

(19)



**Евразийское
патентное
ведомство**

(21) **202090285** (13) **A1**

(12) ОПИСАНИЕ ИЗОБРЕТЕНИЯ К ЕВРАЗИЙСКОЙ ЗАЯВКЕ

(43) Дата публикации заявки
2020.06.02

(51) Int. Cl. *B82Y 10/00* (2011.01)
G21K 1/00 (2006.01)
G21K 1/02 (2006.01)

(22) Дата подачи заявки
2018.07.13

(54) ПРОЦЕССОР КВАНТОВОЙ ИНФОРМАЦИИ НА НЕЙТРАЛЬНЫХ АТОМАХ

(31) 62/531,993; 62/589,716

(32) 2017.07.13; 2017.11.22

(33) US

(86) PCT/US2018/042080

(87) WO 2019/014589 2019.01.17

(71) Заявитель:
ПРЕЗИДЕНТ ЭНД ФЕЛЛОУЗ
ОФ ГАРВАРД КОЛЛЕДЖ;
МАССАЧУСЕТС ИНСТИТУТ ОФ
ТЕКНОЛОДЖИ; КАЛИФОРНИЯ
ИНСТИТУТ ОФ ТЕКНОЛОДЖИ
(US)

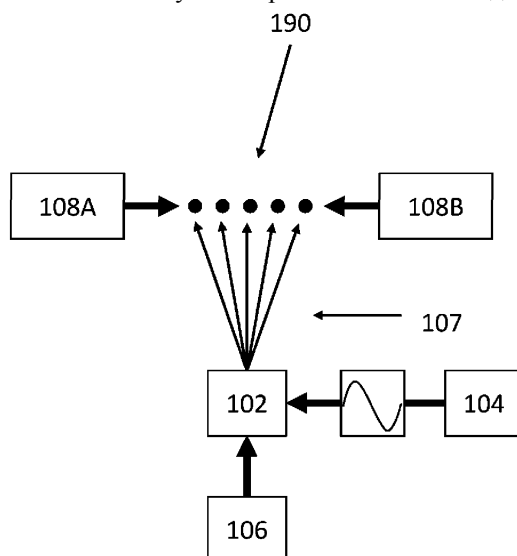
(72) Изобретатель:

Кислинг Контрерас Александр,
Берниен Ханнес, Шварц Сильвен,
Ливайн Гарри Джей, Омран Ахмед,
Лукин Михаил Д., Вулетич Владан,
Эндрес Мануэл, Грайнер Маркус,
Пихлер Ханнес, Чжоу Лео, Ван
Шэнтао, Чой Сунвон, Ким Донггйу,
Зибров Александр С. (US)

(74) Представитель:

Гизатуллина Е.М., Глухарёва А.О.,
Лыу Т.Н., Угрюмов В.М., Строкова
О.В., Христофоров А.А., Гизатуллин
Ш.Ф., Костюшенкова М.Ю., Лебедев
В.В., Парамонова К.В. (RU)

(57) Системы и способы относятся к расположению атомов в 1D и/или 2D массивах; возбуждению ридберговских состояний атомов и эволюционированию массива атомов, например, с использованием методов лазерной манипуляции и прецизионных лазерных устройств, описанных в данном документе; и наблюдению итогового конечного состояния. Кроме того, могут быть выполнены усовершенствования, например, относительно прецизионного и когерентного управления сформированным массивом атомов. С использованием систем и способов расположения и управления атомами могут быть решены типовые задачи.



A1

202090285

202090285

A1

ПРОЦЕССОР КВАНТОВОЙ ИНФОРМАЦИИ НА НЕЙТРАЛЬНЫХ АТОМАХ

ПЕРЕКРЕСТНАЯ ССЫЛКА НА РОДСТВЕННЫЕ ЗАЯВКИ

[0001] Данная заявка испрашивает приоритет согласно предварительной заявке на патент США № 62/531,993, озаглавленной «PROBING MANY-BODY DYNAMICS ON A PROGRAMABLE 51-ATOM QUANTUM SIMULATOR», поданной 13 июля 2017 года, содержание которой включено в данный документ в полном объеме посредством ссылки. Данная заявка также испрашивает согласно предварительной заявке на патент США № 62/589,716, озаглавленной «RYDBERG QUANTUM OPTIMIZER FOR MAXIMUM INDEPENDENT SET», поданной 22 ноября 2017 года, содержание которой включено в данный документ в полном объеме посредством ссылки.

УВЕДОМЛЕНИЕ ОБ АВТОРСКИХ ПРАВАХ

[0002] Данное раскрытие патента может содержать материал, который подлежит защите авторских прав. Владелец авторских прав не возражает против воспроизведения кем-либо факсимильных копий патентного документа или описания патента в виде, приведенном в патентном фонде или записях Патентного ведомства США, в то же время, сохраняя все без исключения авторские права.

ОБЛАСТЬ ТЕХНИКИ

[0003] Данный патент относится к квантовым вычислениям, а более конкретно, к приготовлению и эволюционированию массива атомов.

СУЩНОСТЬ ИЗОБРЕТЕНИЯ

[0004] Согласно некоторым вариантам реализации изобретения система и способы, описанные в данном документе, относятся к расположению атомов в одномерных (1D) и/или двумерных (2D) массивах; возбуждению ридберговских состояний атомов и эволюционированию массива атомов, например, с использованием методов лазерной манипуляции и прецизионных лазерных устройств, описанных в данном документе; и наблюдение итогового конечного состояния. Кроме того, может быть выполнено усовершенствование систем и способов, описанных в данном документе, в том числе относительно выполнения прецизионного и когерентного управления сформированным

массивом атомов. Рассматриваются типовые проблемы, которые могут быть решены с использованием системы и способов, описанных в данном документе.

[0005] В одном или нескольких вариантах реализации изобретения способ включает формирование массива атомов в первом состоянии массива, причем указанное формирование включает: возбуждение в кристалле набора дискретных регулируемых тональных частот акустических волн, пропускание лазерного излучения через кристалл для создания совокупности областей локализации, при этом каждая тональная частота акустической волны соответствует отдельной области локализации для единичного атома, выполнение захвата по меньшей мере двух атомов по меньшей мере в двух из упомянутой совокупности областей локализации, сопоставление регулируемых тональных частот акустических волн для установления областей локализации, содержащих захваченные атомы, и регулирования расстояния между по меньшей мере двумя захваченными атомами посредством перестройки по меньшей мере одной сопоставленной регулируемой тональной частоты акустической волны; эволюционирование совокупности атомов в первом состоянии массива в совокупность атомов во втором состоянии массива посредством воздействия энергией фотонов по меньшей мере на некоторые захваченные атомы для перевода по меньшей мере некоторых из захваченных атомов в возбужденное состояние; и наблюдение за совокупностью атомов во втором состоянии массива.

[0006] В одном или нескольких вариантах реализации изобретения возбужденное состояние представляет собой ридберговское состояние.

[0007] В одном или нескольких вариантах реализации изобретения совокупность атомов в первом состоянии массива содержит от 7 атомов до 51 атома.

[0008] В одном или нескольких вариантах реализации изобретения эволюционирование совокупности атомов включает приготовление по меньшей мере некоторых из атомов в первом состоянии массива на зеemanовском подуровне основного состояния перед воздействием энергией фотонов на по меньшей мере некоторые из атомов.

[0009] В одном или нескольких вариантах реализации изобретения приготовление по меньшей мере некоторых из атомов в первом состоянии массива на зеemanовском подуровне основного состояния включает оптическую накачку в магнитном поле.

[0010] В одном или нескольких вариантах реализации изобретения воздействие энергией фотонов на по меньшей мере некоторые из атомов включает воздействие световым излучением с двумя различными длинами волн, и при этом переход по меньшей мере

некоторых из атомов в возбужденное состояние представляет собой двухфотонный переход.

[0011] В одном или нескольких вариантах реализации изобретения две различные длины волны составляют приблизительно 420 нм и приблизительно 1013 нм.

[0012] В одном или нескольких вариантах реализации изобретения способ дополнительно включает использование фазового вентиля с третьей длиной волны.

[0013] В одном или нескольких вариантах реализации изобретения третья длина волны составляет приблизительно 809 нм.

[0014] В одном или нескольких вариантах реализации изобретения воздействие энергией фотонов на по меньшей мере некоторые из атомов включает воздействие двумя полу-пи-импульсами.

[0015] В одном или нескольких вариантах реализации изобретения воздействие энергией фотонов на по меньшей мере некоторые из атомов дополнительно включает воздействие пи-импульсом между двумя полу-пи-импульсами.

[0016] В одном или нескольких вариантах реализации изобретения захват по меньшей мере двух атомов включает захват по меньшей мере двух атомов из атомного облака и рассеивание атомов из атомного облака, не захваченных в одной из упомянутой совокупности областей локализации.

[0017] В одном или нескольких вариантах реализации изобретения кристалл и лазер содержат первый управляющий акустооптический дефлектор (AOD, acousto-optic deflector), и при этом захват по меньшей мере двух атомов включает захват атомов из массива удерживающих ловушек, содержащей по меньшей мере три ловушки, расположенные на расстоянии друг от друга в двух измерениях.

[0018] В одном или нескольких вариантах реализации изобретения массив удерживающих ловушек создают с помощью по меньшей мере одного из по меньшей мере одного удерживающего AOD, пространственного модулятора света (SLM, spatial light modulator) и оптической решетки.

[0019] В одном или нескольких вариантах реализации изобретения способ дополнительно включает второй управляющий AOD, выполненный в перекрестной взаимосвязи с первым управляющим AOD, причем: сопоставление дискретных регулируемых тональных частот

акустических волн для определения областей локализации, содержащих захваченные атомы, включает сопоставление дискретных регулируемых тональных частот акустических волн первого управляющего AOD и второго управляющего AOD, при этом регулирование расстояния между по меньшей мере двумя захваченными атомами включает перестройку по меньшей мере одной сопоставленной регулируемой тональной частоте акустической волны первого управляющего AOD или второго управляющего AOD.

[0020] В одном или нескольких вариантах реализации изобретения корректировка расстояния между по меньшей мере двумя захваченными атомами дополнительно включает корректировку местоположения нескольких атомов в ряду.

[0021] В одном или нескольких вариантах реализации изобретения способ дополнительно включает формирование второго массива атомов в третьем состоянии массива, прилегающего к первому массиву атомов, причем указанное формирование включает: возбуждение во втором кристалле набора дискретных регулируемых тональных частот акустических волн, пропускание второго лазерного излучения через второй кристалл для создания совокупности вторых областей локализации, при этом каждая вторая тональная частота акустической волны соответствует отдельной второй области локализации для единичного атома, выполнение захвата по меньшей мере двух вторых атомов по меньшей мере в двух из упомянутой совокупности вторых областях локализации, сопоставление вторых регулируемых тональных частот акустических волн для установления вторых областей локализации, содержащих захваченные атомы, и регулирование расстояния между по меньшей мере двумя захваченными вторыми атомами посредством перестройки по меньшей мере одной второй сопоставленной регулируемой тональной частоты акустической волны; при этом эволюционирование совокупности атомов в первом состоянии массива в совокупность атомов во втором состоянии массива посредством воздействия энергией фотонов по меньшей мере на некоторые захваченные атомы для перевода по меньшей мере некоторых из захваченных атомов в возбужденное состояние дополнительно включает эволюционирование совокупности вторых атомов в третьем состоянии массива в совокупность атомов в четвертом состоянии массива посредством воздействия энергией фотонов по меньшей мере на некоторые вторые захваченные атомы для перевода по меньшей мере некоторых из захваченных вторых атомов в возбужденное состояние; причем наблюдение за совокупностью атомов во втором состоянии массива дополнительно включает наблюдение за совокупностью вторых атомов в четвертом состоянии массива.

