

ЭФФЕКТИВНЫЙ ПОЛНЫЙ ПЕРЕНОС НАСЕЛЁННОСТЕЙ В М-СИСТЕМЕ С ИСПОЛЬЗОВАНИЕМ ТЕХНИКИ СКАНИРОВАНИЯ

А.Ю. АЛЕКСАНЯН^{1,2*}

¹Институт физических исследований НАН Армении, Аштарак, Армения

²Университет Бургундии Франш-Конте, Дижон, Франция

*e-mail: arthuraleksan@gmail.com

(Поступила в редакцию 27 июля 2020 г.)

В данной работе продемонстрирована теоретическая модель полного переноса населённости в пятиуровневой системе М типа. Метод основан на технике линейного сканирования частоты лазерного поля вблизи резонансной частоты соответствующего перехода. Произведено сравнение полного переноса населённости, полученного с использованием техники сканирования, с результатами, полученными методом, основанным на адиабатическом переносе населённости атомных уровней. Результаты получены с использованием численного расчёта.

1. Введение

В последние десятилетия очень быстро развивается квантовая информатика, но проблема связанная с созданием устройств квантовой памяти всё ещё актуальна [1–4]. Другая проблема состоит в конструировании заданных когерентных суперпозиционных состояний атомов в макроскопическом объёме [5–7], что необходимо для создания логических вентилях [8–11]. Одним из перспективных решений вышеперечисленных проблем является запись и воспроизведение оптической/квантовой информации, основанное на электромагнитно индуцированной прозрачности среды (EIT) в атомарных средах [12–14]. Эффективным методом создания суперпозиционных состояний является адиабатический перенос населённости методами STIRAP [15–19] и b-STIRAP [19,20], которые делают Λ -систему полностью обратимой.

В нашей предыдущей работе [8] продемонстрирована простая реализация трёх-битового программируемого атомного вентиля на пятиуровневом атоме. Рассмотренная схема была основана на адиабатическом переносе населённости атомных уровней в М-системе. Было показано, что вентили, основанные на системе М типа полностью обратимы. Был проведён детальный анализ численного решения нестационарных уравнений для матрицы плотности пятиуровневой системы.

В данной работе показано существенное улучшение переноса населённости в пятиуровневой системе М типа при комбинировании методов адиабатического переноса населённости с техникой сканирования частоты лазерных импульсов вблизи резонансной частоты атомных переходов. На основе детального численного исследования нестационарных решений уравнений матрицы плотности проведено сравнение вышеперечисленных двух техник для эффективного переноса населённости. При проведении численных расчётов учитывались процессы диссипации и дефазировки.

2. Основные уравнения

В этой работе мы рассмотрим пятиуровневую атомную систему, которая взаимодействует с четырьмя импульсами гауссовой формы.

Зависящее от времени уравнение Линдблада можно записать в виде

$$\dot{\rho} = \frac{1}{i\hbar} [H, \rho] + \Lambda(\rho), \quad (1)$$

где ρ – матрица плотности, H – Гамильтониан взаимодействия и $\Lambda(\rho)$ – оператор Линдблада, описывающий процессы диссипации и дефазировки.

Гамильтониан взаимодействия в системе отсчёта привязанной к атому, имеет следующий вид:

$$H = \begin{pmatrix} 0 & \Omega_{12}(t)e^{-i\Delta_{12}(t)t} & 0 & 0 & 0 \\ \Omega_{21}(t)e^{i\Delta_{21}(t)t} & 0 & \Omega_{23}(t)e^{i\Delta_{23}(t)t} & 0 & 0 \\ 0 & \Omega_{32}(t)e^{-i\Delta_{32}(t)t} & 0 & \Omega_{34}(t)e^{-i\Delta_{34}(t)t} & 0 \\ 0 & 0 & \Omega_{43}(t)e^{i\Delta_{43}(t)t} & 0 & \Omega_{45}(t)e^{i\Delta_{45}(t)t} \\ 0 & 0 & 0 & \Omega_{54}(t)e^{-i\Delta_{54}(t)t} & 0 \end{pmatrix}. \quad (2)$$

