

**КОГЕРЕНТНОЕ УПРАВЛЕНИЕ КВАНТОВЫМИ
СОСТОЯНИЯМИ МЕЛКОЙ ПРИМЕСИ В МОНОСЛОЕ
ГРАФЕНА С ПОМОЩЬЮ ФАЗОМОДУЛИРОВАННЫХ
БИХРОМАТИЧЕСКИХ ЛАЗЕРНЫХ ИМПУЛЬСОВ:
ВЛИЯНИЕ ПРОЦЕССОВ РЕЛАКСАЦИИ**

А.А. АВETИСЯН¹, А.П. ДЖОТЯН^{1*}, Г.П. ДЖОТЯН²,
А.Л. ВАРТАНЯН¹, А.Л. АСАТРЯН¹

¹Ереванский государственный университет, Ереван, Армения

²HUN-REN Wigner Research Centre for Physics, Budapest, Hungary

*e-mail: adjotyanyan@ysu.am

(Поступила в редакцию 20 февраля 2025 г.)

С использованием вариационного метода рассчитаны дипольные матричные элементы для оптических переходов $1S - 2P^+$ и $2S - 2P^+$ мелкой донорной примеси в монослое графена с открытой энергетической щелью в перпендикулярном магнитном поле. Далее анализируется перенос населенности между двумя метастабильными состояниями $1S$ и $2S$ с помощью бихроматического фазомодулированного (частотно-чирпированного) лазерного импульса с учетом релаксационных процессов в системе. Показано, что такой перенос населенности может полностью осуществляться без значительного заселения возбужденного состояния, если длительность бихроматического импульса намного меньше времен релаксации системы. Спонтанный распад возбужденного состояния и дефазировка квантовых состояний приводят к неполному переносу населенности между метастабильными состояниями.

1. Введение

Когерентное управление квантовыми состояниями находит важное применение во многих областях науки и техники. Среди них – атомная интерферометрия [1, 2], квантовая химия [3], квантовая обработка данных [4, 5], квантовая оптика [6], генерация высоких гармоник, повышение эффективности нелинейных процессов в резонансных газах [7–12] и другие области. В последние годы широко исследуются различные схемы когерентного переноса населенности и когерентного создания суперпозиционных состояний [13–25]. Хотя методы когерентного управления разрабатываются в основном для атомных и молекулярных систем, эти методы становятся актуальными и в области графеновых систем [26–30]. В нашей предыдущей работе [30] мы рассмотрели перенос населенности и создание когерентности между двумя метастабильными $1S$ и $2S$ состояниями мелкой примеси в однослойном графене (ОСГ) в перпендикулярном магнитном поле с использованием одиночного, модулированного по фазе (частотно-чирпированного (FC)) лазерного импульса, предполагая, что длительность импульса

намного короче времени релаксации системы.

В настоящей работе анализируется возможность использования двух частотно-чипированных лазерных импульсов – бихроматического FC импульса, для когерентного управления состояниями мелкой примеси в графеновой системе. Бихроматический FC импульс состоит из двух лазерных импульсов с одинаковой временной огибающей и частотным чирпом, действующими на два разных разрешенных дипольных перехода между двумя метастабильными состояниями мелкой примеси и общим возбужденным состоянием $2P^+$. Целью анализа, представленного в данной работе, является рассмотрение условий полного когерентного перехода заселенности рассматриваемой квантовой системы между ее метастабильными состояниями (без существенного возбуждения системы) с учетом спонтанного распада возбужденного состояния $2P^+$ и дефазированной релаксации в системе. В качестве двух метастабильных состояний, как и в [30], рассмотрены $1S$ и $2S$ состояния мелкой донорной примеси в ОСГ с открытой энергетической щелью в перпендикулярном магнитном поле. Энергии двух метастабильных состояний и возбужденного состояния $2P^+$ рассчитаны в [30] с использованием вариационного подхода в модели предложенного «смягченного» кулоновского потенциала [31]. Чтобы иметь полный набор параметров для оценки времен релаксации, мы исследуем дипольные переходы между нижними $1S$ и $2S$ состояниями и возбужденным $2P^+$ состоянием мелкой донорной примеси в ОСГ в перпендикулярном магнитном поле.

