

На правах рукописи

**Анучина Юлия Дмитриевна**

**ТРАНСЛЯЦИОННАЯ ДИНАМИКА  
МНОГОУРОВНЕВЫХ АТОМОВ ПРИ РАМАНОВСКОМ  
ВОЗБУЖДЕНИИ**

*Специальности: 01.04.05 – "Оптика"  
и 01.04.02 – "Теоретическая физика"*

**Автореферат**

диссертации на соискание ученой степени

кандидата физико-математических наук

Санкт-Петербург

2010

Работа выполнена в Федеральном Государственном унитарном предприятии  
«Научно-производственной корпорации «Государственном оптическом  
институте им. С.И. Вавилова»

Научный руководитель: доктор физико-математических наук  
Рождественский Юрий Владимирович

Научный консультант: доктор физико-математических наук,  
профессор  
Розанов Николай Николаевич

Официальные оппоненты: доктор физико-математических наук  
Вершовский Антон Константинович

доктор физико-математических наук,  
профессор  
Трифонов Евгений Дмитриевич

Ведущая организация: Санкт-Петербургский государственный  
университет

Защита состоится 09 июня 2010 г. в 14-00 на заседании диссертационного  
совета Д 407.001.01 при ФГУП «НПК «ГОИ им. С.И. Вавилова» по адресу:  
199034, г. Санкт-Петербург, Биржевая линия, 12.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке ФГУП «НПК «ГОИ им. С.И.  
Вавилова»

Автореферат разослан «\_\_\_» \_\_\_\_\_ 2010 г.

Ученый секретарь

диссертационного совета

кандидат физико-математических наук

Журенков А.Г.

## ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА РАБОТЫ

**Актуальность темы** данной диссертационной работы состоит в том, что в ней рассмотрены такие фундаментальные проблемы в области исследования механического действия оптического излучения на атомы как: новые механизмы глубокого охлаждения атомов, реализация эффективного делителя атомных волновых пакетов при многозонном взаимодействии с полем оптического излучения, локализация атомов на масштабах длины световой волны, двумерная скоростная селекция атомов в определенных внутренних состояниях. Рассмотренные в диссертации вопросы представляют интерес как для решения фундаментальных проблем атомной оптики, так и возможных применений в новейших лазерных технологиях, что делает представленную диссертационную работу, безусловно, актуальной.

### **Цель работы**

Целью настоящей диссертационной работы является исследование когерентного и стохастического взаимодействия многоуровневых атомов с полем оптического излучения. При этом проведен теоретический анализ как реализации эффективного делителя атомных волновых пакетов при многозонном взаимодействии с полем нерезонансного (рамановского) излучения, так и глубокого охлаждения атомов ниже температуры, определяемой энергией отдачи.

### **Положения, выносимые на защиту:**

1. Возбуждение пятиуровневого атома в  $M$ - конфигурации последовательностью рамановских  $\pi$ - импульсов предоставляет возможность создания эффективного делителя волнового пакета атома в одном из внутренних состояний.
2. Многозонное рамановское возбуждение трехуровневого атома в  $\Lambda$ - конфигурации в поле двух стоячих волн с относительным пространственным сдвигом перспективно для эффективного охлаждения

атомного пучка значительно ниже температуры, определяемой пределом отдачи.

3. Для осуществления глубокого рамановского охлаждения до температуры, значительно ниже определяемой энергией отдачи, может быть использовано возбуждение атома в  $M$  - конфигурации рамановскими  $\pi$  - импульсами.
4. При рамановском возбуждении четырехуровневого атома в “tripod”- конфигурации возможна двумерная скоростная селекция атомного пучка, что позволяет эффективно и глубоко охлаждать пучки атомов.

**Научная новизна** настоящей работы определяется тем, что в ней впервые представлены новые реализации идеи метода рамановского охлаждения, которые ведут к существенному повышению эффективности глубокого (ниже энергии отдачи) охлаждения атомов. Одним из них является многозонное рамановское возбуждение трехуровневого атома в  $\Lambda$  - конфигурации в поле двух стоячих волн с относительным пространственным сдвигом. Также впервые рассмотрено возбуждение пятиуровневых атомов  $M$  - конфигурации рамановскими  $\pi$  - импульсами и показано, что оно может быть использовано для глубокого охлаждения атомов до температуры значительно ниже температуры, определяемой энергией отдачи. Также в диссертации показано, что многозонное возбуждение атомных пучков в  $M$  - конфигурации атомных состояний рамановскими  $\pi$  - импульсами приводит к созданию эффективного делителя атомного волнового пакета и позволяет реализовать решетку атомной плотности с периодом, в сотни раз меньшим длины волны оптического возбуждения. В диссертации впервые рассмотрена двумерная селекция по скоростям четырехуровневых атомов в “tripod”- конфигурации и показано, что такая схема позволяет реализовать эффективное рамановское охлаждение в двух измерениях.

**Практическая значимость работы** состоит в создании как новых реализаций метода глубокого рамановского охлаждения, использование которых позволяет существенно повысить эффективность лазерного охлаждения оптическим

излучением (которое используется для формирования наноструктур, стандартов частоты), так и новых реализаций эффективного делителя атомного волнового пакета, который позволяет создать решетку атомной плотности с периодом, в сотни раз меньшим длины волны оптического возбуждения (наноитография).

### **Апробация работы**

Основные результаты по теме диссертации прошли апробацию на различных конференциях:

- на международных конференциях по когерентной и нелинейной оптике ICONO'2005, С.- Петербург, Россия; ICO Topical Meeting on Optoinformatics/Information Photonics 2006, С.- Петербург, Россия,

- на конференциях: IV Межвузовская конференция молодых ученых (2007); XXXVII научная и учебно-методическая конференция СПбГУ ИТМО (2008); V Всероссийская межвузовская конференция молодых ученых (2008);

а также на семинарах и конференциях в ФГУП «НПК «ГОИ им. С.И. Вавилова» и в Российском государственном педагогическом университете им. А.И. Герцена, С.- Петербург, Россия.

### **Публикации**

Основные результаты диссертационной работы опубликованы в 7 работах; из них в рецензируемых отечественных журналах – 5, а в сборниках трудов конференций – 2. Полный список трудов приведен в конце автореферата.

### **Структура и объем диссертационной работы**

Диссертация изложена на 139 страницах, включающих 51 рисунок и 1 таблицу, и состоит из введения, трех глав, заключения и списка литературы (123 источника).

### **Личный вклад автора**

Все результаты, представленные в диссертационной работе, отражают персональный вклад автора.