Здесь $\Delta_{ij}(t)$ – однофотонные расстройки ($\Delta_{ij}(t) = \Delta_{ji}(t)$) зависящие от времени и определяемые, как $\Delta_{12}(t) = E_2 - E_1 - \omega_1(t)$, $\Delta_{23}(t) = E_2 - E_3 - \omega_2(t)$, $\Delta_{34}(t) = E_4 - E_3 - \omega_3(t)$ и $\Delta_{45}(t) = E_4 - E_5 - \omega_4(t)$, где E_i – энергия атомных уровней, а через $\omega_i(t)$ обозначены частоты лазерных импульсов гауссовской формы. Многофотонные расстройки выражаются через однофотонные расстройки следующим образом:

двухфотонные расстройки

$$\Delta_{13}(t) = \Delta_{12}(t) - \Delta_{23}(t),$$

$$\Delta_{24}(t) = -\Delta_{23}(t) + \Delta_{34}(t), \quad (3)$$

$$\Delta_{35}(t) = \Delta_{34}(t) - \Delta_{45}(t),$$

трёхфотонные расстройки

$$\Delta_{14}(t) = \Delta_{12}(t) - \Delta_{23}(t) + \Delta_{34}(t), \quad (4)$$

$$\Delta_{25}(t) = -\Delta_{23}(t) + \Delta_{34}(t) - \Delta_{45}(t),$$

и четырёхфотонная расстройка будет иметь вид:

$$\Delta_{15}(t) = \Delta_{12}(t) - \Delta_{23}(t) + \Delta_{34}(t) - \Delta_{45}(t). \quad (5)$$

$\Omega_{ij}(t) = \Omega_{ji}^*(t)$ представляют из себя частоты Раби соответствующих лазерных импульсов (рис. 1). Оператор Линдблата [10] в матричном виде может быть записан, как

$$\Lambda(\rho) = \begin{pmatrix} \Gamma_{21}\rho_{22} & -\frac{\Gamma_{21}+\Gamma_{23}}{2}\rho_{12} & 0 & -\frac{\Gamma_{43}+\Gamma_{45}}{2}\rho_{14} & 0 \\ -\frac{\Gamma_{21}+\Gamma_{23}}{2}\rho_{21} & -(\Gamma_{21}+\Gamma_{23})\rho_{22} & -\frac{\Gamma_{21}+\Gamma_{23}}{2}\rho_{23} & -\frac{\Gamma}{2}\rho_{24} & -\frac{\Gamma_{21}+\Gamma_{23}}{2}\rho_{25} \\ 0 & -\frac{\Gamma_{21}+\Gamma_{23}}{2}\rho_{32} & \Gamma_{23}\rho_{22}+\Gamma_{43}\rho_{44} & -\frac{\Gamma_{43}+\Gamma_{45}}{2}\rho_{34} & 0 \\ -\frac{\Gamma_{43}+\Gamma_{45}}{2}\rho_{41} & -\frac{\Gamma}{2}\rho_{42} & -\frac{\Gamma_{43}+\Gamma_{45}}{2}\rho_{43} & -(\Gamma_{43}+\Gamma_{45})\rho_{44} & -\frac{\Gamma_{43}+\Gamma_{45}}{2}\rho_{45} \\ 0 & -\frac{\Gamma_{21}+\Gamma_{23}}{2}\rho_{52} & 0 & -\frac{\Gamma_{43}+\Gamma_{45}}{2}\rho_{54} & \Gamma_{45}\rho_{44} \end{pmatrix}, \quad (6)$$

где $\Gamma \equiv \Gamma_{21} + \Gamma_{23} + \Gamma_{43} + \Gamma_{45}$ и Γ_{ij} — естественная ширина линии перехода $i \rightarrow j$ спонтанного излучения.