2. Теория и математический формализм

2.1. Определение дипольных матричных элементов примесных межуровневых переходов

В этом подразделе теоретически исследуются дипольные матричные элементы для переходов $1S \rightarrow 2P^+$ и $2S \rightarrow 2P^+$ между примесными уровнями в ОСГ с открытой щелью в перпендикулярном магнитном поле. Предполагается, что электромагнитная волна распространяется в направлении Z и вектор напряженности электрического поля $E(t)$ импульса с круговой поляризацией лежит в плоскости графена. Для двух направлений \mathbf{e}_x и \mathbf{e}_y вектора поляризации \mathbf{e} имеем:

$$(\mathbf{e}_x + i\mathbf{e}_y)\mathbf{r} = x + iy = \rho e^{i\varphi}, \quad (\mathbf{e}_x - i\mathbf{e}_y)\mathbf{r} = x - iy = \rho e^{-i\varphi}. \quad (1)$$

В дипольном приближении дипольный матричный элемент перехода из начального состояния l в конечное состояние u определяется выражением:

$$e(\mathbf{er})_{ul} = e \langle \psi_u | \mathbf{er} | \psi_l \rangle = d_{ul}, \quad (2)$$

где ψ_u и ψ_l – нормированные волновые функции начального и конечного состояний, e – заряд электрона. Для определения энергетического спектра и нормированных волновых функций мелкого донора в щелевом ОСГ использовался вариационный метод. В качестве пробных волновых функций для основного и возбужденного состояний примесного электрона в поле «смягченного» кулоновского потенциала были выбраны решения двумерного квантового гармонического осциллятора [30, 31]. Уравнение для определения энергетического спектра одновалентной мелкой примеси в монослое графена в перпендикулярном

магнитном поле \mathbf{B} с вектором-потенциалом \mathbf{A} ($A_r = 0$, $A_\phi = B\rho/2$) в цилиндрических координатах имеет вид:

$$\left[\frac{U^2}{4} + (v_F \hat{p})^2 + v_F^2 \frac{m^2 \omega^2 \rho^2}{4} \right] \phi - i m v_F^2 \hbar \omega \frac{\partial \phi}{\partial \varphi} = \left(E + \frac{e^2}{\chi(\rho + b)} \right)^2 \phi, \quad (3)$$

где масса электрона $m = U/2v_F^2$ определяется величиной щели U между зоной проводимости и валентной зоной, $v_F \approx 10^6$ м/сек – скорость Ферми; $\omega = eB/mc$ – циклотронная частота, m – магнитное квантовое число. Диэлектрическая проницаемость системы графен-подложка $\chi = (\chi_1 + \chi_2)/2$ определяется диэлектрическими проницаемостями χ_1 и χ_2 окружающих сред. Используется выражение для «смягченного» кулоновского потенциала $V(\rho) = e^2/\chi(\rho + b)$ с параметром «толщины» b с учетом конечного внеплоскостного расширения волновой функции примесного электрона [30, 31]. Нулевая точка для энергии выбрана в середине щели. Роль постоянной тонкой структуры в ОСГ играет эффективный параметр тонкой структуры $\alpha = e^2/\chi \hbar v_F \approx 2.2/\chi$, связанный со скоростью Ферми.

Для основного состояния примесного электрона вариационная функция имеет вид:

$$\phi_{1S} = N_1 \exp(-\lambda_1 \rho^2), \quad (4)$$

где нормировочная константа $N_1 = 1/\sqrt{2\pi A_1}$, $A_1 = \int_0^\infty e^{-2\lambda_1 \rho^2} \rho d\rho = 1/4\lambda_1$ и λ_1 – вариационный параметр для состояния $1S$. Для состояния $2S$ выбираем пробную функцию с двумя вариационными параметрами λ_3 и δ :

$$\phi_{2S} = N_3 (1 - \delta \rho^2) \exp(-\lambda_3 \rho^2), \quad (5)$$

где нормировочная константа $N_3 = \sqrt{1/\pi A_3}$, $A_3 = \int_0^\infty e^{-2\lambda_3 \rho^2} (1 - \delta \rho^2) \rho^3 d\rho$. Для состояния $2P^+$ выберем пробную функцию

$$\phi_{2P^+} = N_2 \exp(-\lambda_2 \rho^2) \rho \exp(i\varphi), \quad (6)$$

с нормировочной константой $N_2 = \sqrt{1/\pi A_2}$, $A_2 = \int_0^\infty e^{-2\lambda_2 \rho^2} \rho^3 d\rho = 1/8\lambda_2^2$. Полные

энергии и волновые функции низших состояний мелкой донорной примеси были найдены в [30] минимизацией энергии для различных значений параметра b и параметра тонкой структуры. Используя уравнения (1) и (2), а также выражения (4) и (6) для нормированных волновых функций $1S$ и $2P^+$ состояний, после интегрирования по азимутальному углу для дипольного матричного элемента перехода $1S - 2P^+$ получим:

$$d_{1S \rightarrow 2P^+}(\alpha, b) = e a_B^* \frac{\int_0^\infty \exp(-\lambda_1 \rho^2) \exp(-\lambda_2 \rho^2) \rho^3 d\rho}{\sqrt{A_1(\lambda_1) A_2(\lambda_2)}}, \quad (7)$$