## СОДЕРЖАНИЕ РАБОТЫ

Диссертационная работа состоит из **Введения**, трёх основных глав и **Заключения**. Во **Введении** рассмотрены основные этапы развития лазерного охлаждения – доплеровское охлаждение атомов, механизмы субдоплеровского охлаждения атомов и глубокое охлаждение атомных ансамблей ниже температуры, определяемой энергией отдачи атома (селективное по скорости когерентное пленение населенности, рамановское охлаждение). Также, помимо этапов исследования стохастической динамики атомов (лазерного охлаждения), рассмотрено развитие других проблем механического действия оптического излучения на атомы, а именно: когерентное рассеяние атомных волновых пакетов и двумерная скоростная селекция атомов (когерентная динамика).

**В первой главе** исследуется механическое действие лазерного излучения на многоуровневые атомные системы при рамановском возбуждении. В § 1.1 рассмотрена возможность управления когерентной динамикой волновых пакетов многоуровневых атомов при рамановском взаимодействии с полем бегущих световых волн на примере трехуровневых атомов  $\Lambda$ -конфигурации (с двумя нижними и одним верхним уровнями, см. Рис. 1а). При этом под рамановским взаимодействием понимается сугубо нерезонансное взаимодействие, когда оптические поля далеко отстроены от резонанса с верхними возбужденными состояниями квантовой системы, что обеспечивает когерентный режим взаимодействия между оптическими полями и квантовой системой даже на временах значительно превышающих характерное время спонтанной релаксации. При этом населенность верхнего уровня не изменяется, и тогда вероятности обнаружить атом в нижних состояниях  $|1\rangle$  и  $|2\rangle$

$$W_1(p-1, \tau) = |b_1^{(0)}(p-1)|^2 \frac{4p^2}{D_\Lambda(p)^2} \left( 1 + \frac{\alpha^2}{4p^2} \cos^2(D_\Lambda(p)\tau) \right),$$
$$W_2(p+1, \tau) = |b_1^{(0)}(p-1)|^2 \frac{\alpha^2}{D_\Lambda(p)^2} \sin^2(D_\Lambda(p)\tau),$$
(1)

где  $D_\Lambda(p)^2 = 4p^2 + \alpha^2$ ,  $\mu_\Lambda(p) = p^2 + 1 + \alpha$ ,  $\alpha = \tilde{\Omega}^2 / \tilde{\Delta}$ , импульс атома выражен в единицах  $\hbar k$ , безразмерные частота Раби, расстройка и время выражаются как

$\tilde{\Omega} = \Omega / \omega_R$ ,  $\tilde{\Delta} = \Delta / \omega_R$  и  $\tau = t\omega_R$ , соответственно,  $\omega_R = \hbar k^2 / 2M$  – частота отдачи, начальные условия заданы как  $W_1^0 = b_1^{(0)}(p, \tau = 0)$  и  $W_2^0 = b_2^{(0)}(p, \tau = 0) = 0$ . Из (1) видно, что заселение уровня  $|2\rangle$  наиболее эффективно для значения атомного импульса  $p_{res} = 1$ , в то время как для других значений импульса вероятность  $W_2$  уменьшается пропорционально  $p^{-2}$ . Поэтому в любой момент времени, соответствующий длительности  $\pi$ -импульса, на уровне  $|2\rangle$  существует скоростной пик, центрированный на  $p_{res}$ . Причём ширина пика атомов  $\delta p$  в состоянии  $|2\rangle$  определяется частотой Раби и отстройкой от верхнего уровня  $\delta p = \sqrt{2} \tilde{\Omega}^2 / \tilde{\Delta}$ . В § 1.2 представлены две основные возможности управления временной динамикой трехуровневых атомов посредством селективных по скорости рамановских  $\pi$ -импульсов, а именно: *атомное зеркало* (Рис. 1.) и *делитель волнового атомного пакета* (Рис. 2.). Ширина начального распределения при этом должна быть  $\delta p < 1$ .

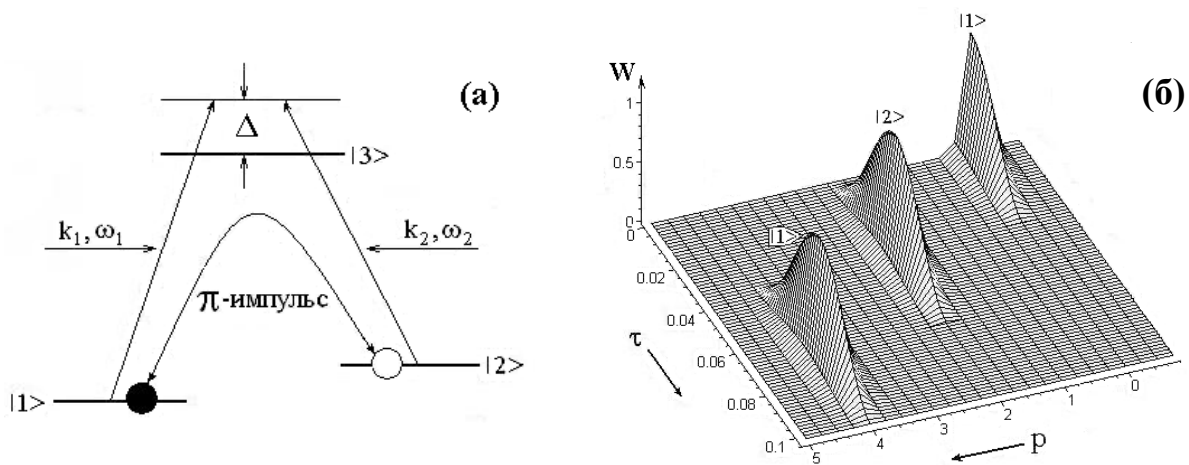


Рис. 1. *Атомное зеркало* при рамановском возбуждении трехуровневых  $\Lambda$ -атомов: (а) – трехуровневый атом в поле двух встречных световых волн. В начальный момент времени вся населенность находится на уровне  $|1\rangle$ . Ширина начального распределения  $\delta p < 1$ ; (б) – временная динамика скоростного распределения атомов: первый  $\pi$ -импульс переводит населенность в состояние  $|2\rangle$  с одновременным сдвигом в пространстве импульсов на  $\Delta p = 2$ . Далее, меняя направления волновых векторов на противоположные, получим следующий сдвиг ещё на  $\Delta p = 2$

Отметим, что делитель атомного волнового пакета, основанный на использовании  $\pi$ -импульсов, расщепляет начальный волновой пакет в состояния, которые являются ортогональными, что не позволяет явно

наблюдать квантовую интерференцию.