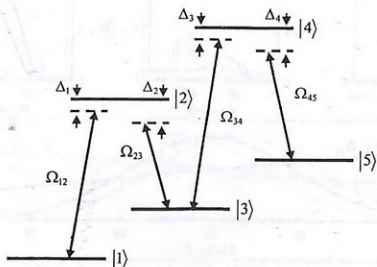


Рис. 1. Схема атомных уровней в пятиуровневой системе типа М.

3. Результаты

В данной работе численно исследована возможность полного переноса атомных населённостей из состояния $|1\rangle$ в состояние $|5\rangle$ в разных режимах, комбинированных со сканированием частоты лазерных импульсов на соответствующих переходах учёт релаксационных процессов. Проведено сравнение переноса населённостей при использовании техники сканирования частоты, с результатами, полученными при помощи методов в которых отсутствует

сканирование. Рассмотрены два типа сканирования. В первом случае сканирование частоты атомного перехода синхронизировано с лазерным импульсом, т.е. определённый переход находится в резонансе когда лазерный импульс имеет наибольшую частоту Раби. Во втором случае нет синхронизации, т.е. сканирование частоты атомного перехода фиксировано.

На рис.2 показана динамика населённостей, когда атом одновременно взаимодействует с четырьмя лазерными импульсами, которые имеют большую длительность и включаются одновременно. При этом два из них (Ω_{12} и Ω_{34}) имеют большую, а остальные (Ω_{23} и Ω_{45}) маленькую частоту Раби. Очевидно, когда все импульсы включаются одновременно, то нет никакой разницы между синхронным и асинхронным сканированием.

На Рис.2с и 2е, кривая 1 описывает динамику переноса населённостей, когда сканирование не применяется и, разумеется, расстройка для каждого

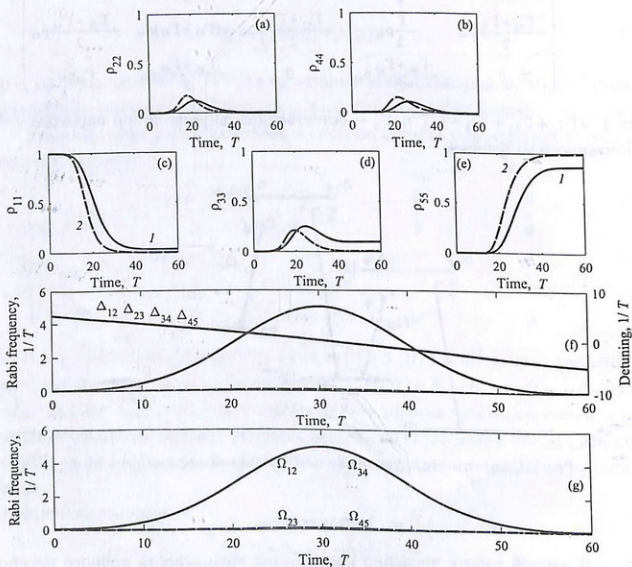


Рис.2. Сравнение динамики населённостей атомных уровней (a,b,c,d,e) со сканированием (2,f) и без сканирования (1,g). При численных расчётах использованы следующие значения параметров: $\Omega_{12} = \Omega_{34} = 5$, $\Omega_{23} = \Omega_{45} = 0.01$, $\delta = 5$ и $\Gamma_{ij} = 0.5$. Пики всех импульсов соответствуют значения $t_1 = t_2 = t_3 = t_4 = 30$. Все параметры нормированы на полное время сканирования T .

перехода от соответствующей резонансной частоты фиксирована: $\Delta_{12} = \Delta_{23} = \Delta_{34} = \Delta_{45} = 5$. Кривая 2 показывает динамику переноса населённостей [19], когда сканирование комбинировано с импульсным режимом и расстройка меняется согласно

$$\Delta_{n+1}(t) = \delta - \frac{2\delta}{T}t, \quad (7)$$

где δ – амплитуда сканирования, а T – полное время сканирования. Как видно из рис.2, при применении сканирования происходит полный перенос населённостей, а без сканирования удастся перенести в состояние $|5\rangle$ лишь порядка 0.86 часть от всей населённости.

