbar Z} [(\Omega_2^2 - 4\Delta^2)A + 2\gamma_2\Delta B], \quad (22)$$

$$\chi'' = \frac{2N|\mu_{41}|^2}{\epsilon_0 \hbar Z} [2\gamma_2\Delta A - (\Omega_2^2 - 4\Delta^2)B], \quad (23)$$

где  $Z = YY'$ . Крайне важно отметить, что фаза входит в выражение для восприимчивости только через  $A$  и  $Y$ . Причем фазовая зависимость  $Y$  тоже выражается через  $A$ . Таким образом, этот фазовый множитель вполне мог бы появиться из-за действия любого из трех управляющих полей. Более того, если бы все поля имели фазовую зависимость, была бы важна только коллективная фаза и не появлялось бы никаких индивидуальных фазозависимых членов. Из уравнений (22) и (23) мы можем найти, что в

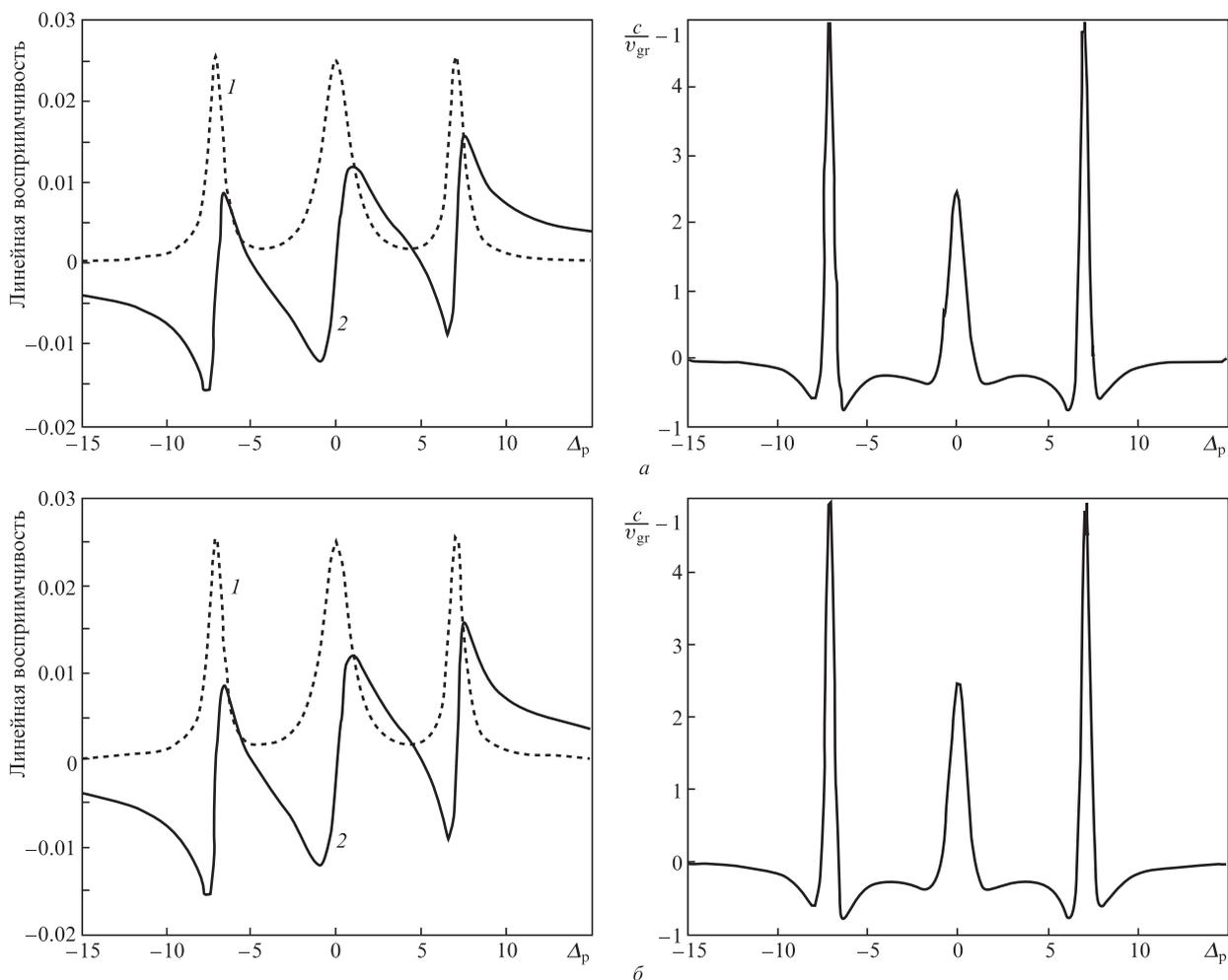


Рис.3. Зависимости линейной восприимчивости пробного сигнала (здесь и на остальных рисунках 1 – поглощение, 2 – дисперсия) и групповой скорости от расстройки пробного поля в отсутствие терагерцевого сигнала при  $\Omega_1 = \Omega_2 = 10$ ,  $\Omega_3 = 0$  и  $\gamma_1 = \gamma_2 = 2\gamma$  в случае  $\phi = 0$  (а) и  $\phi = \pi$  (б).