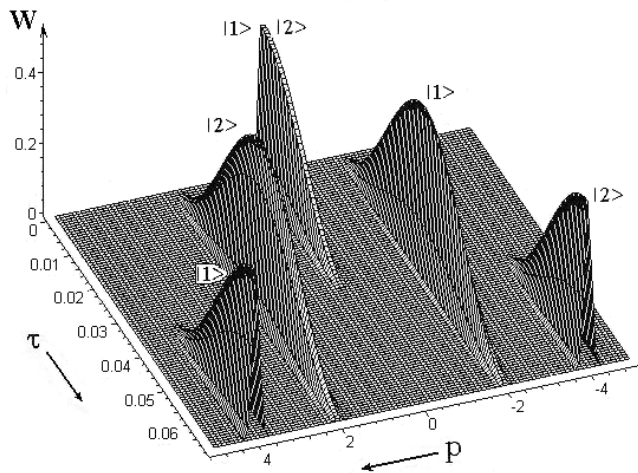


Рис. 2. Реализация делителя волнового пакета при рамановском возбуждении трехуровневого  $\Lambda$ -атома в поле двух встречных световых волн. В начальный момент времени населенность поровну распределена между нижними состояниями  $|1\rangle$  и  $|2\rangle$ , при приложении первого  $\pi$ -импульса нижние состояния  $|1\rangle$  и  $|2\rangle$  обмениваются населенностями с одновременным сдвигом в пространстве импульсов на  $\Delta p = \pm 2$ . Далее, меняя направления волновых векторов на противоположные, получим следующий сдвиг на  $\Delta p = \pm 2$

В § 1.3 представлен анализ оптического возбуждения трехуровневой  $\Lambda$ -системы полем двух стоячих световых волн с пространственным сдвигом. Показано, что возбуждение такой системы рамановскими  $\pi$ -импульсами может быть использовано для реализации эффективного делителя атомного пучка. Причем в результате каждое из нижних состояний трехуровневого атома после  $n$  зон взаимодействия оказывается расщепленным на когерентные компоненты с  $p = \pm 2n$  (Рис. 3.), что при необходимости позволяет наблюдать пространственную интерференцию в любом из этих состояний, то есть решетку атомной плотности, которая может быть использована в литографии для получения периодических наноструктур.

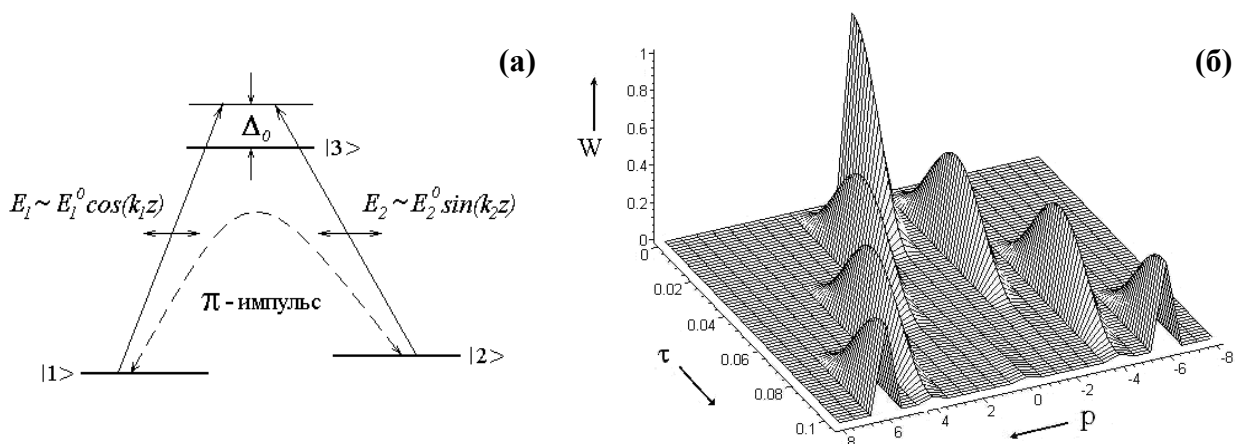


Рис. 3. (а) Схема рамановского взаимодействия трехуровневого  $\Lambda$ -атома с полем двух стоячих световых волн с относительным пространственным сдвигом; (б) Временная эволюция суммарного распределения населенности уровней  $|1\rangle$  и  $|2\rangle$ . В начальный момент времени вся населенность сосредоточена на уровне  $|1\rangle$ . Расстройка и частоты Раби световых волн выбраны как  $\tilde{\Delta} = 500$  и  $\tilde{\Omega} = 150$ , соответственно



В § 1.4 рассматривается получение атомного зеркала при взаимодействии пучка трехуровневых  $\Lambda$ - атомов с полем оптического излучения стоячих волн. Показано, что атомное зеркало существует при следующих начальных условиях  $a_1^{(0)}(z) + ia_2^{(0)}(z) = b_+^{(0)}(z)$ ,  $a_1^{(0)}(z) - ia_2^{(0)}(z) = 0$ . В § 1.5 представлена когерентная динамика двойной  $\Lambda$ - системы атомных уровней при возбуждении рамановскими  $\pi$ -импульсами оптического излучения (Рис. 4.).

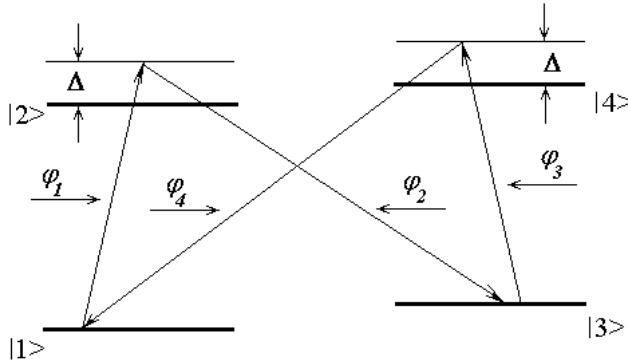


Рис. 4. Двойная  $\Lambda$ - система. Замкнутый контур образован резонансно взаимодействующими с полем переходами  $|1\rangle - |2\rangle$ ,  $|2\rangle - |3\rangle$ ,  $|3\rangle - |4\rangle$ ,  $|4\rangle - |1\rangle$ . Поля, взаимодействующие с переходами  $|1\rangle - |2\rangle$ ,  $|4\rangle - |1\rangle$ , распространяются вдоль оси  $z$ , а поля, взаимодействующие с переходами  $|2\rangle - |3\rangle$ ,  $|3\rangle - |4\rangle$  – против оси  $z$