На рис.3 показана динамика переноса атомных населённостей при взаимодействии с четырьмя импульсами, из которых одна пара: Ω_{23} и Ω_{45} , немного отстаёт по времени от другой пары Ω_{12} и Ω_{34} .

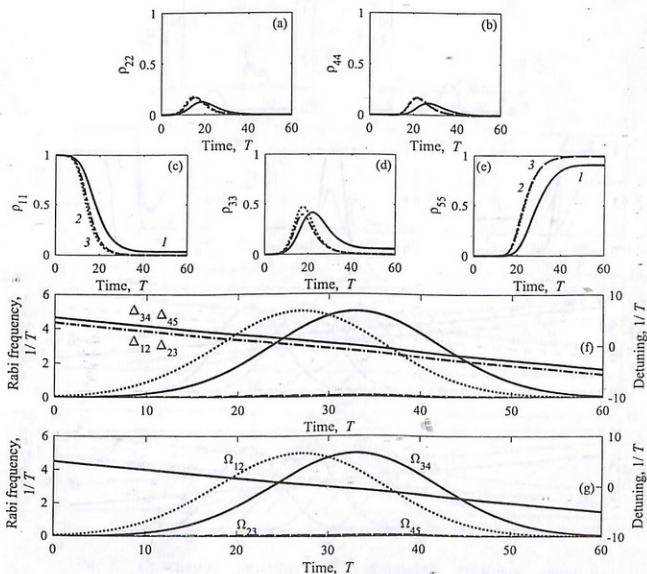


Рис.3. Сравнение динамики населённостей атомных уровней (a,b,c,d,e) без сканирования (1), со синхронным сканированием (2,f) и с асинхронным сканированием (3,g). Для полученных результатов $\Omega_{12} = \Omega_{34} = 5$, $\Omega_{23} = \Omega_{45} = 0.01$, $\delta = 5$ и $\Gamma_y = 0.5$. А пики импульсов соответствуют значения $t_1 = t_2 = 27$ и $t_3 = t_4 = 33$. Все параметры нормированы на полное время сканирования T .

В этом случае есть явная разница между синхронным и асинхронным сканированием, то есть при синхронном сканировании атом никогда не находится в трёх- и четырёхфотонных резонансах. Однако эти расстройки малы, и происходит полный перенос населённости из состояния $|1\rangle$ в состояние $|5\rangle$.

Рис.3с и 3е, кривая 1 описывает динамику переноса населённости, когда сканирования нет, и атом находится в точных двухфотонных резонансах: $\Delta_{12} = \Delta_{23} = \Delta_{34} = \Delta_{45} = 5$. Кривая 2 показывает результат для синхронного сканирования и расстройки можно написать в следующем виде: $\Delta_{\text{res}}(t) = \delta - (2\delta/T) \cdot t - t_0 + T/2$, где t_0 соответствует моменту времени, при котором соответствующий лазерный импульс имеет максимальную частоту Раби. Кривая 3 (асинхронное сканирование) получена, когда расстройка соответствует формуле (7). Видно, что результаты для синхронного и асинхронного

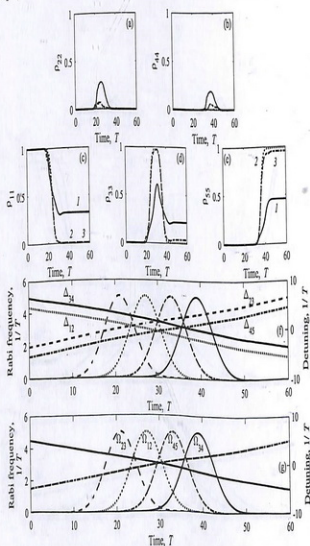


Рис.4. Сравнение динамики населённости атомных уровней (a,b,c,d,e) без сканирования (1), со синхронным сканированием (2,f) и с асинхронным сканированием (3,g). Значения параметров, следующие: $\Omega_1 = \Omega_2 = \Omega_3 = \Omega_4 = 5$. Пики лазерных импульсов соответствуют значениям $t_1 = 27$, $t_2 = 21$, $t_3 = 39$, $t_4 = 33$, $\delta = 5$ и $\Gamma_1 = 0.5$. Все параметры нормированы на полное время сканирования T .