где $a_B^* = \hbar^2 \chi / me^2$ – эффективный радиус Бора в ОСГ. Аналогично мы получим следующее выражение для дипольного матричного элемента перехода $2S - 2P^+$, используя уравнения (1) и (2) и выражения (5) и (6), после интегрирования по азимутальному углу:

$$d_{2S \rightarrow 2P^+}(\alpha, b, \gamma) = ea_B^* \frac{\int_0^\infty \exp(-\lambda_3 \rho^2) \exp(-\lambda_2 \rho^2) (1 - \delta \rho^2) \rho^3 d\rho}{\sqrt{A_3(\lambda_1) A_2(\lambda_2)}}. \quad (8)$$

В уравнениях (7) и (8) $\lambda_1, \lambda_2, \lambda_3$ и δ – вариационные параметры, полученные после процедуры минимизации для состояний $1S, 2P^+$ и $2S$, соответственно. Результаты численного расчета дипольных матричных элементов для переходов примесного электрона из первого метастабильного состояния $1S$ в возбужденное состояние $2P^+$, а также из второго метастабильного состояния $2S$ в состояние $2P^+$ представлены на рис.1 (в единицах ea_B^*) в зависимости от параметра тонкой структуры при фиксированном значении параметра $b = 0.01$ в магнитном поле с $\gamma = \hbar\omega/2R^* = 10$; эффективный Ридберг $R^* = \frac{me^4}{2\chi^2 \hbar^2} = 2$ мэВ.

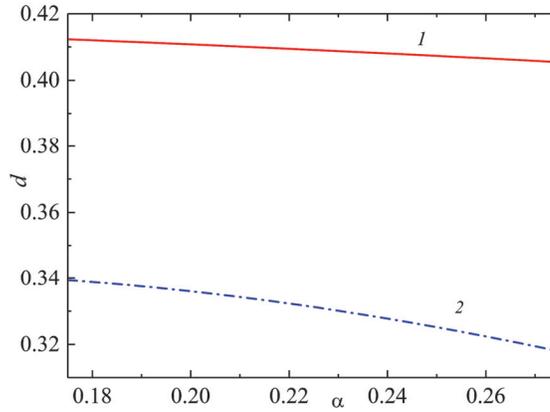


Рис.1. Дипольный матричный элемент для межуровневых переходов мелкой примеси в ОСГ в зависимости от постоянной тонкой структуры (в единицах ea_B^*) при $b=0.01$ и $\gamma = 10$: кривая 1 для перехода $1S \rightarrow 2P^+$; кривая 2 для перехода $2S \rightarrow 2P^+$.

2.2. Когерентный контроль населенности метастабильных состояний

Рассмотрим здесь взаимодействие двух ФС лазерных импульсов с дипольно-разрешенными переходами между двумя метастабильными состояниями и одним возбужденным состоянием квантовой системы с Λ -конфигурацией энергетических уровней [30]. Результаты нашего анализа применимы к квантовой системе, состоящей из наименьших энергетических состояний мелкой примеси в монослой графена (см. рис.2). В описании взаимодействия используется полуклассический подход, где лазерное излучение рассматривается классически, а электронные состояния примеси – в рамках квантовой механики. Лазерное поле $E(t)$ состоит из

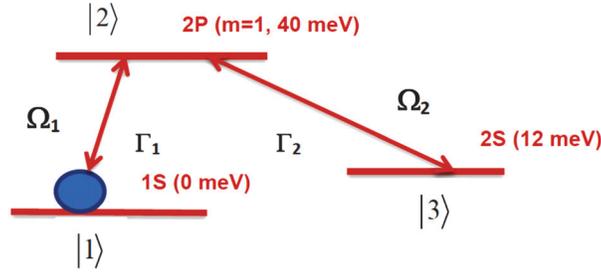


Рис.2. Схема взаимодействия бихроматического FC импульса с двумя метастабильными состояниями $|1\rangle$ и $|3\rangle$ и возбужденным состоянием $|2\rangle$. Ω_k и Γ_k ($k = 1,2$) – соответствующие частоты Раби и скорости спонтанной релаксации.