Показано, что при реализации атомного зеркала или делителя волнового атомного пакета при взаимодействии пучка четырехуровневых атомов с замкнутым контуром возбуждения следует учитывать суммарную фазу атомного контура  $\phi = \varphi_1 - \varphi_2 + \varphi_3 - \varphi_4$ . Вероятности обнаружить атом на нижних уровнях при условии, что изначально населен только уровень  $|1\rangle$

$$b_1^{(0)}(p, \tau = 0) = b_1^{(0)}(p), \quad b_{2,3,4}(p, \tau = 0) = 0$$

$$B_1(p-1, \tau) = |b_1^{(0)}(p-1)|^2 \left( \frac{4p^2}{D_\phi(p)^2} + \frac{\alpha^2(1 + \cos(\phi))}{2D_\phi(p)^2} \cos^2(D_\phi(p)\tau) \right), \quad (2)$$

$$B_3(p+1, \tau) = |b_1^{(0)}(p-1)|^2 \frac{\alpha^2(1 + \cos(\phi))}{2D_\phi(p)^2} \sin^2(D_\phi(p)\tau)$$

где  $\alpha = 2\tilde{\Omega}^2 / \Delta$ ,  $D_\phi(p)^2 = 4p^2 + \frac{\alpha^2}{2}(1 + \cos(\phi))$ ,  $\mu(p) = p^2 + 1 + \alpha$ . Из (2) явно видно, что при  $\phi = \pi$  не происходит переноса населенности с нижнего уровня  $|1\rangle$  на уровень  $|3\rangle$ . Такая особенность в возбуждении двойной  $\Lambda$ - системы при  $\phi = \pi$  вызвана деструктивной интерференцией каналов возбуждения  $|1\rangle - |2\rangle - |3\rangle$  и  $|1\rangle - |4\rangle - |3\rangle$ . Поскольку оба канала имеют одинаковую интенсивность (все частоты Раби равны) и находятся в противофазе ( $\phi = \pi$ ), происходит

полное гашение осцилляций населенности между уровнями  $|1\rangle$  и  $|3\rangle$ . В § 1.6 впервые проведен анализ оптического возбуждения двойной  $\Lambda$ -системы, которая имеет три нижних и два верхних возбужденных состояния ( $M$  - атом), полем четырех бегущих световых волн (Рис. 5).

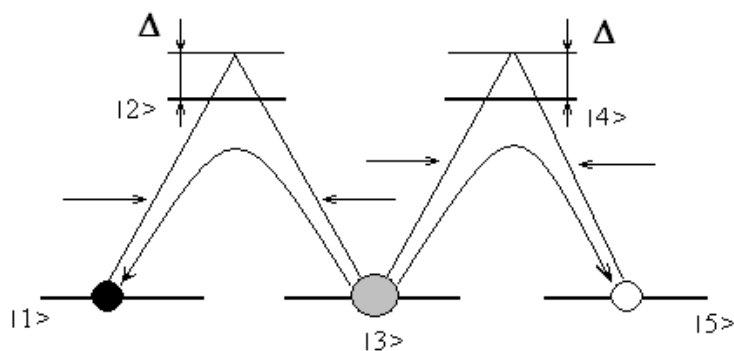


Рис. 5. Схема взаимодействия  $M$ - атома с полем четырех бегущих волн. Стрелками показаны направления распространения световых лучей.

В § 1.7 представлена реализация многозонного когерентного делителя пучка атомов при рамановском возбуждении пятиуровневых атомов в  $M$ - конфигурации в поле бегущих волн (см. Рис. 5.). Преимуществом рассматриваемой схемы взаимодействия является то, что формирование делителя пучка атомов сразу происходит в центральном нижнем состоянии  $|3\rangle$ , в результате не требуется дополнительных усилий по формированию пространственной решетки атомной плотности.  $M$ - схему можно представить в виде двух « $\Lambda$ -схем» с одним общим уровнем – средним нижним уровнем  $|3\rangle$  (см. Рис. 5.), и тогда в каждой из « $\Lambda$ -схем» получаем отклонение пучка атомов в импульсном пространстве на величину  $\Delta p = 4$  относительно начального положения населенности. Таким образом « $\Lambda$ -схему» в соседних парах зон взаимодействия составляют уровни  $|1\rangle, |2\rangle, |3\rangle$  и  $|3\rangle, |4\rangle, |5\rangle$  (см. Рис. 5.) и в каждой паре зон второй стадии масштаб расщепления увеличивается на  $\Delta p = 8$ , где  $\Delta p = 4$  – вклад каждой зоны (« $\Lambda$ -атома») (см. Рис. 6.). В нечетных зонах под действием  $\pi$ - импульса двух встречных волн населенность переносится с уровня  $|5\rangle$  на  $|3\rangle$ , сдвигаясь на  $\Delta p = 2$ , и затем под действием следующего  $\pi$ - импульса опять на уровень  $|5\rangle$ . При этом меняем направления распространения бегущих волн и поэтому населенность сдвигается ещё на  $\Delta p = 2$ , следовательно, суммарный сдвиг населенности в нечетной зоне равен  $\Delta p = 4$ .

Аналогичное действие происходит в четных зонах, причем населенность сдвигается в другую сторону на величину  $\Delta p = -4$  (см. Рис. 6.).

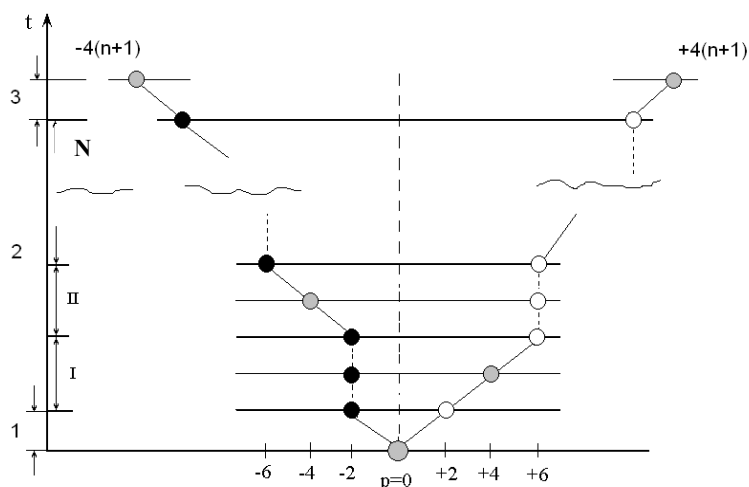


Рис. 6. Общая схема расщепления: 1,2,3 – первая, вторая и третья стадии расщепления,  $I, II, \dots, N$  – порядковый номер зоны второй стадии,  $n$  – количество пар зон; серым кружочком обозначена населенность уровня  $|3\rangle$ , белым – населенность уровня  $|5\rangle$ , черным – населенность уровня  $|1\rangle$