сканирования одни и те же, и можно совершить полный перенос населённости, а без сканирования удастся перенести в состояние $|5\rangle$ лишь порядка 0.9 части от всей населённости.

На Рис.4с,4е,5с и 5е, кривая 1 представляет собой динамику населённости, которая получена с использованием импульсов гауссовой формы без сканирования. Кривые 2 и 3 показывают динамику населённости, полученные при использовании тех же импульсов гауссовой формы, комбинированных со сканированием. Кривой 2 соответствует синхронное сканирование, которое показано на фигуре (f), а кривая 3 получена в случае асинхронного сканирования (g). Для кривой 1 расстройки имеют следующие значения: $\Delta_{12} = \Delta_{34} = 5$ и $\Delta_{23} = \Delta_{45} = -5$. Для кривой 2 расстройки можно представить в следующем виде:

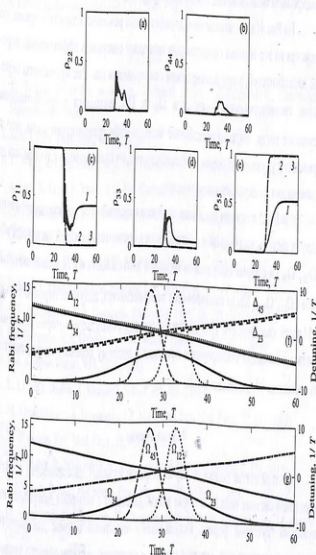


Рис.5. Сравнение динамики населённости атомных уровней (a,b,c,d,e) без сканирования (1), со синхронным сканированием (2,f) и с асинхронным сканированием (3,g). При численных расчётах использовались следующие значения параметров: $\Omega_1 = \Omega_2 = 15$, $\Omega_3 = \Omega_4 = 5$, $\delta = 5$ и $\Gamma_1 = 0.5$. Пик каждого импульса соответствует значению $t_1 = 27$, $t_2 = 30$, $t_3 = 30$ и $t_4 = 33$. Все параметры нормированы на полное время сканирования T .

$\Delta_{n+1}(t) = (-1)^{n+1} \cdot (\delta - (2\delta/T) \cdot t - t_n + T/2)$, а кривой 3 соответствует следующая формула для расстройки: $\Delta_{n+1}(t) = (-1)^{n+1} \cdot (\delta - (2\delta/T) \cdot t)$.

Рис.4 показывает динамику переноса населённости при использовании контринтуитивной последовательности импульсов, где импульсы Ω_{23} , Ω_{12} и Ω_{45} , Ω_{34} включаются и выключаются парами, при $\rho_{11}(t=0) = 1$. Эта конфигурация лазерных импульсов, когда сканирование не применяется, приводит к переносу 0.46 части населённости. Использование контринтуитивных конфигураций, которые комбинированы со синхронным сканированием, приводит к полному переносу населённости из состояния $|1\rangle$ в состояние $|5\rangle$, а при асинхронном сканировании можно перенести 0.95 часть населённости.

На Рис.4f атом находится в двухфотонных резонансах короткое время, но несмотря на это техника сканирования позволяет совершить эффективный перенос населённости, а при асинхронном сканировании (см. Рис.4g) частоты переходов, соответствующие импульсов Ω_{23} и Ω_{34} , находятся в однофотонном резонансе тогда, когда определённые частоты Раби сравнительно малы, что и приводит к ухудшению переноса населённости, по сравнению со случаем, когда применялось синхронное сканирование.