такой системе в условиях резонанса для пробного поля параметр  $\Omega_2$  важен для расчета величин поглощения, дисперсии и групповой скорости. Если  $\Omega_2 = 0$ , поглощение и дисперсия исчезнут. Таким образом, существование  $\Omega_2$  является необходимым условием для управления поведени-

ем групповой скорости в оптическом диапазоне, тогда как существование  $\Omega_3$  (терагерцового сигнала) является необходимым условием для того, чтобы сделать систему фазозависимой. Следовательно, при  $\Omega_3 = 0$  фазовая зависимость среды исчезнет.

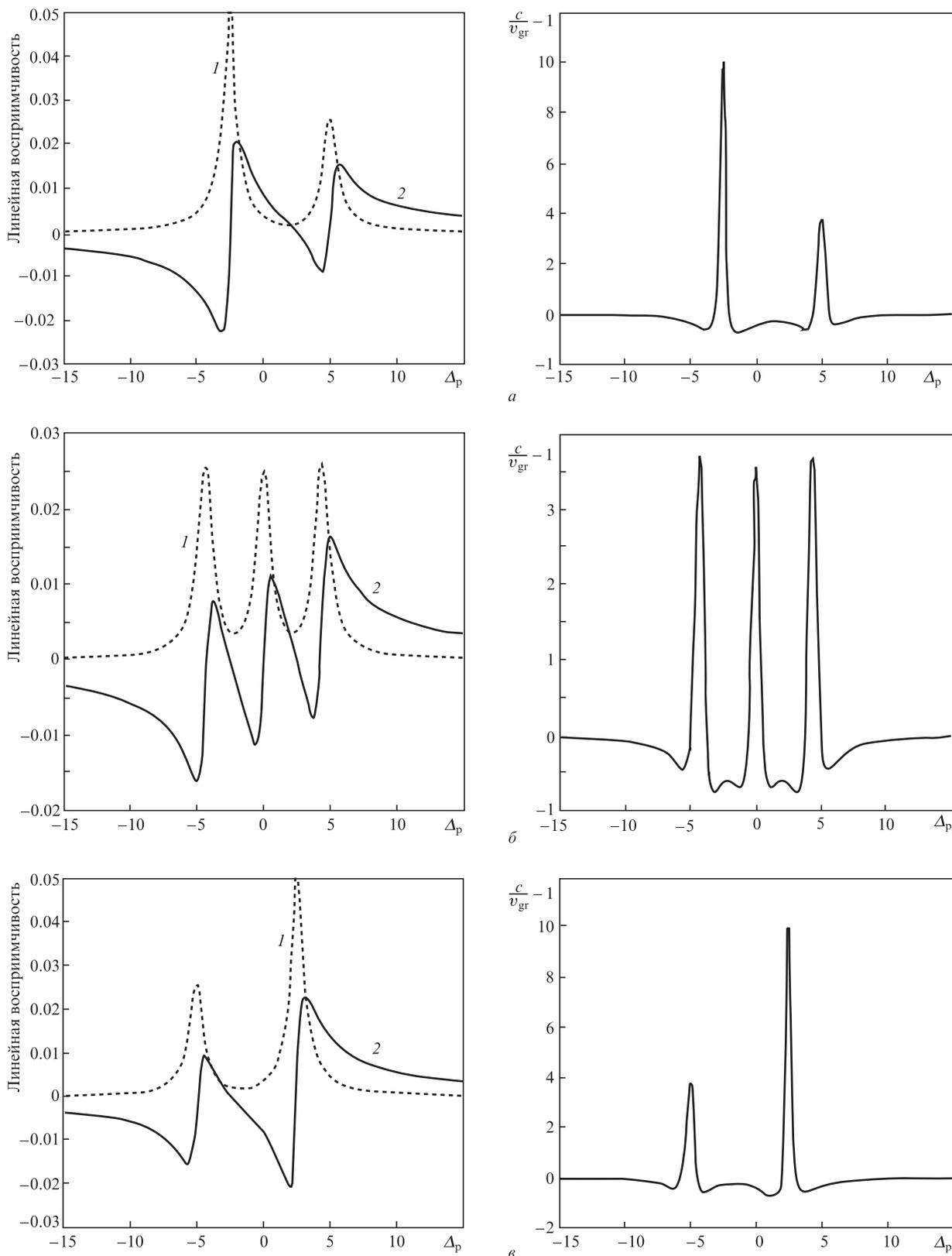


Рис.4. Зависимости линейной восприимчивости пробного сигнала и групповой скорости от расстройки пробного поля в присутствии терагерцового сигнала при  $\Omega_1 = \Omega_2 = \Omega_3 = 5$ ,  $\gamma_1 = \gamma_2 = 2\gamma$  в случае  $\phi = 0$  (а),  $\phi = \pi/2$  (б) и  $\phi = \pi$  (в).

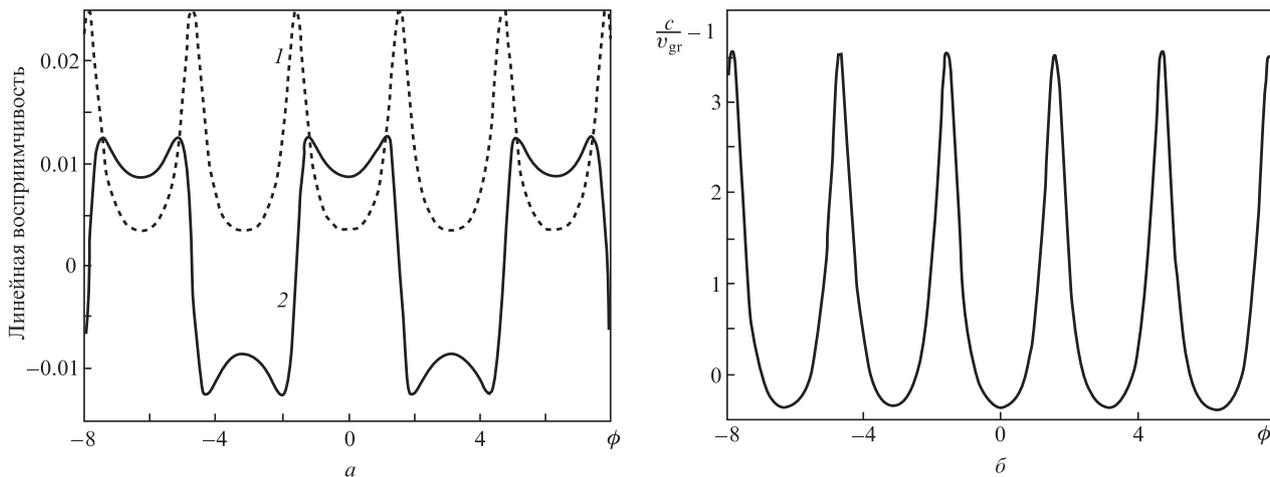