Используя  $n$  пар зон второй стадии, к концу взаимодействия получаем масштаб расщепления  $\Delta p = 4(2n + 1)$ . Но при этом две импульсные компоненты, разнесенные на  $4(2n + 1)$ , находятся на разных уровнях атома (на крайних нижних). Соответственно, третью стадию расщепления составляет перенос населенности с крайних нижних уровней  $|1\rangle$  и  $|5\rangle$  на средний  $|3\rangle$  (Рис. 7.), и масштаб расщепления к концу третьей заключительной стадии составляет величину  $\Delta p = 8(n + 1)$ , где  $n$  – количество пар зон второй стадии. Результаты вычислений для третьей стадии расщепления представлены на Рис. 7-8. Таким образом, пятиуровневая схема  $M$ - атома позволяет нам осуществить эффективное расщепление атомного пучка в пространстве импульсов, причем расщепленные компоненты находятся на одном уровне, а именно на нижнем среднем уровне  $|3\rangle$ , что позволяет наблюдать пространственную интерференцию населенности – решетку атомной плотности в пространстве координат (Рис.8.).

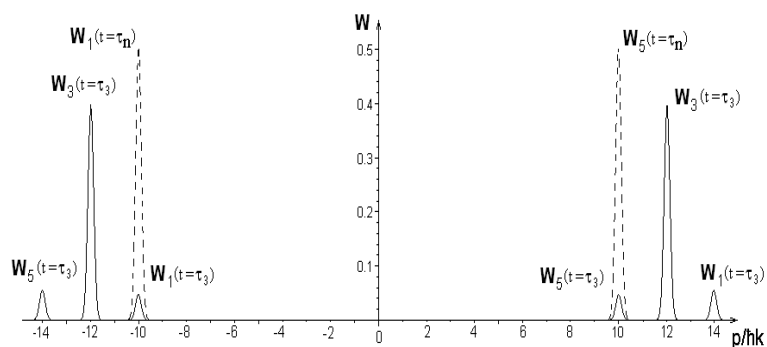


Рис. 7. Третья стадия расщепления, показано начальное импульсное распределение населенности третьей стадии (пунктирная линия) и после действия  $\pi$ -импульса (сплошные линии); количество пар зон  $n = 2$ ;  $\alpha = 150$ ,  $\tau = 0.075$

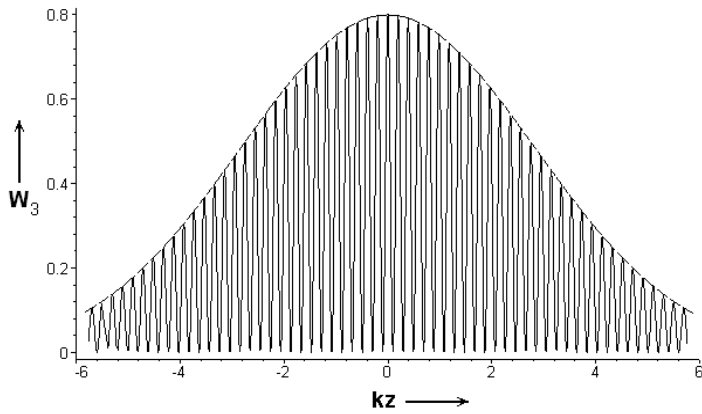


Рис. 8. Пространственное распределение населенности уровня  $|3\rangle$  после трех стадий расщепления, количество пар зон второй стадии  $n = 2$ . Ширина  $dz$  выбрана с учетом соотношения неопределенности Гейзенберга  $dz dp \geq 1/2$

Во второй главе рассматривается стохастическая динамика – рамановское охлаждение многоуровневых атомов. В § 2.1 рассматривается принцип глубокого (т.е. ниже  $T_R = (\hbar k)^2 / 2Mk_B$ , для щелочных атомов  $T_R = 10^{-6} K$ ) охлаждения атомов, основанный на рамановском возбуждении трехуровневой  $\Lambda$ -системы последовательностью  $\pi$ -импульсов в поле двух встречных бегущих световых волн. Данный механизм был предложен и впервые реализован Стивеном Чу (S. Chu) – Нобелевская премия 1997 года по физике. При этом группе S. Chu удалось достичь наноградусной области при охлаждении атомов натрия в одномерной геометрии (до температуры  $100 nK$ ). Однако данный метод охлаждения имеет весьма ограниченное практическое использование из-за сложности его экспериментальной реализации: в процессе охлаждения необходимо изменять не только параметры излучения, но и менять направления распространения лазерных лучей, также следует отметить большое количество приложенных рамановских импульсов. В § 2.2 представлена новая реализация идеи метода рамановского охлаждения, которая приводит к существенному повышению эффективности лазерного охлаждения оптическим излучением. В отличие от обычного метода, рассмотренного в предыдущем параграфе, где использовались бегущие световые волны, предложенный нами метод, основанный на взаимодействии трехуровневых  $\Lambda$ -атомов с полем двух стоячих световых волн с относительным пространственным сдвигом, не требует использования техники селективных по скорости  $\pi$ -импульсов между нижними состояниями трехуровневого  $\Lambda$ -атома. В результате указанный механизм слабо

чувствителен к форме и длительности световых импульсов, используемых для переноса населенности при рамановском охлаждении, что существенно упрощает практическую реализацию предложенного метода. Но при этом основная идея рамановского охлаждения сохраняется: сначала, происходит когерентный перенос населенности с одного из нижних уровней системы на другой и затем осуществляется оптическая накачка начального состояния трехуровневой системы, в процессе которой и происходит потеря кинетической энергии атома посредством излучения спонтанного фотона. На Рис. 9. представлена принципиальная схема предложенного многозонного охладителя.