двух лазерных импульсов:

$$E(t) = 1/2 \sum_{j=1}^2 \{ E_j \exp(i\omega_j t) + c.c. \}. \quad (9)$$

Схема взаимодействия представлена на рис. 2. Учитывая процессы релаксации, систему можно описать матрицей плотности $\hat{\rho}$, для которой временная эволюция дается основным уравнением:

$$i\hbar \partial \hat{\rho} / \partial t = [\hat{H} \hat{\rho}] + \hat{R}, \quad (10)$$

где

$$\hat{H} = \begin{pmatrix} 0 & \Omega_1 & 0 \\ \Omega_1^* & \varepsilon_1(t) & \Omega_2^* \\ 0 & \Omega_2 & \varepsilon_1(t) - \varepsilon_2(t) \end{pmatrix} \quad (11)$$

и

$$\hat{R} = i\hbar \begin{pmatrix} \Gamma_1 \rho_{11} & (-\gamma_{12} - \Gamma/2) \rho_{12} & -\gamma_{13} \rho_{13} \\ (-\gamma_{12} - \Gamma/2) \rho_{21} & -\Gamma \rho_{22} & (-\gamma_{23} - \Gamma/2) \rho_{23} \\ -\gamma_{13} \rho_{31} & (-\gamma_{23} - \Gamma/2) \rho_{32} & \Gamma_2 \rho_{33} \end{pmatrix}. \quad (12)$$

Оператор \hat{H} в уравнении (11) – гамильтониан в представлении взаимодействия, а \hat{R} – оператор релаксации. Зависящие от времени частоты Раби $\Omega_j = (1/2\hbar) E_j(t) d_{j2} \exp(i\beta t^2) = W_j f(t) \exp(i\beta t^2)$ имеют (в общем случае разные) комплексные амплитуды W_j ($j = 1,2$). В дальнейшем предполагаем, что два импульса, образующие бихроматический FC лазерный импульс, имеют одинаковую огибающую гауссовской функции $f(t) = \exp[-(t/\tau_p)^2]$; d_{j2} – дипольный матричный элемент перехода между основным состоянием $|j\rangle$ и возбужденным состоянием $|2\rangle$ ($j = 1,3$) (см. рис.2). $\Gamma = \Gamma_1 + \Gamma_2$ – скорость спонтанного распада возбужденного состояния $|2\rangle$, где Γ_1 и Γ_2 – скорости спонтанной релаксации соответственно к основным состояниям $|1\rangle$ и $|3\rangle$, $\Gamma = \frac{1}{\tau_{rel}}$, где τ_{rel} – время релак-

сации возбужденного состояния; γ_{kj} – скорость дефазировки оптической когерентности между состояниями $|k\rangle$ и $|j\rangle$ ($k, j = 1, 2, 3$). Мы предполагаем одинаковый линейный частотный чирп для обоих импульсов, образующих бихроматический импульс:

$$\omega_j = \omega_{j0} + \beta t \quad (j = 1, 2), \quad (13)$$

где ω_{j0} – центральная частота j -го лазерного импульса, β – скорость чирпа. $\varepsilon_1(t)$ и $\varepsilon_2(t)$ – расстройки частоты от резонансных частот для дипольно-разрешенных переходов (см. рис. 2):

$$\varepsilon_1(t) = \omega_1(t) - \omega_{12}^0, \quad \varepsilon_2(t) = \omega_2(t) - \omega_{32}^0, \quad (14)$$

где ω_{12}^0 и ω_{32}^0 – резонансные частоты дипольно-разрешенных переходов.

3. Перенос населенности между двумя метастабильными состояниями бихроматическим FC импульсом с рамановской расстройкой

В этом разделе рассмотрим взаимодействие бихроматического FC лазерного импульса с квантовой системой, изображенной на рис.2, полагая, что частоты обоих импульсов, образующих бихроматический импульс, проходят через резонанс с соответствующими переходами. Предполагается, что изначально населенность системы находится в одном из метастабильных состояний, например в состоянии $|1\rangle$, как показано на рис. 2.

3.1. Случай короткого FC бихроматического импульса

Сначала рассмотрим случай коротких лазерных импульсов, длительность которых намного меньше всех времен релаксации системы. Как показывают представленные ниже результаты численных расчетов, полный переход населенности из состояния $|1\rangle$ в состояние $|3\rangle$ происходит только тогда, когда бихроматический FC импульс вступает вначале в резонанс с переходом из первоначально занятого метастабильного состояния $|1\rangle$ в возбужденное состояние, и только после этого – с переходом между возбужденным и вторым, первоначально пустым метастабильным состоянием $|3\rangle$. Поскольку для импульсов, образующих бихроматический импульс, предполагается одинаковая временная форма без запоздания между ними, то временную последовательность вхождения в резонанс можно установить путем изменения центральных частот импульсов ω_{j0} . Следует отметить, что комбинационная расстройка

$$\omega_R = \varepsilon_1(t) - \varepsilon_2(t) = \varepsilon_{10} - \varepsilon_{20} = (\omega_{10} - \omega_{12}^0) - (\omega_{20} - \omega_{32}^0) \quad (15)$$