Рис.5. Изменение восприимчивости (а) и групповой скорости (б) как функции  $\phi$  при  $\Omega_1 = \Omega_2 = \Omega_3 = 5$  и  $\gamma_1 = \gamma_2 = 2\gamma$ .

### 3. Результаты и их обсуждение

В рамках нашей модели можно определить групповую скорость света в соответствии с [28]:

$$v_{gr} \equiv \frac{d\omega}{dk} = \frac{c}{n + \omega(dn/d\omega)}, \tag{24}$$

где  $n = 1 + 2\pi\chi$ ; тогда

$$\frac{c}{v_{gr}} = 1 + 2\pi \operatorname{Re}\chi(\omega) + 2\pi\omega \operatorname{Re} \frac{d\chi}{d\omega}. \tag{25}$$

Из уравнения (25) находим, что когда  $\operatorname{Re}\chi(\omega)$  равна нулю, а дисперсия положительна и сильно зависит от частоты,

$$\frac{c}{v_{gr}} - 1 = 2\pi\omega \operatorname{Re} \frac{d\chi}{d\omega}. \tag{26}$$

Это означает, что появляется возможность непрерывной перестройки групповой скорости от досветовой до сверхсветовой при изменении фазы только одного из управляющих полей, тогда как остальные параметры могут оставаться постоянными. На рис.3 приведена зависимость восприимчивости и отношения скоростей света в вакууме