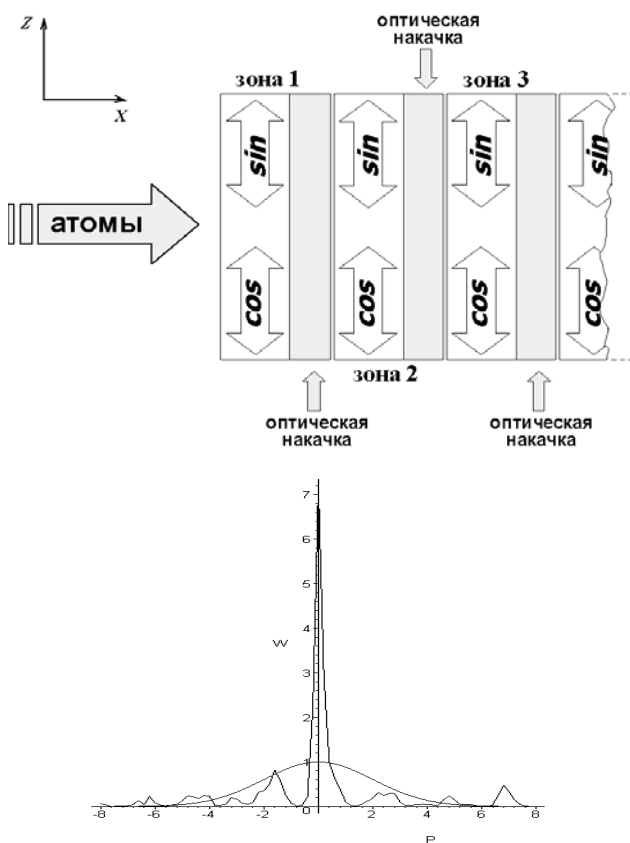


Рис. 9. Принципиальная схема многозонного охладителя на основе рамановского возбуждения трехуровневого  $\Lambda$ - атома в поле стоячих волн: пучок трехуровневых атомов распространяется вдоль оси  $X$  и взаимодействует с полем двух стоячих световых волн, имеющих пространственный сдвиг, при этом ось  $Z$  стоячих световых волн перпендикулярна направлению распространения пучка трехуровневых атомов. Далее располагается область оптической накачки.

Рис. 10. Импульсное распределение атомов после 20-ти зон взаимодействия. Данное распределение было получено в результате усреднения по 10-ти случайным реализациям. Хорошо виден центральный пик холодных атомов с шириной  $\delta p_{final} = 0.36$ . Ширина начального распределения  $\delta p_z = 4.4$

На Рис. 10. показано как начальное распределение с шириной  $\delta p_z = 4.4$ , так и конечное распределение атомов после 20-ти зон взаимодействия. Видно, что при последовательном прохождении атомного пучка через зоны взаимодействия действительно происходит глубокое охлаждение. Последнее выражается как в увеличении количества атомов в области нулевых скоростей, так и в резком уменьшении ширины импульсного распределения  $\delta p_{final} = 0.36$ ,

что соответствует эффективной температуре  $T_k \approx 0.13T_R$  (для случая щелочных атомов  $T_R = (\hbar k)^2 / 2Mk_B \approx 10^{-6} K$ ). При этом в центральном пике содержится приблизительно половина всех атомов, а общее время взаимодействия составляет  $t \approx 0.6$  мс. Подчеркнем, что существенным преимуществом такого многозонного взаимодействия является относительно слабая зависимость результата охлаждения от вариации времен взаимодействия в каждой зоне. В § 2.3 показано, что в четырехуровневой замкнутой системе возможно рамановское охлаждение как в бегущих волнах по схеме S. Chu, рассмотренной в § 2.1., так и в поле стоячих волн с пространственным сдвигом по схеме, впервые предложенной нами и описанной в § 2.2, при условии, что суммарная фаза атомного контура должна равняться нулю ( $\phi = 0$ ). В противном случае не будет наблюдаться эффективного переноса населенности на первом шаге «элементарного цикла» (S. Chu), или будет невозможно линейное преобразование системы стоячих волн в систему бегущих (предложенный нами метод). В § 2.4 впервые исследуется глубокое рамановское охлаждение многоуровневых атомов в  $M$ -конфигурации (Рис. 11.).

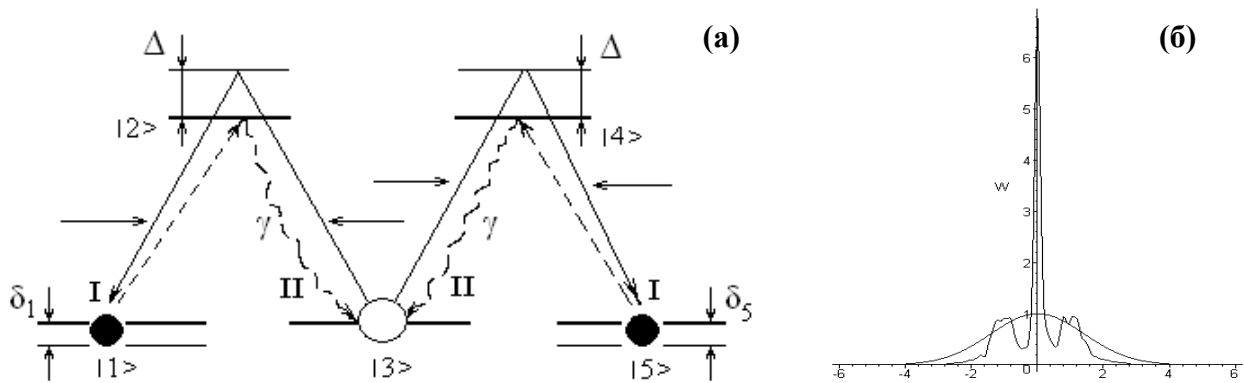


Рис. 11. (а) Схема взаимодействия  $M$ - атома с полем четырех бегущих волн. Стрелками показаны направления распространения световых лучей. Схема элементарного цикла рамановского охлаждения  $M$ - атома: **I** – первый шаг, часть населенности со среднего уровня  $|3\rangle$  под действием  $\pi$ -импульса переносится на крайние уровни  $|1\rangle$  и  $|5\rangle$ , сдвигаясь в импульсном пространстве на  $-2$  и  $+2$ , соответственно; **II** – второй шаг, под действием оптической накачки населенности с крайних уровней переходят обратно на уровень  $|3\rangle$ ;  
**(б)** Реализация глубокого охлаждения  $M$ - атомов. Ширина начального импульсного распределения населенности на уровне  $|3\rangle$  составляет  $\delta p = 4$ , конечного –  $\delta p = 0.4$ . Конечное импульсное распределение населенности было получено усреднением по 30-ти реализациям двух полных циклов рамановского охлаждения. Полный цикл охлаждения состоит при этом из 12 элементарных циклов