[0022] В одном или нескольких вариантах реализации изобретения регулирование расстояния между по меньшей мере двумя захваченными атомами посредством перестройки по меньшей мере одной сопоставленной регулируемой тональной частоты акустической волны включает кодирование задачи квантовых вычислений; причем эволюционирование совокупности атомов в первом состоянии массива в совокупность атомов во втором состоянии массива приводит к получению решения для задачи квантовых вычислений; при этом наблюдение за совокупностью атомов во втором состоянии массива представляет собой считывание решения задачи квантовых вычислений.

[0023] В одном или нескольких вариантах реализации изобретения задача квантовых вычислений содержит по меньшей мере одну из задачи Изинга и оптимизационной задачи нахождения максимального независимого множества (MIS, maximum independent set).

[0024] В одном или нескольких вариантах реализации изобретения система содержит: систему локализации для создания массива атомов в первом состоянии массива, причем система локализации содержит: кристалл, источник прикладываемой регулируемой тональной частоты акустической волны, выполненный с возможностью выборочного воздействия на кристалл набором дискретных регулируемых тональных частот акустических волн, и источник лазерного излучения, установленный с целью пропускания светового излучения через кристалл для создания совокупности областей локализации, причем каждая тональная частота акустической волны соответствует отдельной области локализации, источник атомного облака, атомное облако, которое может быть расположено по меньшей мере с частичным перекрытием совокупности областей локализации; источник возбуждения для эволюционирования по меньшей мере некоторых из совокупности атомов в первом состоянии массива в совокупность атомов во втором состоянии массива, причем источник возбуждения содержит по меньшей мере один источник энергии фотонов; систему наблюдения для наблюдения за совокупностью атомов во втором состоянии массива.

[0025] В одном или нескольких вариантах реализации изобретения источник возбуждения выполнен с возможностью возбуждать ридберговское состояние по меньшей мере в некоторых из совокупности атомов в первом состоянии массива.

[0026] В одном или нескольких вариантах реализации изобретения совокупность атомов в первом состоянии массива содержит от 5 атомов до 51 атома.

[0027] В одном или нескольких вариантах реализации изобретения источник возбуждения выполнен с возможностью возбуждать зеемановский подуровень основного состояния у по меньшей мере некоторых из атомов в первом состоянии массива перед воздействием энергией фотонов на по меньшей мере некоторые из атомов.

[0028] В одном или нескольких вариантах реализации изобретения, пункте формулы изобретения 0, источник возбуждения дополнительно содержит устройство оптической накачки и генератор магнитного поля.

[0029] В одном или нескольких вариантах реализации изобретения по меньшей мере один источник энергии фотонов содержит источники светового излучения, имеющие первую длину волны и вторую длину волны для осуществления двухфотонного перехода по меньшей мере некоторых из совокупности атомов в первом состоянии массива.

[0030] В одном или нескольких вариантах реализации изобретения две различные длины волны составляют приблизительно 420 нм и приблизительно 1013 нм.

[0031] В одном или нескольких вариантах реализации изобретения по меньшей мере один источник энергии фотонов содержит источник, имеющий третью длину волны для использования фазового вентиля.

[0032] В одном или нескольких вариантах реализации изобретения третья длина волны составляет приблизительно 809 нм.

[0033] В одном или нескольких вариантах реализации изобретения источник возбуждения выполнен с возможностью подачи двух полу-пи-импульсов.

[0034] В одном или нескольких вариантах реализации изобретения источник возбуждения выполнен с возможностью подачи пи-импульса между двумя полу-пи-импульсами.

[0035] В одном или нескольких вариантах реализации изобретения система локализации представляет собой первый управляющий акустооптический дефлектор (AOD), причем система дополнительно содержит массив удерживающих ловушек, содержащий по меньшей мере три ловушки, расположенные на расстоянии друг от друга в двух измерениях, при этом массив удерживающих ловушек создан с помощью источника удерживающих ловушек.

[0036] В одном или нескольких вариантах реализации изобретения источник удерживающих ловушек содержит по меньшей мере одно из по меньшей мере одного удерживающего AOD, пространственного модулятора света (SLM) и оптической решетки.

[0037] В одном или нескольких вариантах реализации изобретения система дополнительно содержит второй управляющий AOD, выполненный в перекрестной взаимосвязи с первым управляющим AOD, причем первый управляющий AOD управляет отклонением пучков светового излучения в первом направлении, а второй управляющий AOD управляет отклонением пучков светового излучения от первого AOD во втором направлении, отличном от первого направления.

[0038] В одном или нескольких вариантах реализации изобретения система локализации представляет собой первый управляющий акустооптический дефлектор (AOD), причем система дополнительно содержит второй управляющий AOD в последовательной взаимосвязи с первым управляющим AOD, при этом первый управляющий AOD выполнен с возможностью создания совокупности областей локализации в первом массиве, имеющем первое направление, а второй управляющий AOD выполнен с возможностью создания совокупности областей локализации во втором массиве, по сути параллельном первому направлению.

[0039] В одном или нескольких вариантах реализации изобретения система управления массивом захваченных атомов содержит: источник лазерного излучения для создания выходного излучения лазера; контроллер источника лазерного излучения, управляющий источником лазерного излучения; стабилизатор Паунда-Древера-Холла (PDH, Pound-Drever-Hall), оптически сопряженный с источником лазерного излучения, принимающий по меньшей мере некоторую часть выходного лазерного излучения и подающий сигнал обратной связи на контроллер источника лазерного излучения для стабилизации выходного излучения лазера; эталонный оптический резонатор, оптически сопряженный с источником лазерного излучения, причем эталонный оптический резонатор выполнен с возможностью приема по меньшей мере некоторой части выходного излучения лазера и передачи эталонного сигнала на выходе оптического резонатора, причем эталонный сигнал на выходе оптического резонатора соответствует по меньшей мере части выходного излучения лазера в пределах окна прозрачности эталонного оптического резонатора; и оптический изолятор, оптически сопряженный с эталонным оптическим резонатором, причем оптический изолятор выполнен с возможностью разделения сигнала на выходе эталонного оптического резонатора и подачи по меньшей мере части разделенного сигнала на выходе эталонного

оптического резонатора на лазерный диод с резонатором Фабри-Перо для осуществления внешней синхронизации с выходным сигналом эталонного оптического резонатора, при этом оптический изолятор подает световое излучение с внешней синхронизацией на по меньшей мере некоторые из захваченных атомов.

[0040] В одном или нескольких вариантах реализации изобретения PDH дополнительно содержит фотодетектор, принимающий по меньшей мере часть выходного излучения лазера и подающий выходной сигнал фотодетектора на контроллер лазера.

[0041] В одном или нескольких вариантах реализации изобретения система дополнительно содержит второй источник лазерного излучения для получения второго выходного излучения лазера с длиной волны, отличной от первого выходного излучения лазера.

[0042] В одном или нескольких вариантах реализации изобретения система дополнительно содержит: второй контроллер источника лазерного излучения, управляющий вторым источником лазерного излучения; второй стабилизатор Паунда-Древера-Холла (PDH), оптически сопряженный со вторым источником лазерного излучения, принимающий по меньшей мере некоторую часть второго выходного излучения лазера и подающий второй сигнал обратной связи на второй контроллер источника лазерного излучения для стабилизации второго выходного излучения лазера; второй эталонный оптический резонатор, оптически сопряженный со вторым источником лазерного излучения, причем второй эталонный оптический резонатор выполнен с возможностью приема по меньшей мере некоторой части второго выходного излучения лазера и передачи сигнала на выходе второго эталонного оптического резонатора, причем сигнал на выходе второго эталонного оптического резонатора соответствует по меньшей мере части второго выходного излучения лазера в пределах окна прозрачности второго эталонного оптического резонатора; и второй оптический изолятор, оптически сопряженный со вторым эталонным оптическим резонатором, причем второй оптический изолятор выполнен с возможностью разделения сигнала на выходе второго эталонного оптического резонатора и подачи по меньшей мере части разделенного сигнала на выходе второго эталонного оптического резонатора на второй лазерный диод с резонатором Фабри-Перо для осуществления внешней синхронизации с выходным сигналом второго эталонного оптического резонатора, при этом второй оптический изолятор подает световое излучение с внешней синхронизацией на по меньшей мере некоторые из захваченных атомов.

[0043] В одном или нескольких вариантах реализации изобретения второй источник лазерного излучения производит световое излучение в диапазоне около 1013 нм.

[0044] В одном или нескольких вариантах реализации изобретения второй эталонный оптический резонатор и первый эталонный оптический резонатор представляют собой один и тот же элемент.

[0045] В одном или нескольких вариантах реализации изобретения первое световое излучение с внешней синхронизацией и второе световое излучение с внешней синхронизацией подают по меньшей мере на некоторые из захваченных атомов в конфигурации встречных волн.

[0046] В одном или нескольких вариантах реализации изобретения первый источник лазерного излучения производит световое излучение в диапазоне около 420 нм.

[0047] В одном или нескольких вариантах реализации изобретения система дополнительно содержит оптические элементы, расположенные оптически между оптическим изолятором и массивом захваченных атомов, выполненные с возможностью фокусирования светового излучения с внешней синхронизацией по меньшей мере на некоторых захваченных атомах.

[0048] В одном или нескольких вариантах реализации изобретения система дополнительно содержит устройство формирования изображения с пространственным разрешением, выполненным с возможностью отбора по меньшей мере части светового излучения с внешней синхронизацией с целью корректировки направления светового излучения с внешней синхронизацией.

[0049] Эти и другие возможности раскрытого объекта изобретения становятся более понятными после рассмотрения нижеследующих графических материалов, подробного описания сущности изобретения и формулы изобретения. Следует понимать, что формулировки и термины, используемые в данном документе, предназначены для целей описания и не должны рассматриваться как ограничивающие

КРАТКОЕ ОПИСАНИЕ ГРАФИЧЕСКИХ МАТЕРИАЛОВ

[0050] Различные задачи, признаки и преимущества раскрытого объекта изобретения могут быть более полно оценены на основании нижеследующего подробного описания раскрытого объекта изобретения при рассмотрении совместно с нижеследующими графическими материалами, на которых аналогичные позиционные номера указывают на аналогичные элементы.

[0051] Фиг. 1A-1F показывают аспекты системы и способа приготовления массива атомов согласно некоторым вариантам реализации изобретения.

[0052] Фиг. 2А-2В показывают фазовую диаграмму и структуру кристаллических фаз согласно некоторым вариантам реализации изобретения.

[0053] Фиг. 3А-3С показывают сравнение способов, описанных в данном раскрытии, с результатами моделирования согласно некоторым вариантам реализации изобретения.

[0054] Фиг. 4А-4В показывают характеристики масштабирования согласно некоторым вариантам реализации изобретения.

[0055] Фиг. 5А-5D показывают массивы атомов до и после адиабатической эволюции и их характеристики согласно некоторым вариантам реализации изобретения.

[0056] Фиг. 6А-6D показывают графическое представление колебаний в динамике многих тел согласно некоторым вариантам реализации изобретения.

[0057] Фиг. 7А-7D показывают системы и диаграммы, характеризующие управление и манипуляцию единичным атомом согласно некоторым вариантам реализации изобретения.

[0058] Фиг. 8А-8С показывают диаграммы, характеризующие когерентность и управление фазой для единичного атома согласно некоторым вариантам реализации изобретения.

[0059] Фиг. 9А-9С показывают диаграммы, характеризующие установление квантовой запутанности для двух атомов.

[0060] Фиг. 10 показывает диаграмму, представляющую продление времени жизни запутанного состояния посредством динамической развязки согласно варианту реализации изобретения.