не зависит от времени в принятых выше условиях. Как следует из уравнений (13)–(15), при положительной рамановской расстройке ($\omega_R > 0$) и положительном чирпе ($\beta > 0$) резонанс будет достигнут сначала при переходе между первоначально занятым состоянием $|1\rangle$ и возбужденным состоянием $|2\rangle$, и только

после этого при переходе между первоначально пустым состоянием $|3\rangle$ и возбужденным состоянием $|2\rangle$. Последовательность достижения резонанса будет изменена на противоположную путем изменения знака рамановской расстройки ω_R или направления chirpa частоты. Ниже, на рис.3 представлены результаты численного анализа уравнений для элементов матрицы плотности (см. уравнения (10)–(12)), демонстрирующие динамику населенностей состояний в поле бихроматического лазерного импульса в предположении, что длительность импульса много меньше всех времен релаксации системы ($\Gamma\tau_p \ll 1, \gamma_{ij}\tau_p \ll 1, i, j = 1, 2, 3$).

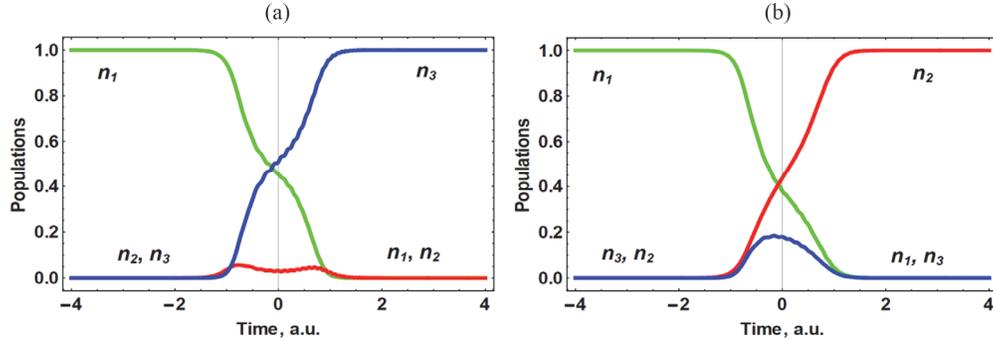


Рис.3. Перенос населенности из первоначально заселенного состояния $|1\rangle$ в состоянии $|3\rangle$ в поле бихроматического FC лазерного импульса при скорости chirpa $\beta = 15/\tau_p^2$. Временная переменная нормируется по длительности импульса: $t^* = t/\tau_p$; $n_j = \rho_{jj}$ ($j = 1, 2, 3$) – населенность j -го состояния. Используемые параметры: амплитуда частот Раби импульсов, формирующих FC бихроматический импульс $W_1 = W_2 = 30/\tau_p$: (a) – для рамановской расстройки $\omega_R > 0$ ($\varepsilon_{10} = 15/\tau_p, \varepsilon_{20} = 0$); и (b) – для рамановской расстройки $\omega_R < 0$ ($\varepsilon_{10} = -15/\tau_p, \varepsilon_{20} = 0$).

Далее для простоты будем считать, что амплитуды частот Раби импульсов, образующих бихроматический импульс, равны между собой. Как следует из рис. 3а, полный переход населенности из первоначально заселенного метастабильного состояния $|1\rangle$ в другое, изначально пустое метастабильное состояние $|3\rangle$, происходит при незначительном возбуждении системы, если лазерный импульс вступает в резонанс вначале с первоначально заселенным метастабильным состоянием. Напротив, система возбуждается, если резонанс происходит вначале при переходе из первоначально пустого состояния $|3\rangle$ в возбужденное состояние $|2\rangle$ (рис. 3б).

3.2. Влияние процессов релаксации

В этой части анализируется влияние релаксационных процессов на перенос населенности, рассмотренный в предыдущей части. В отдельности рассматриваются влияние спонтанного распада и дефазировки. Вначале предположим, что длительность бихроматического лазерного импульса порядка времени спонтанного

затухания возбужденного состояния: $\Gamma\tau_p \sim 1$, но $\gamma_{ij}\tau_p \ll 1$ ($i, j = 1, 2, 3$).

Ниже представлены результаты моделирования для тех же параметров, что и выше, с включением в систему уравнений для элементов матрицы плотности дополнительного релаксационного члена $\Gamma = \Gamma_1 + \Gamma_2$, см. уравнения (10)–(12). В дальнейшем предположим одинаковую скорость затухания дипольных переходов: $\Gamma_1 = \Gamma_2 = \Gamma/2$.