Если в случае делителя волнового пакета (§ 1.7) преимуществом использования данной схемы являлась возможность формирования решетки атомной плотности сразу в центральном нижнем состоянии, то при рамановском охлаждении симметричность каналов возбуждения существенно упрощает практическую реализацию глубокого охлаждения атомов до температуры, значительно ниже температуры, определяемой энергией отдачи ( $T_{cool} \approx 0.16T_R$ )

**В третьей главе** исследуется двумерная селекция атомов по скоростям при рамановском возбуждении, а также рассматривается формирование наноразмерных структур при фокусировке предварительно охлажденного в поперечном направлении давлением резонансного излучения пучка атомов. В § 3.1 приводится схема, предложенная S. Chu для двумерной селекции трехуровневых  $\Lambda$ -атомов. В § 3.2 диссертации показана возможность двумерной скоростной селекции атомов в “tripod” – конфигурации (Рис. 12.). Вероятности обнаружить атом на нижних уровнях при условии, что изначально населен только уровень  $|2\rangle$   $b_2(p_z, p_y, \tau = 0) = b_2^{(0)}(p_z, p_y) = \exp(-(p_z^2 + p_y^2)/dp^2)$ ,

$$b_{1,3,4}(p_z, p_y, \tau = 0) = 0$$

$$W_1(p_z, p_y, \tau) = |b_2^{(0)}(p_z + 1, p_y - 1)|^2 \frac{\alpha^2}{(D_1 - 1)^2} \sin^2((D_1 - 1)\tau),$$

$$W_2(p_z, p_y, \tau) = |b_2^{(0)}(p_z, p_y)|^2 \left\{ 1 - \alpha^2 \left[ \frac{\sin^2((D_1 + 1)\tau)}{(D_1 + 1)^2} + \frac{\sin^2((D_3 + 1)\tau)}{(D_3 + 1)^2} \right] \right\}, \quad (3)$$

$$W_3(p_z, p_y, \tau) = |b_2^{(0)}(p_z - 1, p_y - 1)|^2 \frac{\alpha^2}{(D_3 - 1)^2} \sin^2((D_3 - 1)\tau),$$

$$\alpha = \frac{\tilde{\Omega}^2}{\Delta_0}, \quad D_1 = -p_z + p_y + \frac{\tilde{\delta}_1 - \tilde{\delta}_2}{2}, \quad D_3 = p_z + p_y + \frac{\tilde{\delta}_3 - \tilde{\delta}_2}{2},$$

где  $\tilde{\Omega} = \Omega / \sqrt{2}\omega_R$  – безразмерное значение частоты Раби,  $\Delta_0 = \Delta / \omega_R$ ,  $\tilde{\delta}_{1,2,3} = \delta_{1,2,3} / \omega_R$  и  $\tau = t\omega_R$  – безразмерные расстройки и безразмерное время,  $\omega_R = \hbar k^2 / 2M$  – частота отдачи, импульс атома  $p_{z,y}$  измеряется в единицах  $\hbar k$ .

На Рис. 12. представлена скоростная селекция атомов в случае отсутствия

двухфотонных отстроек ( $\delta_{1,2,3} = 0$ ).

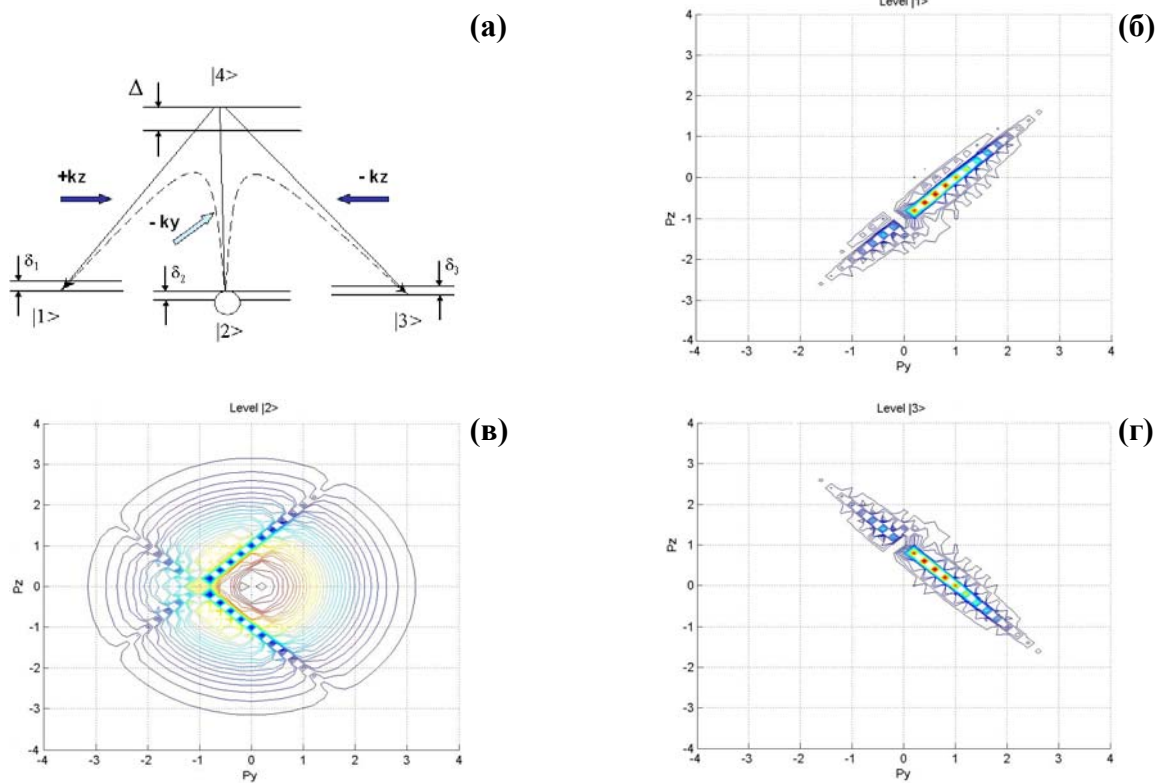


Рис. 12. **(а)** Схема взаимодействия атома в “tripod”– конфигурации с полем трех бегущих волн. Стрелками показаны направления распространения световых лучей: две встречные волны  $\sigma_{\pm}$  поляризации распространяются вдоль оси  $Z$ , бегущая волна  $\pi$  поляризации – вдоль оси  $Y$ ; **(б,в,г)** Контурный график вероятности населенности нижних уровней атома в момент времени  $\pi$ -импульса; начальная населенность на уровне  $|2\rangle$  центрирована на  $p_z = p_y = 0$ ,  $dp > 1$ ,  $\delta_1 = \delta_2 = \delta_3 = 0$ . В результате действия  $\pi$ -импульса с уровня  $|2\rangle$  (в) на крайние уровни  $|1\rangle$  (б) и  $|3\rangle$  (г) переносятся узкие по ширине распределения населенности ( $dp < 1$ ), ориентированные на  $\pm 45^\circ$  и со сдвигом в пространстве импульсов на  $\Delta p_y = 1$  и  $\Delta p_z = \mp 1$ , соответственно