На Рис.5 показана динамика переноса населённости при взаимодействии с двумя импульсами большой длительности и сравнительно малой частотой Раби (Ω_{23} , Ω_{34}) и с двумя импульсами короткой длительности и с большой частотой Раби (Ω_{12} , Ω_{45}). Когда сканирование не применяется, получаем перенос только 0.54 части населённости. Использование лазерных импульсов, которые комбинированы с техникой сканирования приводит к полному переносу населённости из состояния $|1\rangle$ в состояние $|5\rangle$.

4. Заключение

В этой статье подробно изучен перенос атомных населённости в пяти-уровневой системе типа M, которая взаимодействует с четырьмя лазерными импульсами гауссовой формы. Использованы численные методы для расчётов переноса населённости, которые являются решением нестационарного уравнения матрицы плотности, учитывающих все релаксационные процессы. Проведено сравнение переноса населённости при использовании различных последовательностей лазерных импульсов, комбинированные с техникой сканирования. Из полученных результатов очевидно, что техника сканирования приводит к полному переносу населённости несмотря на то, что атом может и не

находится в резонансе во всём промежутке времени взаимодействия. Другими словами, не обязательно знать точный резонанс определённого атомного перехода и настроить лазер под него, а надо только настроить лазер близко к резонансной частоте атомного перехода.

Рассмотренная схема может быть экспериментально реализована, например, на атомных подуровнях щелочных металлов в магнитном поле или на электронных термах атома.

Автор выражает благодарность Э. Газазяну, К. Леруа и Г. Григорян за эффективные дискуссии и помощь при выполнении работы. Автор благодарит Институт Проблем Информатики и Автоматизации НАН Армении за техническую поддержку в численных расчётах. Автор выражает благодарность высшей школе EUR EIPHI за финансирование CO.17049:РАС.АН.

ЛИТЕРАТУРА

1. T. Toffoli. Reversible computing, Technical Report MIT/LCS/TM151, Cambridge, Massachusetts, 1980.
2. K.A. Valiev. Phys. Usp., **48**, 1 (2005).
3. Y. Wang, J. Li, S. Zhang, et al. Nat. Photonics, **13**, 346 (2019).
4. J. Guo, X. Feng, P. Yang, et al. Nat. Commun., **10**, 148 (2019).
5. P.A. Ахмеджанов, А.А. Бондарцев, Л.А. Гущин и др., Письма в ЖЭТФ, **94**, 945 (2011).
6. K. Bergmann, H. Theuer, B.W. Shore. Rev. Mod. Phys., **70**, 1003 (1998).
7. P. Král, I. Thanopoulos, M. Shapiro. Rev. Mod. Phys. **79**, 53 (2007).
8. A.Y. Aleksanyan, E.A. Gazazyan. J. Contemp. Phys., **53**, 205 (2018).
9. I.V. Bargatin, B.A. Grishanin, V.N. Zadkov. Phys. Usp., **44**, 597 (2001).
10. H.J. Kimble. Nature, **453**, 1023 (2008).
11. L. Li, Y.O. Dudin, A. Kuzmich. Nature, **498**, 466 (2013).
12. M. Fleischhauer, A. Imamoglu, J.P. Marangos. Rev. Mod. Phys., **77**, 633 (2005).
13. M.D. Lukin. Rev. Mod. Phys., **75**, 457 (2003).
14. I. Novikova, R. Walsworth, Y. Xiao. Laser and Photonics Review, **6**, 333 (2012).
15. J. Klein, F. Beil, T. Halfmann. Phys. Rev. Lett., **99**, 113003 (2007).
16. G. Grigoryan, E. Gazazyan, V. Chaltykian, O. Tikhova. Laser Physics, **24**, 035301 (2014).
17. E.A. Gazazyan, G.G. Grigoryan, J. Exp. Theor. Phys. **124**, 540 (2017).
18. E.A. Gazazyan, G.G. Grigoryan, J. Contemp. Phys., **51**, 244 (2016).
19. N.V. Vitanov, T. Halfmann, B.W. Shore, K. Bergmann, Annual Review of Physical Chemistry, **52**, 763, (2001).
20. B.W. Shore. Adv. Opt. Photon, **9**, 563 (2017).