Как показывает анализ, при малой величине возбуждения системы, как в нашем случае, действие релаксации проявляется при длительности лазерного импульса τ_p , примерно в 20 раз превышающей время релаксации возбужденного состояния, см. рис. 4с. При большей длительности импульсов преобладают некогерентные процессы оптической накачки, приводящие к примерно равным (в случае предполагаемых равных амплитуд частот Раби импульсов, формирующих бихроматический импульс) заселенностям метастабильных состояний с незначительной когерентностью между ними (см. рис. 5). На следующем этапе рассматривается влияние дефазировки на перенос заселенности квантовых состояний. Как показывает наш анализ, наибольшее влияние на обсуждавшийся выше перенос населенности между двумя метастабильными состояниями, оказывает дефазировка когерентности ρ_{13} (рис. 6).

Для оценки вероятности спонтанного радиационного распада возбужденного уровня $|2\rangle$ при переходе электрона на метастабильный уровень $|1\rangle$ воспользуемся известной формулой [32]:

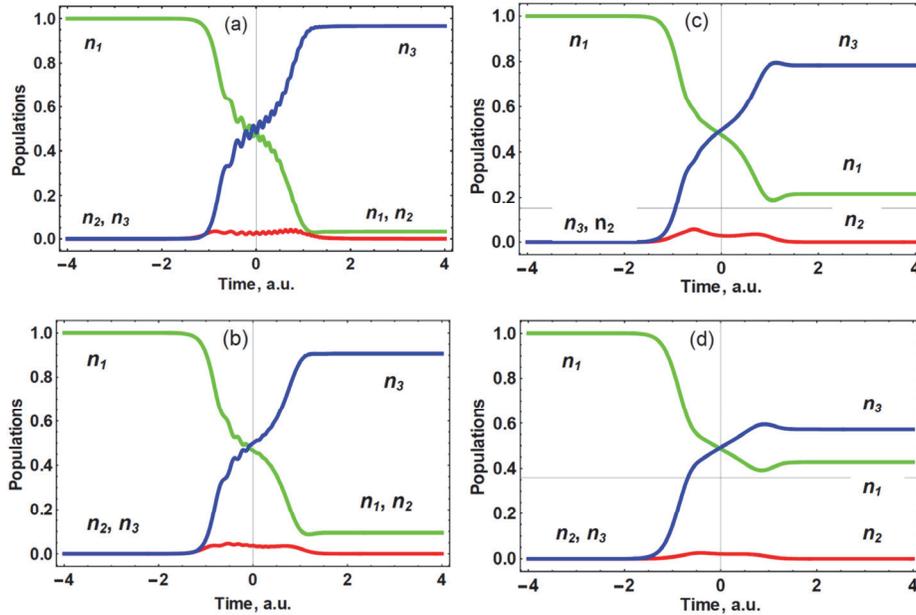


Рис.4. Перенос населенности из первоначально заселенного состояния $|1\rangle$ в состояние $|3\rangle$. Временная переменная нормируется по длительности импульса: $t^* = t/\tau_p$. Используемые параметры те же, что на рис. 3, кроме: (а) $\Gamma\tau_p = 1$ (б) $\Gamma\tau_p = 5$ (с) $\Gamma\tau_p = 20$; (д) $\Gamma\tau_p = 100$.

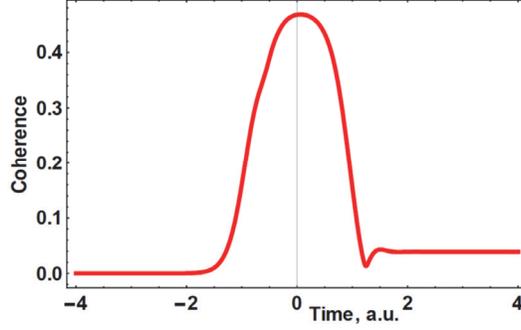


Рис.5. Зависимость абсолютной величины когерентности ρ_{13} между двумя метастабильными состояниями от нормированного времени ($t^* = t/\tau_p$) для случая, представленного на рис. 3б.