В § 3.3 рассматривается возможность применения двумерной скоростной селекции атомов в “tripod”– конфигурации для осуществления двумерного охлаждения четырехуровневых атомов. При этом используется последовательность элементарных циклов «рамановский импульс – оптическая накачка», то есть сначала происходит когерентный перенос населенности со среднего нижнего уровня системы на крайние и затем осуществляется оптическая накачка начального состояния четырехуровневой системы, в процессе которой и происходит потеря кинетической энергии атома посредством излучения спонтанного фотона. Результат двумерного охлаждения четырехуровневых атомов представлен на Рис. 13.



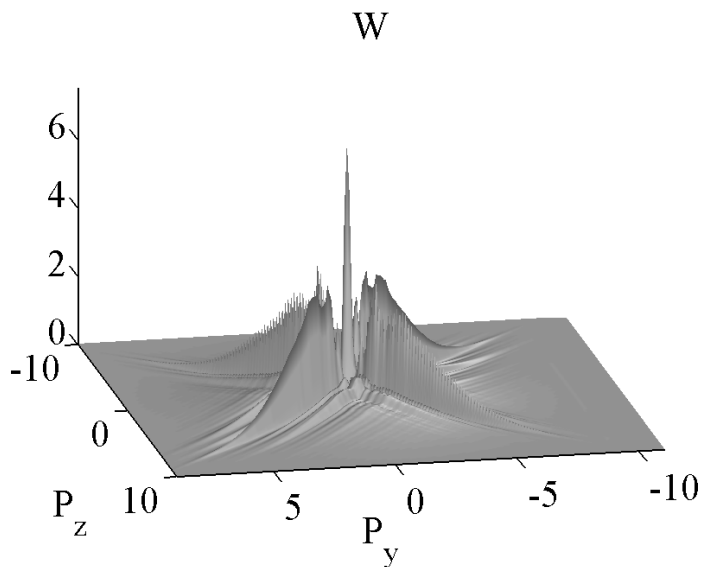


Рис. 13. Реализация глубокого двумерного охлаждения атомов в “tripod”-конфигурации. Начальное импульсное распределение населенности, сформированное на центральном уровне, имеет ширину  $\delta p = 10$ . Конечное импульсное распределение населенности имеет ширину  $\delta p = 0.4$ , что соответствует температуре  $T_{cool} \approx 0.16 T_R$

В § 3.4 рассмотрено формирование nano-размерных структур при фокусировке пучка атомов, предварительно охлажденного в поперечном направлении давлением резонансного излучения. Показано, что для внешнего поперечного потенциала с амплитудой  $U_0 = 10^3 k_B T_R$ , что легко достижимо при использовании магнитного поля, предварительное глубокое охлаждение с помощью многозонного охладителя ведет к поперечной локализации атомного пучка в область с  $\delta z = (\lambda/2\pi) \cdot 10^{-2} \approx 1$  нм.

### ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Основные результаты представленной работы заключаются в следующем:

Многозонное рамановское возбуждение трехуровневого атома в  $\Lambda$ -конфигурации в поле двух стоячих волн с относительным пространственным сдвигом ведет как к созданию эффективного делителя волнового атомного пакета, так и осуществляет глубокое охлаждение атомов.

Возбуждение пятиуровневых атомов  $M$ -конфигурации рамановскими  $\pi$ -импульсами может быть использовано для создания эффективного делителя атомного волнового пакета и позволяет реализовать решетку атомной плотности с периодом, в сотни раз меньшим длины волны оптического возбуждения, а также позволяет глубоко охладить атомы до температуры значительно ниже температуры, определяемой энергией отдачи.

Рассмотрена двумерная селекция по скоростям четырехуровневых атомов в “tripod”- конфигурации и показано, что такая схема позволяет реализовать эффективное рамановское охлаждение в двух измерениях.

**Список публикаций по теме диссертации:**

1. Селищева Ю. Д., Рождественский Ю. В. Когерентный делитель атомного пучка при многозонном рамановском возбуждении в поле стоячих волн // Оптика и спектроскопия. – 2005. – Т. 98. – № 4. – С. 638-643.
2. Рождественский Ю.В, Селищева Ю.Д. Охлаждение атомов ниже энергии отдачи при многозонном рамановском возбуждении // Письма в ЖЭТФ. – 2006. – Т. 83. – Вып. 6. – С. 265-270.
3. Rozhdestvensky Yu., Selishcheva Y. Using multi-zone Raman beam splitter for atom nanofabrication // Труды конференции ICO Topical Meeting on Optoinformatics / Information Photonics 2006. – СПб.: Изд. Дом «Corvus»; 2006. – С. 470-473. – с ил.
4. Рождественский Ю.В., Анучина Ю.Д. Формирование наноструктур при фокусировке предварительно охлажденного пучка атомов в поле сдвинутых стоячих волн при рамановском возбуждении // Оптический журнал. – 2007. – Т. 74. – №8. – С. 3-9.
5. Анучина Ю.Д. Трансляционная динамика многоуровневых атомов при рамановском возбуждении // Двенадцатая Санкт-Петербургская ассамблея молодых ученых и специалистов. Аннотации работ победителей конкурсов грантов Санкт-Петербурга 2007 года для студентов, аспирантов и молодых кандидатов наук. – СПб.: Изд-во РГГМУ. – 2007. – С. 21.
6. Анучина Ю.Д., Рождественский Ю.В. Охлаждение многоуровневых атомов ниже однофотонного предела отдачи рамановскими  $\pi$ -импульсами // ЖЭТФ. – 2008. – Т. 134. – Вып. 6 (12). – С. 1075-1081.
7. Анучина Ю.Д., Рождественский Ю.В. Расщепление волновых пакетов атомов при многозонном рамановском возбуждении // ЖЭТФ. – 2009. – Т. 136. – Вып. 5 (11). – С. 835-842.