$\Delta_{n+1}(t) = (-1)^{n+1} \cdot (\delta - (2\delta/T) \cdot t - t_n + T/2)$, а кривой 3 соответствует следующая формула для расстройки: $\Delta_{n+1}(t) = (-1)^{n+1} \cdot (\delta - (2\delta/T) \cdot t)$.

Рис.4 показывает динамику переноса населённости при использовании контринтуитивной последовательности импульсов, где импульсы Ω_{23} , Ω_{12} и Ω_{45} , Ω_{34} включаются и выключаются парами, при $\rho_{11}(t=0) = 1$. Эта конфигурация лазерных импульсов, когда сканирование не применяется, приводит к переносу 0.46 части населённости. Использование контринтуитивных конфигураций, которые комбинированы со синхронным сканированием, приводит к полному переносу населённости из состояния $|1\rangle$ в состояние $|5\rangle$, а при асинхронном сканировании можно перенести 0.95 часть населённости.

На Рис.4f атом находится в двухфотонных резонансах короткое время, но несмотря на это техника сканирования позволяет совершить эффективный перенос населённости, а при асинхронном сканировании (см. Рис.4g) частоты переходов, соответствующие импульсов Ω_{23} и Ω_{34} , находятся в однофотонном резонансе тогда, когда определённые частоты Раби сравнительно малы, что и приводит к ухудшению переноса населённости, по сравнению со случаем, когда применялось синхронное сканирование.

На Рис.5 показана динамика переноса населённости при взаимодействии с двумя импульсами большой длительности и сравнительно малой частотой Раби (Ω_{23} , Ω_{34}) и с двумя импульсами короткой длительности и с большой частотой Раби (Ω_{12} , Ω_{45}). Когда сканирование не применяется, получаем перенос только 0.54 части населённости. Использование лазерных импульсов, которые комбинированы с техникой сканирования приводит к полному переносу населённости из состояния $|1\rangle$ в состояние $|5\rangle$.

4. Заключение

В этой статье подробно изучен перенос атомных населённости в пяти-уровневой системе типа М, которая взаимодействует с четырьмя лазерными импульсами гауссовой формы. Использованы численные методы для расчётов переноса населённости, которые являются решением нестационарного уравнения матрицы плотности, учитывающих все релаксационные процессы. Проведено сравнение переноса населённости при использовании различных последовательностей лазерных импульсов, комбинированные с техникой сканирования. Из полученных результатов очевидно, что техника сканирования приводит к полному переносу населённости несмотря на то, что атом может и не

находится в резонансе во всём промежутке времени взаимодействия. Другими словами, не обязательно знать точный резонанс определённого атомного перехода и настроить лазер под него, а надо только настроить лазер близко к резонансной частоте атомного перехода.

Рассмотренная схема может быть экспериментально реализована, например, на атомных подуровнях щелочных металлов в магнитном поле или на электронных термах атома.

Автор выражает благодарность Э. Газазяну, К. Леруа и Г. Григорян за эффективные дискуссии и помощь при выполнении работы. Автор благодарит Институт Проблем Информатики и Автоматизации НАН Армении за техническую поддержку в численных расчётах. Автор выражает благодарность высшей школе EUR EIPHI за финансирование CO.17049.PAC.AN.