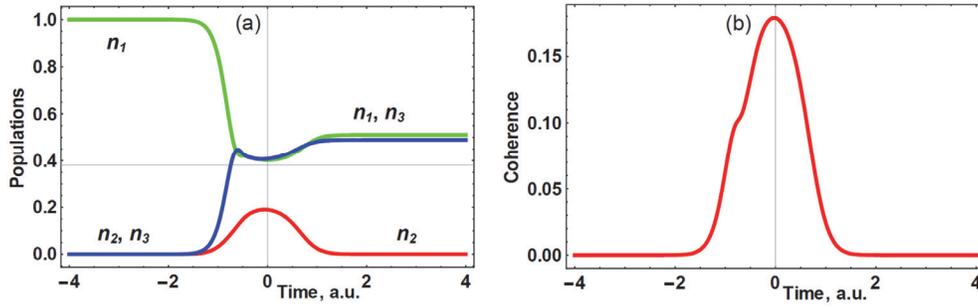


Рис. 6. (а) Перенос населенности из первоначально заселенного состояния $|1\rangle$ в состояние $|3\rangle$. (б) Зависимость абсолютного значения когерентности ρ_{13} от нормированного времени (временная переменная нормируется по длительности импульса: $t^* = t/\tau_p$). Используемые параметры те же, что на рис.4с, за исключением $\gamma_{13}\tau_p = 20$, где γ_{13} – скорость дефазировки когерентности ρ_{13} .

$$\Gamma_1 = \frac{4}{3\hbar c^3} \omega_{12}^3 d_{12}^2. \quad (16)$$

Согласно (16), для вероятности перехода с возбужденного уровня $|2\rangle$ на уровень $|1\rangle$, с учетом $\omega_{12} = 4 \times 10^{13}$ Гц, $d_{12} \approx 0.4 e a_B^*$ ($a_B^* \approx 15$ nm), получаем $\Gamma_1 \approx 10^6$ сек $^{-1}$ и, соответственно, для времени релаксации – $\tau_{rel} \approx 10^{-6}$ сек. Такого же порядка величину получаем для вероятности спонтанного перехода электрона с возбужденного уровня $|2\rangle$ на метастабильный уровень $|3\rangle$. Для длительностей лазерного импульса, для случаев, представленных на рис. 4, соответственно находим: (а) $\tau_p = 10^{-6}$; (б) $\tau_p = 5 \times 10^{-6}$; (с) $\tau_p = 2 \times 10^{-5}$ и (д) $\tau_p = 10^{-4}$ сек, что наглядно свидетельствует о возможности экспериментальной реализации рассмотренных выше схем переноса населенности между двумя метастабильными состояниями мелкой примеси в графене без существенного возбуждения системы.

4. Заключение

С использованием вариационного подхода в перпендикулярном магнитном поле рассчитаны энергии состояний и дипольных матричных элементов для оптических переходов $1S - 2P^+$ и $2S - 2P^+$ мелкой донорной примеси в монослой графена с открытой энергетической щелью. Получены зависимости дипольных матричных элементов от значения эффективного параметра тонкой структуры и оценены скорости спонтанной релаксации. Когерентный, устойчивый и полный перенос населенности между двумя метастабильными состояниями без значительного возбуждения системы реализован с помощью короткого бихроматического chirpированного лазерного импульса. Важным условием такого переноса населенности является то, что импульс вначале вступает в резонанс с переходом из первоначально занятого метастабильного состояния в возбужденное состояние и только затем с переходом между возбужденным и вторым, изначально пустым, метастабильным состоянием. Показано, что при длительности бихроматического лазерного импульса, сравнимой со временами релаксации системы, спонтанный распад возбужденного состояния и дефазировка релаксационных процессов приводят к неполному переходу населенности между метастабильными состояниями. При большей длительности импульса преобладают процессы некогерентной оптической накачки.

Исследование выполнено при финансовой поддержке Комитета по высшему образованию и науке РА в рамках проекта №21AG-1C048.

Авторы данной работы заявляют об отсутствии конфликта интересов.

ЛИТЕРАТУРА

1. **M. Kasevich, S. Chu.** Phys. Rev. Lett., **67**, 181 (1991).
2. **J. Lawall, M. Prentiss.** Phys. Rev. Lett., **72**, 993 (1994).
3. **P. Brumer, M. Shapiro.** Annu. Rev. Phys. Chem. **43**, 257 (1992).
4. **C.P. Williams, S.H. Clearwater.** Explorations in Quantum Computing. Springer, London, 2011.
5. **D. Bouwmeester, A. Ekert, A. Zeilinger.** The Physics of Quantum Information: Quantum Cryptography, Quantum Teleportation, Quantum Computation. Springer, Berlin, 2000.
6. **A.S. Parkins, P. Marte, P. Zoller, H.J. Kimble.** Phys. Rev. Lett., **71**, 3095 (1993).
7. **J.B. Watson, A. Saprera, X. Chen, K. Burnett.** Phys. Rev. A, **53**, R1962 (1996).
8. **M. Jain, H. Xia, G.Y. Yin, A.J. Merriam, S.E. Harris.** Phys. Rev. Lett., **77**, 4326 (1996).
9. **A.V. Sokolov, D.R. Walker, D.D. Yavuz, G.Y. Yin, S.F. Harris.** Phys. Rev. Lett., **85**, 5625 (2000).
10. **M.D. Lukin, P.R. Hemmer, M. Loeffler, M. Scully.** Phys. Rev. Lett., **81**, 2675 (1998).
11. **E. Korsunsky, T. Halfmann, J.P. Marangos, M. Fleischhauer, K. Bergmann.** Eur. Phys. J. D **23**, 167 (2003).
12. **T. Rickes, J.P. Marangos, T. Halfmann.** Opt. Commun., **227**, 133 (2003).
13. **K. Bergmann, H. Theuer, B.W. Shore.** Rev. Mod. Phys., **70**, 1003 (1998).
14. **R. Unanyan, M. Fleischhauer, B.W. Shore, K. Bergmann.** Opt. Commun., **155**, 144 (1998).
15. **G.P. Djotyan, J.S. Bakos, Zs. Sörlei, J. Szigeti.** Phys. Rev. A, **70**, 063406 (2004).