[0061] Фиг. 11А-11В показывают примеры независимых множеств, в том числе максимальных независимых множеств, согласно некоторым вариантам реализации изобретения.

[0062] Фиг. 12 показывает пример диаграммы для единичного круга согласно варианту реализации изобретения.

[0063] Фиг. 13А-13В показывают пример диаграммы для единичного круга, представляющий максимальное независимое множество и распределение вероятности нахождения независимого множества согласно некоторым вариантам реализации изобретения.

[0064] Фиг. 14 показывает систему для двумерного упорядочения атомов согласно варианту реализации изобретения.

[0065] Фиг. 15А-15Н показывают способы двумерного упорядочения атомов согласно некоторым вариантам реализации изобретения.

[0066] Фиг. 16 показывает систему для двумерного упорядочения атомов согласно варианту реализации изобретения.

[0067] Фиг. 17А-17Е показывают способы двумерного упорядочения атомов согласно некоторым вариантам реализации изобретения.

[0068] Фиг. 18А-18Н показывают способы двумерного упорядочения атомов согласно некоторым вариантам реализации изобретения.

[0069] Фиг. 19А-19В показывают систему для двумерного упорядочения атомов согласно варианту реализации изобретения.

[0070] Фиг. 20А-20С показывают способы двумерного упорядочения атомов согласно некоторым вариантам реализации изобретения.

[0071] Фиг. 21А-21В показывают способы двумерного упорядочения атомов согласно некоторым вариантам реализации изобретения.

[0072] Фиг. 22А-22Р показывают системы для двумерного упорядочения атомов согласно некоторым вариантам реализации изобретения.

[0073] Фиг. 23 показывает систему для двумерного упорядочения атомов согласно варианту реализации изобретения.

[0074] Фиг. 24А-24Е показывают способы двумерного упорядочения атомов согласно некоторым вариантам реализации изобретения.

[0075] Фиг. 25А-25Н показывают способы двумерного упорядочения атомов согласно некоторым вариантам реализации изобретения.

[0076] Фиг. 26 показывает изображение массива ловушек, образованных посредством SLM согласно варианту реализации изобретения.

[0077] Фиг. 27 показывает пространственное распределение фаз согласно варианту реализации изобретения.

ПОДРОБНОЕ ОПИСАНИЕ СУЩНОСТИ ИЗОБРЕТЕНИЯ

[0078] Полностью контролируемые когерентные квантовые системы многих тел в качестве квантовых симуляторов могут предоставлять уникальные данные о сильно коррелированных квантовых системах и роли квантового запутывания, и приводить к возможности создания и исследования новых состояний материи, даже вне равновесных состояний. Такие системы также формируют основу для создания процессоров квантовой информации. В то время как базовые блоки построения таких процессоров были продемонстрированы в системах с небольшим количеством связанных кубитов, перспективная задача заключается в увеличении числа когерентно связанных кубитов для выполнения задач, недоступных современным классическим машинам. Кроме того,

недостатком действующих систем является низкий уровень когерентности и/или квантовой нелинейности для достижения полностью квантовой динамики.

[0079] Нейтральные атомы могут служить строительными блоками для квантовых систем высокой размерности. Они могут быть хорошо изолированы от окружающей среды, что позволяет реализовывать квантовые запоминающие устройства с длительным временем жизни. Инициализация, управление и считывание их внутренних и динамических состояний осуществляется с помощью резонансных методов, разработанных за последние четыре десятилетия. Могут быть быстро созданы массивы с большим количеством идентичных атомов при сохранении оптического контроля над единичными атомами. Эти восходящие методики дополняют способы, использующие оптические решетки, заполненные ультрахолодными атомами, приготовленными с помощью испарительного охлаждения, и, как правило, позволяют получать расстояния между атомами в несколько микрометров. Для применения таких массивов для квантовой симуляции и обработки квантовой информации можно использовать контролируемые взаимодействия между атомами. Это может быть достигнуто посредством когерентного взаимодействия с высоковозбужденными ридберговскими состояниями, которые демонстрируют сильные дальнедействующие взаимодействия. Такая методология создает мощную платформу для многих примеров практического использования, в том числе быстрого мультикубитного квантового вентиля, квантовых симуляций спиновых моделей Изинга с числом спинов до 250 и изучения коллективного поведения в мезоскопических ансамблях. Короткие времена когерентности и относительно низкая точность воспроизведения вентиля, связанные с такими ридберговскими возбуждениями, представляют собой требующую решения проблему. Такая несовершенная когерентность может ограничивать качество квантовых симуляций и может ослабить перспективы обработки квантовой информации на нейтральных атомах. Ограниченная когерентность становится очевидной даже на уровне единичных изолированных атомных кубитов.

[0080] В данном раскрытии описываются варианты реализации изобретения, относящиеся к области квантовых вычислений. Согласно некоторым вариантам реализации изобретения способы и системы для квантовых вычислений вначале включают захват отдельных атомов и размещение их в определенных геометрических конфигурациях совокупности атомов, например, с использованием раскрытой системы и способа на основе акустооптического дефлектора. Системы и способы, позволяющие выполнять точное размещение отдельных атомов, помогают в кодировании задачи квантовых вычислений. Затем в одном или нескольких из расположенных атомов может быть возбуждено ридберговское состояние,

которое, как описано ниже, создает определенные взаимодействия между атомами в массиве. Затем может происходить эволюция системы. В завершение состояние атомов может быть считано с целью определения решения закодированной задачи. Согласно некоторым вариантам реализации изобретения система и способы, описанные в данном документе, относятся к (1) размещению атомов в 1D и/или 2D массивах (см. Раздел 1), (2) возбуждению ридберговских состояний атомов и эволюционированию массива атомов, например, с использованием методов лазерной манипуляции и прецизионных лазерных устройств, описанных в данном документе (см. Раздел 2) и (3) наблюдению за итоговым конечным состоянием (см. Раздел 3). Кроме того, дополнительные усовершенствования системы и способов, описанных в данном документе, в том числе относительно выполнения прецизионного и когерентного управления сформированным массивом атомов, описаны в Разделе 4. В дополнение к этому, в Разделе 5 рассматриваются типовые проблемы, которые могут быть решены с использованием системы и способов, описанных в данном документе.

Раздел 1: Расположение атомов в 1D и/или 2D массивах

[0081] Согласно некоторым вариантам реализации изобретения состояния и положения нейтральных атомов могут быть жестко контролируемы с помощью фокусировки лазеров в вакууме с целью расположения атомов в массивах для программирования задач, решаемых с помощью квантовых вычислений. Система и способ ее исполнения, описанные в данном раскрытии, предусматривают управление большим числом атомов, чем сообщалось ранее, что значительно расширяет набор задач, решаемых такими квантовыми системами. Эти атомы могут быть приготовлены в 1D или 2D массивах с использованием, например, возбужденных акустическим сигналом кристаллов и лазерных устройств. Системы и способы, описанные в данном раскрытии, создают возможность для контроля над положением отдельных атомов в таких 1D или 2D массивах.

[0082] Начальные состояния атомов могут быть приготовлены согласно методикам, описанным в настоящем раскрытии, и затем система может адиабатически эволюционировать с получением решения. В результате система может быть приготовлена в состоянии с наиболее низкой энергией для заданных начальных параметров, которые затем эволюционируют до своих конечных значений достаточно медленно для сохранения системой текущего состояния с наиболее низкой энергией. Кроме того, согласно некоторым вариантам реализации изобретения, в том числе описанным во взаимосвязи с фиг. 7-10, определенные способы управления лазерным излучением позволяют осуществлять высокоточное и когерентное управление отдельными атомами после их размещения в 1D или 2D массивах. Такие способы позволяют лучше контролировать квантово-

механическую систему, которая в результате производит более точные решения закодированных задач.

Раздел 1.А: Акустооптический дефлектор для расположения атомов в 1D массивах

[0083] Согласно варианту реализации изобретения система и способ позиционирования предусматривают приготовление большого количества атомов, например 51 или более, для выполнения кодирования исходной задачи. Лазерное излучение может проходить через кристалл, которым можно управлять с помощью одного или нескольких дискретных акустических тонов (тональных частот, осуществляющих осцилляцию кристалла) для создания дискретных отклонений траектории лазерного пучка, соответствующих воздействующим тональным частотам. Количество отклонений может контролироваться количеством тональных частот, воздействующих на кристалл. Тональные частоты представляют собой электронные радиочастотные сигналы УКВ (ультракоротковолнового) диапазона, выбранные между, например, 75 МГц и 125 МГц. Тональные частоты могут представлять собой акустические волны в узком частотном диапазоне. Набор тональных частот может находиться в суперпозиции с образованием сигнала, содержащего набор тонов. Такие тональные частоты можно затем прикладывать к кристаллу для осуществления деформации или осцилляции кристалла. Согласно некоторым вариантам реализации изобретения такие тональные частоты могут быть приложены к кристаллу с использованием, например, одного или нескольких пьезоэлектрических преобразователей, которые могут быть присоединены к кристаллу. Согласно некоторым вариантам реализации изобретения выбор тональных частот может быть проведен исходя из акустических и/или других свойств кристалла. Кроме того, за счет регулировки частоты каждого отдельного тона можно регулировать величину отклонения для каждого дискретного отклонения, создавая тем самым контролируемое расстояние между каждым отклоненным пучками света. Тональные частоты могут быть преобразованы из цифрового сигнала, созданного, например, контроллером компьютера, в аналоговый сигнал с помощью программно-определяемой радиосвязи (SDR, software-defined radio), или может быть использован генератор сигналов произвольной формы, синтезирующий суперпозицию всех необходимых тональных частот во временной области. Частоты могут быть настроены путем модификации цифровых сигналов на выходе контроллером компьютера.

[0084] Используемые тональные частоты зависят от ряда факторов, в том числе от требуемого количества отклонений, конкретного используемого кристалла, длины волны излучения, подаваемого на кристалл, и необходимого расстояния между областями

локализации/ловушками. Диапазон частот акустических волн, прикладываемых к кристаллу, может иметь пределы, зависящие от скорости звука в материале кристалла, и может находиться, например, между 50-500 МГц. Согласно некоторым вариантам реализации изобретения может использоваться набор дискретных частот в диапазоне приблизительно 75-125 МГц. Согласно некоторым вариантам реализации изобретения посредством установки отдельных тональных частот с разностью приблизительно $\sim 0,5$ МГц могут быть сгенерированы 100 ловушек. Согласно некоторым вариантам реализации изобретения при согласовании отдельных тональных частот с расстоянием между ловушками порядок изменения угла в зависимости от используемой частоты акустической волны может приблизительно составлять от 0,1 мрад/МГц до 10 мрад/МГц. Одно типовое значение может составлять приблизительно 1,2 мрад/МГц. Однако это значение является только примерным и сильно изменяется в зависимости от конкретного используемого кристалла и оптической системы.