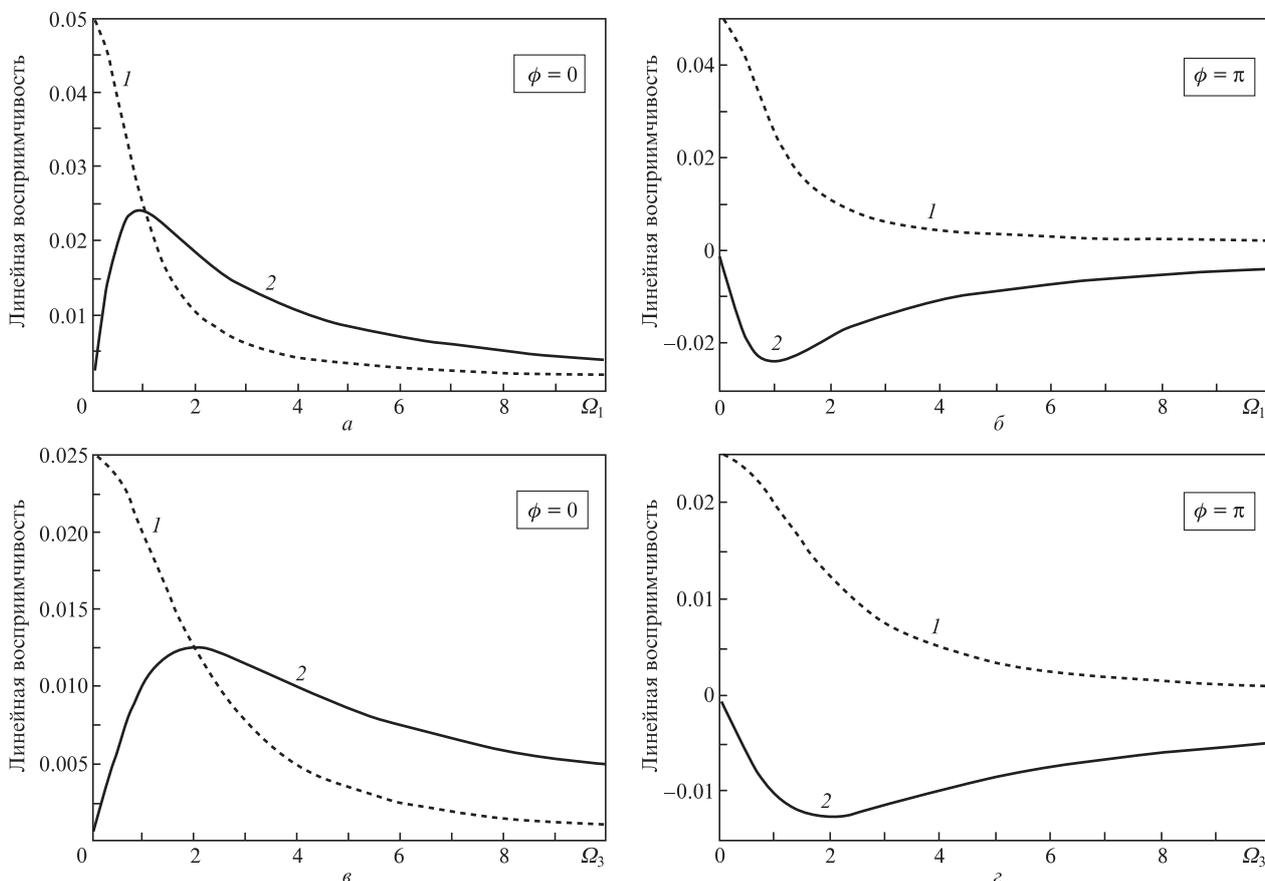


Рис.6. Подстройка интенсивностью изменения восприимчивости в зависимости от  $\Omega_1$  (а, б) и  $\Omega_3$  (в, з). Значения остальных параметров те же, что и на рис.5.

и в среде для слабого пробного светового поля в отсутствие терагерцевого поля от отстройки пробного поля от резонанса при разных относительных фазах управляющих полей. Видно, что в отсутствие терагерцевого сигнала среда не является фазозависимой. Поэтому знак наклона дисперсии при изменении относительной фазы не меняется.

В присутствии терагерцевого сигнала (рис.4) такая зависимость появляется и наблюдается изменение знака производной дисперсии от фазы, приводящее к «переключению» групповой скорости пробного импульса от сверхсветовой к субсветовой. Зависимости восприимчивости и отношения скоростей света в вакууме и в среде для слабого пробного светового импульса от относительной фазы управляющих полей показаны на рис.5. Можно видеть, что при изменении относительной фазы поглощение, дисперсия и групповая скорость пробного импульса непрерывно изменяются. Следовательно, при изменении относительной фазы приложенных полей свет может распространяться как со сверхсветовой, так и с субсветовой скоростью. При этом сверхсветовое распространение света сопровождается уменьшением поглощения, т. е. по мере прохождения через среду импульс существенно не ослабляется.