16. **F. Vewinger, M. Heinz, R.G. Fernandez, N.V. Vitanov, K. Bergmann.** Phys. Rev. Lett., **91**, 213001 (2003).
17. **N. Sangouard, S. Guérin, L.P. Yatsenko, T. Halfmann.** Phys. Rev. A **70**, 013415 (2004).
18. **L.P. Yatsenko, N.V. Vitanov, B.W. Shore, T. Ricketts, K. Bergmann.** Opt. Commun., **204**, 413 (2002).
19. **G.P. Djotyan, J.S. Bakos, Zs. Sörlei.** Opt. Express, **4**, 113 (1999).
20. **G.P. Djotyan, J.S. Bakos, Zs. Sörlei.** Phys. Rev. A, **64**, 013408 (2001).
21. **G.P. Djotyan, N. Sandor, J.S. Bakos, Zs. Sörlei.** Opt. Express, **19**, 17493 (2011).
22. **N.V. Vitanov, A.A. Rangelov, B.W. Shore, K. Bergmann.** Rev. Modern Phys., **89**, 015006 (2017).
23. **M.M. Mahana, S. Davuluri, T.N. Dey.** Phys. Rev. A, **110**, 023716 (2024).
24. **H.K. Avetissian, A. Brown, G.F. Mkrtchian.** Phys. Rev. A, **80**, 033413 (2009).
25. **B.P. Maddox, J.M. Mortlock, T.R. Hepworth, A.P. Raghuram, P.D. Gregory, A. Guttridge, S.L. Cornish.** Phys. Rev. Lett., **133**, 253202 (2024).
26. **C. Ding, R. Yu, X. Hao, D. Zhang.** Sci. Rep., **8**, 1530 (2018).
27. **F. Wendler, E. Malic.** Sci. Rep. **5**, 12646 (2015).
28. **M. Mittendorff, F. Wendler, E. Malic, A. Knorr, M. Orlita, M. Potemski, C. Berger, W.A. de Heer, H. Schneider, M. Helm, S. Winnerl.** Nat. Phys., **11**, 75 (2015).
29. **F. Wendler, E. Malic.** Phys. Rev. B, **93**, 035432 (2016).
30. **A.P. Djotyan, G.P. Djotyan, A.A. Avetisyan.** J. Contemp. Phys., **59**, 272 (2024).
31. **A.P. Djotyan, K. Mouloupos, A.A. Avetisyan.** Sem. Sci. Technol., **40**, 015012 (2025).
32. **В.Б. Берестецкий, Е.М. Лифшиц, Л.П. Питаевский.** Квантовая электродинамика. Москва, Наука, 1989.

COHERENT CONTROL OF A SHALLOW IMPURITY'S QUANTUM STATES IN GRAPHENE MONOLAYER BY BICHROMATIC PHASE MODULATED LASER PULSES: INFLUENCE OF RELAXATION PROCESSES

A.A. AVETISYAN, A.P. DJOTYAN, G.P. DJOTYAN,
A.L. VARTANIAN, A.L. ASATRYAN

The dipole matrix elements for optical transitions $1S - 2P^+$ and $2S - 2P^+$ of a shallow donor impurity in a graphene monolayer with an opened energy gap are calculated in a perpendicular magnetic field using a variational approach. In the next step, population transfer between the two metastable states $1S$ and $2S$ by a bichromatic phase modulated (frequency chirped) laser pulse is analyzed taking into account relaxation processes in the system. It is demonstrated that such population transfer may be performed in a robust way without a considerable population of the excited state $2P^+$ if duration of the bichromatic pulse is much shorter than the relaxation times of the system. Spontaneous decay of the excited state and dephasing relaxation processes result in not complete transfer of the population between the metastable states.