[0085] Матрица лазерных пучков на выходе из кристалла может быть сфокусирована на облаке охлажденных атомов. Атомы могут охлаждаться под действием лучевого давления дополнительных распространяющихся во встречном направлении лазерных пучков с помощью магнитного квадрупольного поля для индуцирования лучевого давления с пространственной зависимостью, противодействующего движению атомов во всех направлениях и создающего возвращающую в центр квадрупольного поля силу. Выходная лазерная матрица может быть сфокусирована таким образом, что каждый пучок лазерной матрицы может захватывать только один атом. Облако может затем рассеиваться, оставляя только захваченные атомы. Затем можно получать изображение атомов в ловушке, например, на основе рассеивания света атомами. В процессе измерения и обратной связи захваченные атомы могут затем быть сопоставлены с отдельными тональными частотами, подаваемыми на кристалл, например, путем однократного усреднения множества изображений атомов, загруженных в ловушки. Установленные положения могут быть зафиксированы и закреплены за отдельными тональными частотами. При последующей загрузке атомов в ловушки после получения изображения и расположения ловушек в местах отсутствия флуоресценции атомов тональные частоты без связанных с ними захваченных атомов могут быть отключены. Каждая из оставшихся тональных частот (например, те, которые не были отключены) может затем быть перестроена путем регулирования каждой тональной частоты для расположения оставшихся захваченных атомов. В результате этого, согласно некоторым вариантам реализации изобретения, даже в случае отсутствия захваченного атома в каждой области локализации система может быть отрегулирована с возможностью перемещения областей локализации для формирования в

массиве требуемых интервалов. Такие способы и системы могут значительно увеличивать число атомов, которые могут быть надежно захвачены в массиве, например до 51 атома и более, и позволяют точно регулировать расположенные на расстоянии атомы. После размещения атомов в массиве система может возбуждаться и эволюционировать, как подробнее описано ниже, и получаемые в результате изменения наблюдают для считывания решения для закодированной задачи.

[0086] На фиг. 1C-1E представлено описание эксперимента и установки для расположения и эволюции массива атомов согласно варианту реализации изобретения. На фиг. 1E представлено схематическое изображение системы для расположения и управления массивом атомов согласно некоторым вариантам реализации изобретения. Как показано на Фиг. 1E, система может содержать кристалл 102, лазерный источник 106 оптических ловушек, генератор 104 акустических тонов и источники 108A, 108B лазерной манипуляции. Генератор акустических тонов генерирует одну или несколько (n) тональных частот, которые прикладывают к кристаллу 102. Лазерный источник 106 оптических ловушек подает световое излучение на кристалл 102, которое после отклонения принимает вид n отдельных пучков, образующих массив 107 оптических ловушек, каждая из которых связана с одной из одной или нескольких тональных частот. Частота каждой отдельной тональной частоты определяет отклонение соответствующего пучка оптической ловушки. Пучки оптической ловушки можно использовать для захвата атомов 190. С целью регулирования расположения атомов 190 может быть выполнено регулирование по частоте для отдельных тональных частот. Затем может выполняться обработка атомов 190 с использованием источников 108A и 108B лазерной манипуляции с целью осуществления эволюции системы.

[0087] Вначале, как показано на фиг. 1D, на этапе 110 атомы загружают из магнитооптической ловушки (не показана) в массив 107 оптических ловушек, созданный акустооптическим дефлектором (AOD), содержащий, например, кристалл 102 и генератор 104 акустического тона. Например, как было рассмотрено выше, атомное облако может быть приготовлено, например, в магнитооптической ловушке. С помощью генератора 104 акустических тонов AOD может подавать набор тональных частот на кристалл 102 для создания 1D массива 107 оптических ловушек. Каждая лазерная оптическая ловушка связана с одной дискретной тональной частотой, прикладываемой к кристаллу. Затем атомы могут быть перенесены в массив 107 оптических ловушек (или наоборот) с целью захвата отдельных атомов 190 на ловушках, связанных с тональными частотами тона, прикладываемыми к кристаллу 102. Как показано на фиг. 1C, расстояние между

загруженными атомами может быть произвольным по меньшей мере по двум причинам. Во-первых, не каждая тональная частота гарантированно захватывает атом из облака. Вследствие этого определенные тональные частоты могут быть не связаны с атомами. Во-вторых, для захвата атомов для тональных частот не требуется подготовка специально упорядоченных состояний. В результате атомы 190 могут быть расположены на произвольных частотах (и следовательно, на произвольных относительных расстояниях) до и во время процесса загрузки. После захвата атомов на оптических ловушках AOD, атомное облако может быть рассеяно. Процесс измерения и обратной связи, рассмотренный выше, может быть использован для устранения энтропии, связанной с вероятностной загрузкой ловушки, и приводит к быстрому созданию бездефектных массивов с более чем 50 атомами, охлаждаемыми лазером.

[0088] Затем на этапе 120 захваченные атомы 190 могут быть приготовлены в предварительно запрограммированной пространственной конфигурации в четко определенном внутреннем основном состоянии g . Как было рассмотрено выше, каждый атом в массиве 190 может быть связан с одной из тональных частот, прикладываемых к кристаллу 102, хотя не все создаваемые ловушки могут быть заняты захваченными атомами. Может быть получено отображение захваченных атомов и выполнено сопоставление местоположения атомов с тональными частотами. Занятые тональные частоты могут быть отмечены и сохранены, в то время как незанятые тональные частоты могут быть вырезаны из акустического сигнала генератора 104 акустических тонов, прикладываемого к кристаллу 102. Затем, например, занятые тональные частоты могут быть отрегулированы для переустановки атомов 190, например, по схеме, показанной в строке «расположение» на фиг. 1С. Поскольку относительное расстояние между любыми двумя отклоненными лазерными пучками в массиве 107 оптических ловушек (и, следовательно, между любыми двумя оптическими ловушками) зависит от конкретного тона, вызывающего такое отклонение, относительное расстояние между оптическими ловушками в массиве 107 оптических ловушек можно регулировать путем регулировки индивидуальных тональных частот, создаваемых генератором акустических тонов 104. В результате каждый захваченный атом 190 может быть переустановлен в 1D массиве посредством регулировки соответствующей тональной частоты. Как показано на фиг. 1С, используя данную методику, расположенные на произвольном расстоянии атомы в загруженном положении могут быть расположены по определенной схеме, например, в группах из семи равноудаленных атомов.

[0089] На этапе 114 оптические ловушки затем могут быть отключены, например, путем отключения лазерного источника 106 оптических ловушек, дав возможность системе эволюционировать в виде унитарной временной эволюции $U(\Omega, \Delta, t)$ за достаточно короткое время, позволяющее пренебречь движением атома, избегая при этом вредного влияния потенциала ловушки на унитарную эволюцию $U(t)$. Эволюция $U(t)$ может быть реализована путем подключения атомов к ридберговскому состоянию $|r\rangle = |70S_{1/2}\rangle$ с помощью лазерного излучения вдоль оси массива, как показано на фиг. 1A и на этапе 116. Как показано на фиг. 1E, лазерное излучение от одного или нескольких манипуляционных лазеров 108A, 108B может быть подано к атомному массиву 190 в процессе эволюции. Это показано на фиг. 1C как применение оператора $U(t)$. В данном раскрытии рассмотрены различные способы управления, например, приведенные ниже применительно к фиг. 7-10. Конечные состояния отдельных атомов определяют на этапе 118 путем повторного включения ловушек и визуализации повторно захваченных атомов в основном состоянии методом атомной флуоресценции с использованием, например, камеры, в то же время, отбрасывая не захваченные ридберговские атомы. Это показано в строке «измерение» на фиг. 1C, на которой точки представляют атомную флуоресценцию, связанную с атомами в текущем основном состоянии, а кружки обозначают места потери атомов вследствие ридберговского возбуждения.

Раздел 1.B: Двумерное упорядочение атомов для кодирования более сложных задач

[0090] Согласно некоторым вариантам реализации изобретения способы, описанные в данном раскрытии, можно применять и адаптировать для приготовления массивов из нескольких сотен отдельных атомов, расположенных в 2D геометрической конфигурации. 2D массивы атомов могут быть использованы для решения более широкого круга задач, чем 1D массивы. В то время как некоторые способы и системы, описанные в данном раскрытии, относятся к 1D массивам, они могут быть применимы к 2D массивам с использованием систем и способов для 2D массивов, описанных ниже. В сочетании с лазерной системой управления и способами управления и манипулирования атомами в ридберговском и других квантовых состояниях, описанных ниже, алгоритмы квантовой оптимизации могут быть использованы для решения реальных задач, в том числе оптимизационных задач по нахождению максимального независимого множества, описанных в данном раскрытии.

[0091] Согласно некоторым вариантам реализации изобретения системы и способы, описанные в данном раскрытии, предусматривают создание большого количества ловушек в 2D конфигурации. При загрузке атомов в такие ловушки они загружаются в каждую ловушку с конечной вероятностью $\sim 0,5$. Процесс, выполняемый в 1D, может затем

проводить сортировку атомов после определения их местоположения. Согласно некоторым дополнительным вариантам реализации изобретения этот процесс сортировки (или «переустановки») может применяться для 2D массивов ловушек.

[0092] Скрещенные AOD. Согласно некоторым вариантам реализации изобретения для генерации 1D структуры можно создавать несколько копий единичного пучка в одном направлении с использованием акустооптического дефлектора (AOD) (см. выше объяснение работы AOD). Затем для создания копий одномерной системы в другом (например, перпендикулярном) направлении с созданием 2D структуры может быть использован второй AOD. Предполагаются также другие ориентации. Затем в эту структуру могут быть загружены атомы, а дефекты могут быть удалены путем последовательного отключения частот в любом из AOD, которые соответствуют строкам или столбцам, содержащим наибольшее количество пустых ловушек. Затем в обоих AOD могут быть изменены частоты для преобразования полностью загруженной матрицы в конечный 2D массив.

[0093] Как показано на фиг. 14, согласно некоторым вариантам реализации изобретения два AOD 1410 и 1420 могут быть расположены на близком расстоянии друг к другу и использоваться для генерации 2D набора ловушек. Каждый AOD 1410 и 1420 может иметь акустические драйверы, которые возбуждаются радиочастотными (РЧ) сигналами 1450А и 1450В соответственно, для разделения падающего светового излучения 1440 в зависимости от определенных прикладываемых тональных частот. Когда 1D массив светового излучения на выходе из AOD 1410 падает под углом на AOD 1420, AOD 1420 может дополнительно разделять каждый пучок в 1D массиве на дополнительные пучки, распространяющиеся в другом направлении. Как показано на фиг. 14, AOD 1410 и 1420 могут находиться под относительным углом друг к другу, например 90 градусов. Относительный угол между двумя AOD 1410 и 1420 определяет взаимную ориентацию «строк» и «столбцов» 2D матрицы ловушек. Например, 2 AOD 1410 и 1420, перпендикулярные друг другу, могут создавать квадратную матрицу 1430; 2 AOD с относительным углом 60 градусов могут создать треугольную матрицу (не показана). Такой процесс может приводить к созданию любой геометрической конфигурации, в которой все «строки» идентичны между собой и все «столбцы» идентичны между собой. Атомы могут быть загружены в набор ловушек, генерируемых с использованием этого способа. Частоты, связанные с отдельными «строками» (AOD1) и «столбцами» (AOD2), могут быть отключены для заполнения оставшихся ловушек атомами по заданной схеме. Набор частот

в каждом из AOD может быть изменен для переноса атомов в окончательную конфигурацию с произвольными расстояниями между «столбцами» и между «рядами».

[0094] На фиг. 15A-15D показан процесс захвата совокупности атомов в 2D массив с использованием системы, показанной на фиг. 14, согласно некоторым вариантам реализации изобретения. В частности, на фиг. 15A-15D показан процесс создания 3x3 массива ловушек, все из которых заполнены атомами. Следует понимать, что подобные методы могут быть использованы для создания других конфигураций, например таких, в которых некоторые промежутки остаются пустыми. На фиг. 15A показаны выходные сигналы AOD 1410 и 1420, проходящие под прямым углом для создания квадратной матрицы 1510a ловушек, содержащей 6 строк и 6 столбцов. Положение ловушек обозначено пересечением прямых линий 1520 в квадратной матрице 1510, а атомы обозначены закрашенными кружками 1530. На фиг. 15B показан массив 1510B со строками и столбцами 1540, помеченными «X», которые могут быть удалены с сохранением трех захваченных атомов в каждой оставшейся строке и столбце. На фиг. 15C показан массив 1510C без строк и столбцов 1540, которые могут быть исключены, как описано в данном документе, путем исключения связанных тональных частот, прикладываемых к одному из AOD 1410 и 1420. Частоты оставшихся строк и столбцов могут быть отрегулированы для создания движения в направлениях 1550 с образованием 3x3 массива равноудаленных атомов 1510D, как показано на фиг. 15D. Следует понимать, что эти способы могут быть расширены до более крупных массивов и могут использоваться для создания конфигураций, в которых не все пересечения линий (то есть ловушки) заполнены. Согласно некоторым вариантам реализации изобретения строки и столбцы сопряжены таким образом, чтобы управлять положением именно одного атома в точке пересечения. Атомы могут быть расположены по заданной схеме посредством регулировки частот соответствующих строк/столбцов.