На рис.6 показаны зависимости поглощающих и дисперсионных свойств для слабого пробного света от  $\Omega_1$  и  $\Omega_3$  при  $\phi = 0$  и  $\pi$ . Видно, что могут быть обеспечены широкий диапазон перестройки этих свойств и переход от досветовой к сверхсветовой групповой скорости.

#### 4. Заключение

Нами рассмотрено влияние фазы и амплитуды управляющих полей на поглощение, дисперсию и распространение в среде пробного поля, приложенного к наноструктуре на основе ПКТ InGaN/GaN. Расчет наноструктуры произведен численно самосогласованным решением уравнений Шредингера и Пуассона. Путем управления размером квантовой точки и внешним напряжением получена четырехуровневая квантовая точка с соответствующими энергетическими уровнями, которые могут быть пригодны для управления полем терагерцевого сигнала сверхсветовым и субсветовым распространением света. По-

казано, что в присутствии поля терагерцевого сигнала среда становится фазозависимой и, следовательно, может быть реализован широкий диапазон перестройки групповой скорости пробного поля за счет изменения фазы терагерцевого поля. В результате непрерывного изменения фазы групповая скорость также может быть «переключена» от субсветовых к сверхсветовым значениям.

1. Wu Y., Yang X. *Phys. Rev. A*, **71**, 053806 (2005).
2. Harris S.E. *Phys. Today*, **50** (7), 36 (1997).
3. Zhao Y., Huang D., Wu C. *J. Opt. Soc. Am. B: Opt. Phys.*, **13**, 1614 (1996).
4. Wu Y., Yang X. *Phys. Rev. A*, **70**, 053818 (2004).
5. Wu Y., Yang X. *Phys. Rev. B*, **76**, 054425 (2007).
6. Si L.G., Yang W.X., Lou X.Y., Hao X.Y., Yang X. *Phys. Rev. A*, **82**, 013836 (2010).
7. Yang W.X., Hou J.M., Lin Y.Y., Lee R.K. *Phys. Rev. A*, **79**, 033825 (2009).
8. Li J.H., Lou X.Y., Luo J.M., Huang Q.J. *Phys. Rev. A*, **74**, 035801 (2006).
9. Wang Z., Yu B. *Laser Phys. Lett.*, **11**, 035201 (2014).
10. Si L.G., Yang W.X., Yang X. *J. Opt. Soc. Am. B*, **26**, 478 (2009).
11. Asadpour S.H., Hamed H.R., Rahimpour Soleimani H. *J. Mod. Opt.*, **60**, 659 (2010).
12. Wu Y., Deng L. *Phys. Rev. Lett.*, **93**, 143904 (2004).
13. Asadpour S.H., Eslami-Majd A. *J. Lumin.*, **132**, 1477 (2012).
14. Wu Y., Yang X. *Appl. Phys. Lett.*, **91**, 094104 (2007).
15. Li J.H., Yu R., Hao X., Zheng A., Yang X. *Opt. Commun.*, **282**, 4384 (2009).
16. Wang L.J., Kuzmich A., Dogariu A. *Nature (London)*, **406**, 277 (2000).
17. Agarwal G.S., Dey T.N., Menon S. *Phys. Rev. A*, **64**, 053809 (2001).
18. Sadeghi S.M., Leffler S.R., Meyer J. *Opt. Commun.*, **151**, 173 (1998).
19. Sadeghi S.M., Leffler S.R., Meyer J. *Phys. Rev. B: Condens. Matter.*, **59**, 15388 (1999).
20. Li J.H. *Phys. Rev. B*, **75**, 155329 (2007).
21. Wang Z., Yu B. *J. Opt. Soc. Am. B*, **30**, 2915 (2013).
22. Asadpour S.H., Jaber M., Rahimpour Soleimani H. *J. Opt. Soc. B*, **30**, 1815 (2013).
23. Asadpour S.H., Hamed H.R., Eslami Majd A., Sahrai M. *Phys. E*, **44**, 464 (2011).
24. Wu Y. *J. Appl. Phys.*, **103**, 104903 (2008).
25. Yang W.X., Chen A.X., Lee R.K., Wu Y. *Phys. Rev. A*, **84**, 013835 (2011).
26. Asadpour S.H., Rahimpour Soleimani H. *Opt. Commun.*, **315**, 347 (2014).
27. Asadpour S.H., Golsanamlou Z., Rahimpour Soleimani H. *Phys. E*, **54**, 45 (2013).
28. Boyd R.W., Gauthier D.J. *Progr. Opt.*, **43**, 497 (2002).