ЛИТЕРАТУРА

1. T. Toffoli. Reversible computing, Technical Report MIT/LCS/TM151, Cambridge, Massachusetts, 1980.
2. K.A. Valiev. Phys. Usp., **48**, 1 (2005).
3. Y. Wang, J. Li, S. Zhang, et al. Nat. Photonics, **13**, 346 (2019).
4. J. Guo, X. Feng, P. Yang, et al. Nat. Commun., **10**, 148 (2019).
5. Р.А. Ахмеджанов, А.А. Бондарцев, Л.А. Гущин и др., Письма в ЖЭТФ, **94**, 945 (2011).
6. K. Bergmann, H. Theuer, B.W. Shore. Rev. Mod. Phys., **70**, 1003 (1998).
7. P. Král, I. Thanopoulos, M. Shapiro. Rev. Mod. Phys. **79**, 53 (2007).
8. A.Y. Aleksanyan, E.A. Gazazyan. J. Contemp. Phys., **53**, 205 (2018).
9. I.V. Bargatin, B.A. Grishanin, V.N. Zadkov. Phys. Usp., **44**, 597 (2001).
10. H.J. Kimble. Nature, **453**, 1023 (2008).
11. L. Li, Y.O. Dudin, A. Kuzmich. Nature, **498**, 466 (2013).
12. M. Fleischhauer, A. Imamoglu, J.P. Marangos. Rev. Mod. Phys., **77**, 633 (2005).
13. M.D. Lukin. Rev. Mod. Phys., **75**, 457 (2003).
14. I. Novikova, R. Walsworth, Y. Xiao. Laser and Photonics Review, **6**, 333 (2012).
15. J. Klein, F. Beil, T. Halfmann. Phys. Rev. Lett., **99**, 113003 (2007).
16. G. Grigoryan, E. Gazazyan, V. Chaltykian, O. Tikhova. Laser Physics, **24**, 035301 (2014).
17. E.A. Gazazyan, G.G. Grigoryan, J. Exp. Theor. Phys. **124**, 540 (2017).
18. E.A. Gazazyan, G.G. Grigoryan, J. Contemp. Phys., **51**, 244 (2016).
19. N.V. Vitanov, T. Halfmann, B.W. Shore, K. Bergmann, Annual Review of Physical Chemistry, **52**, 763, (2001).
20. B.W. Shore. Adv. Opt. Photon, **9**, 563 (2017).

M-ՀԱՄԱԿԱՐԳՈՒՄ ԲՆԱԿԵՑՎԱԾՈՒԹՅՈՒՆՆԵՐԻ ԱՍԲՈՂՋԱԿԱՆ
ԱՐԴՅՈՒՆԱՎԵՏ ՏԵՂԱՓՈԽՈՒՄ ԾՐՄԱՆ
ՏԵԽՆԻԿԱՅԻ ՕԳՏԱԳՈՐԾՄԱՍԲ

Ա.ՅՈՒ. ԱԼԵԶՄԱՆՅԱՆ

Տվյալ աշխատանքում ցուցադրված է հնգամակարդակ M տիպի համակարգում բնակեցվածության ամբողջական տեղափոխման տեսական մոդելը: Մեթոդը հիմնված է յուրաքանչյուր անցման ռեզոնանսային հաճախականությանը մոտ լազերային դաշտի հաճախականության գծային ծրման տեխնիկայի վրա: Կատարվել է չիրպավորման տեխնիկայի կիրառմամբ բնակեցվածության ամբողջական տեղափոխման համեմատում մեթոդի հետ, որը հիմնված է ատոմային մակարդակների բնակեցվածության ադիաբատիկ տեղափոխման վրա: Արդյունքները ստացվել են թվային հաշվարկների միջոցով:

EFFECTIVE FULL POPULATION TRANSFER IN M-SYSTEM
USING SCANNING TECHNIQUE

A.Yu. ALEKSANYAN

In this work, a theoretical model of the full population transfer in a five-level M type system is demonstrated. The method is based on the technique of linear scanning of the frequency of the laser field close to the resonance frequency of each transition. A comparison of the full population transfer obtained with the chirping technique with the results obtained by the method, which is based on the adiabatic population transfer of atomic levels, is made. The results are obtained using numerical calculations.