[0095] На фиг. 15E показан случай произвольно загруженного 8x8 массива. Флуоресценция атомов показана в виде темных точек базовой матрицы, которая может быть получена из положений присутствующих атомов. На фиг. 15F-15H показан произвольно загруженный 2x40 массив, в котором флуоресценция захваченных атомов представлена в виде темных областей. Крестиками на фиг. 15G отмечены все исключенные «столбцы». Полученное в результате флуоресцентное изображение на фиг. 15H представляет атомы в виде темных области в их новых положениях после их переустановки в полностью загруженный 2x18 массив.

[0096] Построчная переустановка в двух парах скрещенных AOD. Согласно некоторым вариантам реализации изобретения для генерации двумерного массива оптических ловушек с загрузкой 2D массива могут быть использованы два набора пар AOD. Как показано на фиг. 16, могут быть использованы две пары AOD 1600A и 1600B. Пара 1600A AOD может представлять собой расположенные близко друг к другу AOD 1610A, 1620A, используемые для генерации 2D набора ловушек 1630A. Относительный угол между двумя AOD 1610A, 1620A определяет относительную ориентацию «строк» и «столбцов» 2D схемы 1630 ловушек, как было рассмотрено выше. Атомы могут быть загружены в набор ловушек, сгенерированных таким образом, как было рассмотрено выше применительно к AOD 1410 и 1420. Другая пара 1600B (пара 2) AOD используется для генерации другого набора ловушек 1630B с использованием AOD 1610B, 1620B. Эти ловушки могут накладываться на ловушки, генерируемые парой 1. Это может быть достигнуто, например, с помощью оптического элемента 1660, в том числе полупрозрачной поверхности (например, неполяризующего светоделителя), поверхности, пропускающей световое излучение одного типа поляризации и отражающей перпендикулярное ему излучение (например, поляризующего светоделителя), оптического элемента, пропускающего световое излучение некоторых длин волн и отражающего на других (например, дихроичного), или с помощью использования обоих наборов ловушек, получаемых из различных направлений и контактирующих в своих фокальных точках. Набор ловушек, используемых для переустановки (пара 2), может быть отрегулирован для создания области более сильной локализации по сравнению с теми, которые используются для загрузки (пара 1), например, за счет большей оптической мощности пучка, длины волны, близкой к атомному резонансу, или меньшего фокусного расстояния (не обширный перечень с возможностью использования сочетаний этих эффектов). На фиг. 17A показан массив ловушек, сформированных парой 1600A AOD, в котором ловушки представляют собой пересечения линий, а точки обозначают захваченные атомы. Наложение строки ловушек (кружков на фиг. 17B), сгенерированных парой 1600B AOD, поверх «строки» или «столбца» ловушек, сгенерированных с помощью пары 1600A AOD, может давать возможность всем атомам в данной «строке» или «столбце» в первую очередь управляться ловушками, генерируемыми парой 1600B AOD. Кроме того, согласно некоторым вариантам реализации изобретения в случае наложения ловушек от пары 1600B AOD на «строку» или «столбец» имеется возможность отключения этой конкретной «строки» или «столбца» в паре 1600A AOD. Ловушки, сгенерированные парой 1600B AOD в таком случае могут быть переустановлены с использованием процесса, описанного для случая 1D (см. фиг. 17C). После переустановки, при наличии отключённого конкретного «ряда» или «столбца» от пары 1600A AOD строка

1 от пары 1600A AOD затем может быть снова подключена. Отключение ловушек, сгенерированных с помощью пары AOD 1600B, в этом случае может создавать возможность удерживания атомов в их новых положениях с помощью основных ловушек, сгенерированных с помощью пары 1600A AOD (см. фиг. 17D). После этого данный процесс можно повторить для другого «столбца» или «строки» ловушек, сгенерированных парой 1600A AOD, за счет изменения частот, связанных с AOD в паре 1600B AOD, так что парой 1600B AOD может быть сгенерирован новый набор ловушек, которые перекрываются с новой конечной «строкой» или «столбцом» ловушек, сгенерированных парой 1600B AOD. На фиг. 17E представлен массив после того, как все строки были сдвинуты влево с использованием данного процесса. Следует понимать, что в случае, когда манипулирование парой 1600B AOD требуется только в 1D, пара 1600B AOD может быть заменена одним AOD. Такой AOD (или пара AOD) может называться «управляющим AOD», в то время как пара 1600A AOD, используемая для удержания ловушек, может называться «удерживающим AOD». Согласно некоторому варианту реализации изобретения удерживающий AOD может рассматриваться в качестве набора пикселей, которые должны быть заполнены посредством воздействия управляющего AOD, для создания любой необходимой матрицы с разрешением, заданным удерживающим AOD. Согласно некоторым вариантам реализации изобретения захваченные атомы перемещаются соответственно другим конфигурациям управляющего AOD, которые не соответствуют полным строкам или столбцам (например, квадратным, содержащим атомы на каждом ребре).

[0097] В соответствии с фиг. 18A-18H показан аналогичный процесс, но включающий перемещение единичных атомов с помощью управляющего AOD. Как показано на фиг. 18 A, в удерживающем AOD содержится начальный набор захваченных им атомов. Как показано на фиг. 18B, отдельные атомы выбираются управляющим AOD (отмечено кружком). На фиг. 18C показано перемещение атома управляющим AOD, а затем его высвобождение после отключения управляющего AOD на фиг. 18D. На фиг. 18E выбран другой атом, перемещен на фиг. 18F, а затем высвобожден на фиг. 18G. На фиг. 18H показан массив, захваченный удерживающим AOD после расположения атомов. Полученный массив атомов может иметь более высокую продуктивность.

[0098] Согласно некоторым вариантам реализации изобретения способы, описанные выше, также могут быть реализованы без отключения строк или столбцов удерживающего AOD. Вместо этого управляющий AOD может работать с более глубокими (более сильными) ловушками, чем удерживающий AOD. В результате, при перемещении ловушки

управляющего AOD, наложенной на ловушку удерживающего AOD, атом будет следовать за более глубокой ловушкой управляющего AOD, как если бы он не был захвачен удерживающим AOD. В то же время при перемещении атома в другую ловушку удерживающего AOD с последующим отключением ловушки управляющего AOD атом может оставаться захваченным в ловушке удерживающего AOD.

[0099] Параллельные AOD. Согласно некоторым вариантам реализации изобретения несколько (N) AOD могут быть установлены друг на друга. Несколько AOD могут быть использованы параллельно для генерации независимых 1D наборов ловушек для захвата и переустановки в них атомов. На фиг. 19А и 19В показана типовая система для объединения различных 1D наборов ловушек в 2D матрицу. Как показано на фиг. 19А, набор из 5 AOD 1910, наблюдаемых под углом из верхнего положения, сориентированы с возможностью направления массива световых пучков на многогранную отражающую поверхность 1920. Затем световые пучки отражаются от многогранной отражающей поверхности 1920 на линзу 1930, которая фокусирует пучки света. На фиг. 19В показан вид сбоку для аналогичных элементов. Многогранная отражающая поверхность 1920 может представлять собой, например, полированную отражающую подложку, комбинацию нескольких отражающих поверхностей, предыдущие два варианта, но с использованием неотражающей подложки, покрытой отражающим материалом, деформируемое зеркало или массив зеркал (перечень не является исчерпывающим). Каждый 1D набор ловушек из AOD 1910 может быть перенаправлен через многогранную отражающую поверхность 1920. Также может быть использована пропускающая многогранная поверхность с регулируемым показателем преломления, в том числе диэлектрик переменной плотности или ширины или структурированный диэлектрик с отверстиями или с чередующимися участками с различными показателями преломления, либо другие пригодные типы поверхности. Такая структура может быть использована для создания волнового фронта, аналогичного волновому фронту от совокупности пучков, перекрывающихся в резко ограниченном объеме. Линза 1930 может быть использована для фокусировки всех лучей на заданной плоскости. Используя N независимых AOD 1910, каждый из которых создает независимую 1D матрицу ловушек, можно загружать атомы в такие ловушки и переустанавливать каждый независимый 1D набор ловушек необходимым образом для расположения атомов по заданной схеме. Переустановка всех 1D наборов ловушек может происходить одновременно или в любом заданном порядке.

[0100] На фиг. 20А-20С показаны способы функционирования системы по фиг. 19А-19В согласно некоторым вариантам реализации изобретения. Как показано на фиг. 19А,

формируется 6×6 массив ловушек. N строк соответствуют 1D AOD 2010A-2010N (в данном случае 6). Независимые 1D наборы ловушек из AOD 2010A-2010N обозначены маленькими незаполненными кружками, соединенными прямой линией, а атомы обозначены закрашенными кружками. Как показано на фиг. 19B, квадратный 6×6 массив ловушек загружается произвольным образом. Как показано на фиг. 19C, ловушки переустановлены таким образом, чтобы собирать все атомы слева от каждого 1D набора ловушек. Переустановка может происходить путем настройки тональных частот, связанных с ловушками для каждого из AOD 2010A-2010N. Следует понимать, что такие отдельные массивы AOD могут быть реализованы в качестве управляющих и/или удерживающих AOD, как описано выше.

[0101] Генерирование ловушек в SLM и переустановка с помощью скрещенных AOD.

Согласно некоторым вариантам реализации изобретения пространственный модулятор света (SLM) может быть использован для генерации 2D массива ловушек. SLM может быть использован для изменения волнового фронта светового пучка для генерации произвольных пространственных матриц интенсивности светового излучения, которые могут быть использованы вместо удерживающего AOD в качестве массива удерживающих ловушек, как было описано выше. Существуют различные типы SLM, которые влияют на локальную интенсивность (например, цифровое микрзеркальное устройство, DMD (digital micromirror device)), фазу (жидкие кристаллы на кремнии, LCOS (Liquid Crystal On Silicon)) или оба параметра поля пропущенного или отраженного светового пучка для изменения его волнового фронта программируемым образом. Используя такое устройство можно генерировать 2D матрицу ловушек с произвольной геометрией, и можно загружать атомы в набор ловушек, генерируемых таким образом, например, с помощью управляющего AOD или управляющих AOD, как было рассмотрено выше. На фиг. 21A показан вариант реализации изобретения, в котором SLM 2110A отражающего типа используется в качестве удерживающего SLM, а пара 2120A AOD используется для манипулирования положением атомов в массиве 2130A. На фиг. 22B показан вариант реализации изобретения, в котором SLM 2110B пропускающего типа используется в качестве удерживающего SLM, а пара 2120B AOD используется для манипулирования положением атомов в массиве 2130B. Согласно некоторым вариантам реализации изобретения пара 2120A или 2120B AOD может использоваться для генерации другого набора ловушек, загруженных атомами. Ловушки 2130A или 2130B, показанные на фиг. 22 A и 22B, могут накладываться на ловушки, генерируемые с помощью SLM. Это может быть достигнуто, например, с помощью оптического элемента 2140, в том числе полупрозрачной поверхности (пример:

неполяризующий светоделитель), поверхности, пропускающей световое излучение одного типа поляризации и отражающей перпендикулярное ему излучение (пример: поляризующий светоделитель), оптического элемента, пропускающего световое излучение некоторых длин волн и отражающего на других (пример: дихроичный элемент), или с помощью использования обоих наборов ловушек, получаемых из различных направлений и контактирующих в своих фокальных точках. Набор ловушек, используемых для переустановки, генерируемый с помощью AOD 2120A или 2120B, может быть отрегулирован для создания области более сильной локализации по сравнению с теми, которые генерируются с помощью SLM 2110A или 2110B, используемых для загрузки, например, за счет большей оптической мощности пучка, длины волны, близкой к атомному резонансу, и/или меньшего фокусного расстояния (не исчерпывающий перечень с возможностью использования сочетаний этих эффектов). Наложение строки ловушек, сгенерированных парой 2120A или 2120B AOD, поверх «строки» или «столбца» ловушек, сгенерированных с помощью SLM 2110A или 2110B, может давать возможность всем атомам внутри данной выборки в первую очередь управляется ловушками, генерируемыми парой AOD. В результате этого ловушки, сгенерированные с помощью пары 2120A или 2120B AOD, могут быть переустановлены в 2D плоскости ловушек с либо одновременным, либо последовательным наложением их на другие ловушки, генерируемые SLM 2110A или 2110B. Отключение ловушек, сгенерированных с помощью пары 2120A или 2120B AOD, в процессе их наложения на другие ловушки, генерируемые SLM 2110A или 2110B, может создавать возможность удерживания атомов в их новых положениях с помощью основных ловушек, сгенерированных с помощью SLM 2110A или 2110B. Этот процесс, который имитирует то, что показано на фиг. 17A-18D или 18A-18H, если SLM 2110A или 2110B содержат периодический интервал между ловушками, можно повторять для другой выборки ловушек, генерируемых SLM 2110A или 2110B, путем изменения частот, связанных с парой AOD, так что новый набор ловушек может быть сгенерирован с помощью пары 2120A или 2120B AOD и накладываться на полученную в результате новую выборку ловушек, сгенерированных с помощью SLM 2110A или 2110B.

[0102] Согласно некоторым вариантам реализации изобретения положение ловушек в SLM 2110A или 2110B включает отдельные произвольные и периодические положения. На фиг. 22A показана матрица, сгенерированная произвольной частью SLM 2110A или 2110B, обозначенная маленькими незаполненными кружками в верхней части. Вместе с тем массив атомов, захваченных в периодической части SLM 2110A или 2110B, показан ниже (расстояние между ними может быть или не быть в масштабе). Положение ловушек в

периодическом массиве обозначено пересечением прямых линий, а атомы обозначены закрашенными кружками. Согласно некоторым вариантам реализации изобретения управляющий AOD может быть использован (показан в виде больших незаполненных кружков) для изменения положения атомов в произвольном массиве, как показано на фиг. 22A-22D, и для извлечения атомов из периодического массива и перемещения их в произвольный массив для изменения их положения, как показано на фиг. 22E-22P. Следует отметить, что некоторые атомы могут быть перемещены из периодической части для размещения их в непериодической одновременно, как показано на фиг. 22E-22F и 22L-22M. После перемещения к непериодической части горизонтальное расстояние между контролируемыми атомами может быть вначале отрегулировано, как показано на фиг. 22F и 22M-22N. На фиг. 26 показан типовой пример периодического 30×50 массива ловушек, сгенерированного с помощью LCOS-SLM отражающего типа, с соответствующим фазовым портретом, отпечатанным LCOS-SLM на волновом фронте отраженного светового пучка. На фиг. 27 показан соответствующий пространственный фазовый портрет, добавленный к световому полю лазера для преобразования единичного входного пучка в 30×50 массив ловушек.

[0103] Генерирование оптической решетки и использование ловушек для переустановки атомов внутри нее. Согласно некоторым вариантам реализации изобретения 2D массив ловушек может быть получен с использованием оптической решетки с большим шагом. Интерференция от двух источников света может создавать матрицы интенсивности света, которые можно использовать для захвата холодных нейтральных атомов, которые называют оптическими решетками. Эти ловушки могут функционировать вместо удерживающего AOD в качестве массива удерживающих ловушек. В результате оптическую решетку можно использовать для удержания захваченных атомов и совместно, например, с управляющим AOD, как было рассмотрено выше, для переустановки атомов в оптической решетке, например, с помощью способов и систем, описанных в соответствии с фиг. 17A-17E (аналогично показанному на фиг. 24A-24E) и фиг. 18A-18H (аналогично показанному на фиг. 25A-25H). Как показано на фиг. 23 источники 2320 светового излучения могут создавать интерференционную форму 2330, которая формирует массив удерживающих ловушек. Для манипулирования захваченными атомами 2330 в интерференционной форме могут быть использованы AOD 2310A, 2310B. Пара AOD используется для генерации набора ловушек. Эти ловушки могут накладываться на области захвата оптической решетки. Это может быть достигнуто, например, за счет использования полупрозрачной поверхности (пример: неполяризующий светоделитель),

поверхности, пропускающей световое излучение одного типа поляризации и отражающей перпендикулярное ему излучение (пример: поляризующий светоделитель), оптического элемента, пропускающего световое излучение некоторых длин волн и отражающего на других (пример: дихроичный элемент), или с помощью использования обоих наборов ловушек, получаемых из различных направлений и контактирующих в своих фокальных точках. Набор ловушек, используемых для переустановки, может быть отрегулирован для создания области более сильной локализации по сравнению с той, которую получают с помощью оптической решетки, используемой для загрузки, например, за счет большей оптической мощности пучка, длины волны, близкой к атомному резонансу, или меньшего фокусного расстояния (не исчерпывающий перечень с возможностью использования сочетаний этих эффектов). Наложение строки ловушек, сгенерированных парой AOD поверх «строки» или «столбца» оптической решетки, может давать возможность всем атомам в данной «строке» или «столбце» в первую очередь управляться ловушками, генерируемыми парой AOD. Ловушки, сгенерированные парой AOD могут быть переустановлены с использованием процесса, описанного для случая 1D. Отключение ловушек, сгенерированных с помощью пары AOD, может создавать возможность удерживания атомов в их новых положениях с помощью основной оптической решетки. После этого данный процесс можно повторить для другого «столбца» или «строки» оптической решетки за счет изменения частот, связанных с AOD, так что парой AOD может быть сгенерирован новый набор ловушек, которые накладываются на новую конечную «строку» или «столбец» оптической решетки.

Раздел 2. Возбуждение и эволюция.

[0104] Согласно варианту реализации изобретения массивы с расположенными атомами могут затем возбуждаться и эволюционировать для вычисления решения закодированной задачи. Лазеры с энергией фотонов, приблизительно равной энергии перехода электронов на внешней оболочке атома, могут быть использованы для возбуждения электронов на внешней оболочке атома для перевода атомов в возбужденное состояние. Конкретные способы лазерного управления и его применения подробно описаны в настоящем раскрытии. Взаимодействия между атомами могут быть настолько сильными, что только некоторые атомы и, в частности, только некоторые атомы в определенных областях могут переходить в возбужденное состояние. Например, нахождение вблизи другого возбужденного атома может увеличивать энергию возбуждения ближайшего невозбужденного атома таким образом, что для соседнего атома переход становится маловероятным. Вероятность перехода атомов может изначально регулироваться

величиной расстояния между отдельными атомами. Согласно варианту реализации изобретения вне ловушек возбужденные атомы могут рассеиваться, а оставшиеся атомы могут быть отображены с целью определения атомов, не перешедших в возбужденное состояние. Этот конечный результат может приводить к решению закодированной задачи.

[0105] Согласно варианту реализации изобретения для детерминированного приготовления массивов отдельно захваченных холодных нейтральных атомов ^{87}Rb на оптических ловушках может быть использована поатомная сборка. Как показано на фиг. 1A, между атомами 190 могут быть вызваны управляемые когерентные взаимодействия посредством их связывания с ридберговскими состояниями. Это приводит к отталкивающим ван-дер-ваальсовым взаимодействиям ($V_i = C/R^6$, $C > 0$) между ридберговскими парами атомов на расстоянии R_{ij} . Квантовая динамика этой системы описывается следующим уравнением Гамильтона (1):

$$\frac{\mathcal{H}}{\hbar} = \sum_i \frac{\Omega_i}{2} \sigma_x^i - \sum_i \Delta_i n_i + \sum_{i < j} V_{ij} n_i n_j \quad (1)$$

где Ω_i - частоты Раби, связанные с отдельными атомами, Δ_i - отстройки задающих лазеров от ридберговского состояния (см. фиг. 1B), $\sigma_i = |g\rangle \langle r_i| + |r_i\rangle \langle g|$ описывает связь между основным состоянием $|g\rangle$ и ридберговским состоянием $|r\rangle$ атома в положении i , а $n_i = |r_i\rangle \langle r_i|$. В общем случае в пределах этого базиса регулирующие параметры управления Ω_i , Δ_i могут быть запрограммированы путем изменения интенсивности и отстройки лазерного излучения во времени. Согласно варианту реализации изобретения может быть использована однородная когерентная связь ($|\Omega_i| = \Omega$, $\Delta_i = \Delta$). Силу взаимодействия V_{ij} можно настраивать, либо за счет изменения расстояния между атомами, либо за счет аккуратного выбора требуемого ридберговского состояния.

[0106] Основное состояние $|g\rangle$ и ридберговское состояние $|r\rangle$ могут использоваться в качестве состояний кубита для кодирования квантовой информации. Когерентная связь между этими состояниями создается лазерным излучением и позволяет манипулировать кубитами. Кроме того, ридберговские состояния многих атомов сильно взаимодействуют между собой, приводя к управляемым когерентным взаимодействиям. Эти сильные когерентные взаимодействия между ридберговскими атомами могут вызывать эффективное ограничение, предотвращающее одновременное возбуждение ридберговских состояний в соседних атомах. На фиг. 1F показан такой эффект, который также иногда именуют ридберговской блокадой. Когда два атома находятся на достаточно близком

расстоянии, так что их ридберговско-ридберговские взаимодействия V_{ij} превышают эффективную частоту Раби Ω , то многие ридберговские возбуждения могут быть ослаблены. Это приводит к радиусу ридберговской блокады, R_b , для которого $V_{ij} = \Omega$ ($R_b = 9$ мкм для $|g\rangle = |70S\rangle$ и $\Omega = 2\pi \times 2$ МГц в данном контексте). В случае резонансного возбуждения атомов, находящихся на расстоянии $a = 24$ мкм наблюдаются осцилляции Раби, связанные с невзаимодействующими атомами, как показано на верхней кривой фиг. 1F. Однако динамика существенно меняется в случае приближения нескольких атомов друг к другу ($a = 2,95$ мкм $< R_b$). В этом случае наблюдаются осцилляции Раби между основным состоянием и коллективным W -состоянием с ровно одним возбуждением $\sim \sum_i \Omega_i |g_1 \dots f_i \dots g_N\rangle$ с характеристическим $N^{1/2}$ -масштабированием коллективной частоты Раби. Эти наблюдения позволяют проводить количественную оценку когерентных свойств системы. В частности, контраст осцилляций Раби на фиг. 1F в основном ограничивается точностью определения состояния (93% для g и 98% для g). Отдельные частоты Раби и величины отстройки контролируются с точностью до 3% по всему массиву, в то время как время когерентности в конечном итоге ограничено вероятностью спонтанного излучения из состояния $|e\rangle$ во время прохождения лазерного импульса (скорость рассеяния 0,022/мкс).

[0107] Как показано на фиг. 1A, отдельные атомы ^{87}Rb захватываются с помощью оптических ловушек и располагаются в бездефектных массивах. Когерентные взаимодействия V_{ij} между атомами с прочностью Ω и отстройкой Δ становятся возможными в результате возбуждения в них ридберговского состояния.

[0108] На фиг. 1B показано, что для связывания основного состояния $|g\rangle = |5S_{1/2}, F = 2, m_F = -2\rangle$ с ридберговским состоянием $|g\rangle = |71 S_{1/2}, J = 1/2, m_J = -1/2\rangle$ через промежуточное состояние $|e\rangle = |6P_{3/2}, F = 3, m_F = -3\rangle$ можно использовать двухфотонный процесс с применением 420 нм и 1013 нм лазеров с круговой поляризацией (как правило, $\delta \sim 2\pi \times 560$ МГц $\gg \Omega_B$, $\Omega_R \sim 2\pi \times 60, 36$ МГц).

[0109] Как показано на фиг. 1C, программа эксперимента может включать загрузку атомов в массив оптических ловушек (1) и переустановку их в предварительно запрограммированную конфигурацию (2). После этого система может эволюционировать согласно функции $U(t)$ с регулируемыми параметрами $\Delta(t)$, $\Omega(t)$, V_{ij} . Это может быть реализовано параллельно на нескольких не взаимодействующих подсистемах (3). Конечное состояние можно определять с помощью пригодного способа, например получения флуоресцентного изображения (4).

[0110] Как показано на фиг. 1F, для резонансного возбуждения ($\Delta = 0$) изолированные атомы (верхние точки) представляют осцилляции Раби между $|g\rangle$ и $|r\rangle$. Распределение атомов по кластерам с полной блокировкой $N = 2$ (как показано на среднем графике) и $N = 3$ (как показано на нижнем графике) атомов приводит к только единственному общему возбуждению атомов в кластере, в то время как частота Раби увеличивается в $N^{1/2}$. Многократные возбуждения (средняя и нижняя точки) сильно ослаблены. Границы погрешностей соответствуют доверительным интервалам (CI, confidence intervals) 68% и имеют размеры меньше размера маркера.

Раздел 2.A. Типовое управление и эволюция для 1D массивов атомов

[0111] Поиск способов разработки и управления большими квантовыми системами является центральной задачей квантовых вычислений. Примеры управления и эволюции, рассматриваемые ниже, являются достаточными для массивов до 51 атома или более, которые могут служить в качестве кубитов, с очень большой степенью управляемости и созданными когерентными взаимодействиями между ними. Кроме того, как рассматривается в данном раскрытии, такая система хорошо поддается масштабированию до большего числа атомов, а также возможности управления на уровне отдельного атома. Способы и исследования, описанные в данном раскрытии, указывают на возможность создания и управления такими большими квантовыми системами. Такое управление требуется для выполнения квантовых симуляций. Такие квантовые симуляции могут быть использованы для решения других реальных проблем, например, для поиска новых материалов (известный пример - это высокотемпературная сверхпроводимость), получения представления о сложных молекулярных структурах и разработки новых таких объектов. К другим практическим применениям относятся задачи по оптимизации, в том числе задача максимального независимого множества, подробно рассматриваемая ниже. Такие задачи по оптимизации напрямую связаны с реальными задачами.

[0112] Согласно некоторым вариантам реализации изобретения могут быть созданы ридберговские кристаллы или управляемые массивы ридберговских атомов, как подробно рассматривается ниже. Такие ридберговские кристаллы предоставляют хорошую испытательную площадку для больших квантовых систем, выполненных с использованием способов и систем, рассматриваемых в данном документе. В общем случае очень сложно определять параметры большой квантовой системы по причине экспоненциально возрастающей сложности при увеличении размера системы. Поскольку решение для упорядоченного состояния ридберговского кристалла известно, создание и определение параметров ридберговских кристаллов предусматривает проведение сравнительного

анализа систем и способов, используемых для создания и манипулирования ридберговскими кристаллами. Как рассматривается ниже, эти системы и способы демонстрируют когерентный контроль и что эта большая квантовая система (ридберговский кристалл) демонстрирует высокую степень когерентности. Кроме того, показано, что ридберговские кристаллы, созданные и управляемые с использованием систем и способов, описанных в данном документе, имеют особые квантовые состояния, которые демонстрируют удивительно устойчивую динамику при их выходе из равновесного состояния. Это уникальное свойство подробно рассматривается ниже.

[0113] Согласно некоторым вариантам реализации изобретения массивы с 1D расположенными атомами могут возбуждаться и эволюционировать для получения решений задач квантовых вычислений и могут быть использованы в качестве квантового симулятора. Ниже описаны способы возбуждения и управления 1D массивом атомов, а также определение параметров взаимодействия между атомами. В случае однородной когерентной связи уравнение Гамильтона (1) становится очень похожим на парадигматическую модель Изинга для частиц с эффективным спином $1/2$ с переменным диапазоном взаимодействия. Его основное состояние демонстрирует богатое разнообразие фаз многих тел, которые нарушают различные типы пространственной симметрии, как показано на фиг. 2А. Например, при больших отрицательных значениях Δ/Ω его основное состояние соответствует всем атомам в состоянии g , соответствующем парамагнитной или неупорядоченной фазе. При увеличении Δ/Ω в сторону больших положительных значений число атомов в состоянии g возрастает, и взаимодействия между ними становятся значительными. Это приводит к появлению упорядоченных в пространстве фаз, в которых ридберговские атомы расположены внутри массива с периодическим интервалом, что приводит к образованию «ридберговских кристаллов» с различной пространственной симметрией, как показано на фиг. 2А. Происхождение таких коррелированных состояний может быть понято, если вначале рассмотреть ситуацию, когда $V_{i,i+1} \gg \Delta \gg \Omega \gg V_{i,i+2}$, т. е. блокады соседних атомов, но с незначительным взаимодействием между следующими вторыми соседями. В этом случае ридберговская блокада уменьшает возбуждение ближайшего соседа, в то время как дальнедействующие взаимодействия пренебрежимо малы, в результате чего ридберговский кристалл нарушает трансляционную симметрию Z_2 , которая аналогична антисегнетомагнитному упорядочению в магнитных системах. Кроме того, настраивая параметры таким образом, что $V_{i,i+1}, V_{i,i+2} \gg \Delta \gg \Omega \gg V_{i,i+3}$ и $V_{i,i+1}, V_{i,i+2}, V_{i,i+3} \gg \Delta \gg \Omega \gg V_{i,i+4}$, могут быть получены массивы с нарушенными симметриями Z_3 и Z_4

соответственно, как показано на фиг. 2А. Области 220, очерченные на фиг. 2А, указывают на возможные несоразмерные фазы.

[0114] Для приготовления системы с такими фазами систему можно использовать динамическое управление отстройкой $\Delta(t)$ задающих лазеров для адиабатического преобразования основного состояния гамильтониана из состояния продукта всех атомов в g в кристаллические ридберговские состояния. Во-первых, все атомы могут быть получены в состоянии $|g = 5s_{1/2}, F = 2, m_F = 2\rangle$ с помощью оптической накачки. Затем можно включать поля лазера и проводить двухфотонную отстройку от отрицательных до положительных значений, используя функциональную форму, показанную на фиг. 3 А.

[0115] На фиг. 2В показаны результирующие траектории отдельных атомов в группе из 13 атомов для трех различных сил взаимодействия при изменении расстройки Δ . В каждом из этих случаев может наблюдаться четкий переход из начального состояния $|g_1, \dots, g_{13}\rangle$ в ридберговский кристалл с различным типом симметрии. Расстояние между атомами определяет силу взаимодействия, которая приводит к различным порядкам упорядочения кристаллической структуры для заданной конечной отстройки. Например, для достижения упорядочения Z_2 типа атомы располагают с интервалом 5,9 мкм, что приводит к взаимодействию ближайшего соседа $V_{i,i+1} = 2\pi \times 24$ МГц $\gg \Omega = 2\pi \times 2$ МГц, в то время как величина следующего ближайшего взаимодействия мала ($2\pi \times 0,38$ МГц). Это приводит к построению антисегнетомагнитного кристалла, в котором чередующиеся через одно положения в ловушках заняты ридберговскими атомами (упорядочение Z_2 порядка). При уменьшении расстояния между атомами до 3,67 мкм и 2,95 мкм, соответственно наблюдаются уровни упорядочения Z_3 - и Z_4 - порядков, как показано на фиг. 2В.

[0116] В частности, на фиг. 2В показано построение ридберговских кристаллов на 13-атомном массиве путем медленного изменения параметров лазера, как показано красными стрелками (см. также фиг. 3А). В нижней части представлена конфигурация, в которой атомы находятся на расстоянии $a = 5,9$ мкм, что приводит к взаимодействию ближайшего соседа $V_{i,i+1} = 2\pi \times 24$ МГц и упорядочению Z_2 порядка, при котором в чередующихся через один атомах возбуждено ридберговское состояние $|r\rangle$. Гистограмма справа отображает конечную, зависящую от положения ридберговскую вероятность (границы погрешности относятся к доверительному интервалу CI 68%). Конфигурация в средней части ($a = 3,67$ мкм, $V_{i,i+1} = 2\pi \times 414,3$ МГц) приводит к упорядочению Z_3 порядка, а в верхней части ($a = 2,95$ мкм, $V_{i,i+1} = 2\pi \times 1536$ МГц) приводит к появлению упорядоченной фазы типа Z_4 . Для каждой конфигурации приведено однократное флуоресцентное изображение до (слева) и

после (справа) прохождения импульса. Полыми кружками выделены отсутствующие атомы, связанные с ридберговскими возбуждениями.

[0117] Работу квантового симулятора можно сравнить для экспериментальных параметров образования упорядочения Z^2 порядка с теоретическим прогнозом для $N=7$ атомной системы, полученным путем точного численного моделирования. На фиг. 3А-3С показано сравнение с полностью когерентным моделированием. Как показано на фиг. 3А-3С, это полностью когерентное моделирование без свободных параметров превосходно согласуется с экспериментальными данными с учетом конечной точности определения. Как показано на фиг. 3А, воздействие лазера состоит из импульса $\Omega(t)$ квадратной формы с отстройкой $\Delta(t)$, изменяющейся от отрицательных до положительных значений. На фиг. 3В показана временная эволюция вероятности ридберговского возбуждения для каждого атома в $N = 7$ атомном кластере (цветные точки), которая может быть получена при изменении длительности импульса лазерного возбуждения $\Omega(t)$. Соответствующие кривые представляют собой траектории отдельного атома, полученные путем точного моделирования квантовой динамики по (1), с использованием функциональных форм $\Delta(t)$ и $\Omega(t)$, как было рассмотрено применительно к этому примеру, и конечной точности определения. На фиг. 3С показана эволюция семи наиболее вероятных состояний многих тел. Эволюция состояний многих тел на фиг. 3С показывает, что идеальное конечное антисегнетомагнитное состояние может быть определено с вероятностью 54(4)%. В случае корректировки для известной погрешности определения заданное состояние многих тел достигается с вероятностью $p = 77(6)\%$. Границы погрешности относятся к доверительному интервалу 68%.

[0118] Точность приготовления зависит от размера системы, как показано на фиг. 4 с адиабатической разверткой для массивов различных размеров. На Фиг. 4А представлена точность приготовления основного кристаллического состояния в качестве функции от размера кластера. Полые точки представляют собой экспериментальные данные, а заполненные точки представляют скорректированные данные для конечной точности определения. Границы погрешности относятся к доверительному интервалу 68%. На фиг. 4В показана гистограмма количества микросостояний без коррекции ошибок определения на наблюдаемое количество случаев в 51-атомном кластере для 18439 случаев проведения эксперимента. Наиболее распространенным микросостоянием является основное состояние гамильтониана для случая многих тел. Вероятность нахождения системы в основном состоянии многих тел уменьшается в конце развертки по мере увеличения размера системы. В то же время даже при размерах системы, составляющих 51 атом или более, идеально

упорядоченное кристаллическое состояние многих тел достигается с $p = 0,11(2)\%$ ($p = 0,9(2)\%$ с поправкой на точность определения), что примечательно ввиду экспоненциально большого 251-мерного гильбертова пространства системы. Кроме того, как показано на фиг. 4В, это состояние с совершенным Z_2 типом упорядочения представляет собой в значительной степени наиболее распространенное приготавливаемое состояние.

Раздел 3: Наблюдение за итоговым конечным состоянием

После проведения квантового вычисления состояние атомов может быть определено с помощью метода флуоресцентного изображения. Это может быть выполнено за счет зависящих от состояния потерь атомов посредством последующего получения изображения для выявления оставшихся атомов. В описанных в данном документе примерах возможности оптических ловушек могут восстанавливаться после прохождения лазерного импульса. Атомы, находящиеся в основном состоянии, улавливаются на оптических ловушках, в то время как атомы, оставшиеся в ридберговском состоянии, отталкиваются лучами лазерной ловушки. Последующее определение сигнала флуоресценции может выявлять состояние каждого атома. Расширение такого способа может состоять в начальном построении карты ридберговских состояний до второго уровня сверхтонкого расщепления, после чего для получения изображений группы атомов в каждом состоянии может быть использован метод селективной по состояниям флуоресценции. Это обеспечивает дополнительное преимущество, заключающееся в отсутствии потерь атомов в конце вычисления.

Раздел 4. Лазерная управляющая система для манипулирования массивом атомов

[0119] Отдельные нейтральные атомы с возбужденными ридберговскими состояниями являются многообещающей платформой для выполнения квантовой симуляции и обработки квантовой информации. Вместе с тем до настоящего времени развитие экспериментальной методики было ограничено короткими временами когерентности и относительно низкой точностью воспроизведения, связанной с такими ридберговскими возбуждениями. В результате даже в таких случаях, когда описанные выше способы могут быть использованы для сборки большого массива атомов для квантовых вычислений, все еще требуется разработка высокоточного и когерентного управления собранным массивом атомов с целью проведения эволюции массива с расположенными в нем атомами для решения конкретных задач. Поэтому согласно варианту реализации изобретения (с низким уровнем погрешности, например с погрешностью, близкой к 0%) квантовый контроль атомных кубитов может быть реализован с использованием систем и способов, описанных,

например, применительно к фиг. 7A-7D и/или вышеописанных способов. За счет частичного снижения величины фазовых шумов лазера такой подход позволяет получать значительное улучшение когерентных свойств отдельных кубитов. Такой высокоточный контроль распространяется на многочастичный случай в результате приготовления двухатомного запутанного состояния с точностью, превышающей 0,97(3) (то есть с величиной ошибки всего 3/100), и продления его времени жизни с помощью способа двухатомной динамической развязки. Полученные достижения предоставляют возможность выполнения масштабируемой квантовой симуляции и квантового вычисления за счет нейтральных атомов, с помощью которых можно более точно и последовательно манипулировать атомами в упорядоченном массиве.

[0120] Согласно некоторым вариантам реализации изобретения высокоточный квантовый контроль кубитов из ридберговских атомов может быть достигнут за счет частичного уменьшения фазового шума лазера, что в результате приводит к значительному улучшению когерентных свойств отдельных кубитов. Данный высокоточный контроль распространяется на многочастичный случай, что подтверждается экспериментальными результатами по приготовлению двухатомного запутанного состояния с точностью, превышающей 0,97(3). Время жизни приготовленного двухкубитового состояния Белла также может быть продлено с помощью нового способа двухатомной динамической развязки. согласно некоторым вариантам реализации изобретения.

[0121] На фиг. 7A-7D представлена система управления и его параметры для одно-атомных осцилляций Раби отдельных холодных атомов рубидия-87 в оптических ловушках и программируемых положениях в одном измерении согласно варианту реализации изобретения. Как показано на фиг. 7A, лазер, например диодный лазер с внешним резонатором (ECDL, external-cavity diode laser) 710A, может подавать световое излучение на эталонный оптический резонатор (REF, reference) 720. Световое излучение от ECDL 710A может иметь внешнюю синхронизацию с REF 720 с использованием, например, метода Паунда-Древера-Холла. Для этого световое излучение от ECDL может быть модулировано по фазе, а отраженный сигнал от резонатора 720 может определяться фотодиодом PD (photo diode) 770. Этот сигнал демодулируют для создания сигнала ошибки, который используют для стабилизации лазера. Такой тип стабилизатора может создавать достаточно узкую ширину линии. В то же время он также может производить высокочастотный фазовый шум в полосе пропускания стабилизатора. Для подавления этого шума резонатор REF 720 может использоваться в качестве резонатора фильтра, узкое окно прозрачности у которого (заштрихованная область на вставке) подавляет высокочастотный

фазовый шум. Для повышения выходной мощности REF 720 проходящее световое излучение может быть использовано для внешней синхронизации лазерного диода 740 Фабри-Перо (FP, Fabry-Perot). Это может быть достигнуто путем передачи светового излучения от REF 720 через оптический изолятор (ISO, optical isolator) 730 к FP 740. При использовании этого метода световое излучение от FP 740 будет наследовать спектральные свойства светового излучения от REF 720, хотя и на более высоких уровнях мощности. Световое излучение от FP 740 может подаваться через ISO 730 и фокусирующее оптическое устройство 750А на массив атомов 790. Второй лазерный источник 710В может подавать лазерное излучение другой частоты с возможностью его фокусировки с помощью оптического устройства 750В на массиве атомов 790. В определенных вариантах реализации изобретения световое излучение из оптических устройств 750А и 750В может быть использовано в конфигурации со встречным распространением для минимизации доплеровской чувствительности переходов. Согласно некоторым вариантам реализации изобретения необходимо обеспечивать качественную юстировку направленности пучков возбуждения относительно массива атомов 790. Для достижения этого можно использовать схему активной обратной связи, управляющей направленностью исходящих пучков. Небольшое количество светового излучения от оптического устройства 750А может улавливаться и направляться в устройство формирования изображения с пространственным разрешением, например детектор CCD (charge-coupled device, прибор с зарядовой связью) 760, для выполнения юстировки. Такое точное и надежное устройство управления для лазеров 710А и 710В позволяет выполнять управление внутренними состояниями $|g\rangle$ и $|r\rangle$ атомов. Могут быть добавлены дополнительные компоненты, в том числе охлаждающие лазеры и устройства генерации магнитного поля, например индукционные катушки.

[0122] Согласно некоторым вариантам реализации изобретения атомы 790 инициализируют на земановском подуровне $|g\rangle = S_{1/2}, F = 2, m_F = -2\rangle$ основного состояния посредством оптической накачки в магнитном поле 1,5 Гс. Затем производят быстрое отключение потенциала на оптических ловушках и прикладывают лазерное поле от обоих лазеров 710А и 710В для связывания атомов 790 с ридберговским состоянием $|r\rangle = |70S, J = 1/2, m_J = -1/2\rangle$. После прохождения лазерного импульса, например длительностью 3-8 мкс, потенциалы оптических ловушек восстанавливаются. Атомы 790, находящиеся в основном состоянии, повторно захватываются оптическими ловушками в то время как атомы, остающиеся в ридберговском состоянии, отталкиваются пучками лазерной ловушки. Согласно некоторым экспериментальным вариантам реализации изобретения этот способ измерения имеет точность определения ридберговского состояния

$f_r = 0,96(1)$, а точность определения основного состояния f_g находится в пределах от 0,955(5) до 0,990(2) в зависимости от времени улавливания.

[0123] Согласно некоторым вариантам реализации изобретения ридберговские состояния возбуждаются посредством двухфотонного перехода. ECDL 710A может представлять собой лазер 420 нм, отстроенный на Δ выше частоты перехода от $|g\rangle$ в $|e\rangle = |6P_{3/2}, F = 3, m_F = -3\rangle$. Второй лазерный источник 710B формирует лазерное поле, например, при длине волны 1013 нм, и соединяет $|e\rangle$ с $|r\rangle$. Два лазера 710A и 710B поляризованы для управления переходами σ^- и σ^+ соответственно, так что только один промежуточный подуровень и ридберговское состояние могут быть связаны, избегая заполнения дополнительных уровней и связанной с ними дефазировки. Эти переходы показаны на фиг. 7B.

[0124] Два лазера 710A, 710B могут представлять собой любые известные лазеры, в том числе диодные лазеры с внешним резонатором, предлагаемые компанией MOG Laboratories Pty Ltd. Лазеры 710A могут быть стабилизированы по частоте с помощью стабилизатора Паунда-Древера-Холла (PDH) 770, например PDH, предоставляемого компанией Stable Laser Systems, синхронизированного эталонным резонатором со сверхнизким коэффициентом термического расширения. Лазер 710B также может быть стабилизирован аналогичным PDH (не показан). Внешняя синхронизация PDH 770 в значительной степени ослабляет лазерный шум на частотах ниже эффективной ширины полосы стабилизатора, что приводит к узким значениям ширины линии < 1 кГц, оцениваемой по циклическому шуму. В то же время шум выше полосы пропускания стабилизатора не может быть ослаблен, но может быть усилен при высоком уровне стабилизации. Это приводит к появлению окружения из широких пиков фазового шума $2\pi \times 1$ МГц (см. вставку на фиг. 7A). Данный высокочастотный фазовый шум вызывает ограничение когерентности в ридберговских экспериментах и экспериментах с захваченными ионами. Для подавления этого фазового шума в качестве спектрального фильтра может использоваться эталонный резонатор 730. В частности, функция передачи резонатора может представлять собой лоренциан с полной шириной на половине максимума $\Gamma \sim 2\pi \times 500$ кГц (что соответствует величине добротности $F \sim 3000$). Для резонаторов с другими параметрами могут использоваться другие функции. Чем меньше ширина линии, тем лучше фильтрация. При стабилизации лазера компонент его несущей с узкой шириной линии проходит через резонатор, в то время как высокочастотный шум на $2\pi \times 1$ МГц ослабляется в $\gtrsim 4$ раза. Хотя изображение на фиг. 7A относится исключительно к ECDL 710A, для усиления светового излучения на обеих длинах волн 420 нм и 1013 нм два цвета могут быть

разделены, и каждый пучок, используемый для внешней синхронизации отдельного лазерного диода, наследует аналогичные спектральные свойства. Это приводит к усилению спектрально чистого проходящего светового излучения до 5 мВт при 420 нм и 50 мВт при 1013 нм. Хотя мощность 420 нм достаточна для непосредственного управления переходом синего цвета, в некоторых вариантах реализации изобретения волна 1013 нм может быть дополнительно усилена с помощью конусного усилителя (не показан).

[0125] Излучение лазеров 710А, 710В может быть направлено на массив атомов 790 во встречной конфигурации для минимизации доплеровских сдвигов из-за конечной атомной температуры. Лазеры 710А, 710В могут быть сфокусированы до величины перетяжки 20 или 30 мкм соответственно. Согласно опытному варианту реализации изобретения для одиночного фотона могут быть получены частоты Раби $\Omega_B \simeq 2\pi \times 60$ МГц ($\Omega_R \simeq 2\pi \times 40$ МГц). При промежуточной отстройке $\Delta \simeq 2\pi \times 600$ МГц это приводит к двухфотонной частоте Раби $\Omega = \Omega_B \Omega_R / (2\Delta) \simeq 2\pi \times 2$ МГц. Каждый пучок стабилизирован по мощности до $< 1\%$ с помощью акустооптического модулятора, который также используется для быстрого (~ 20 нс) переключения. Для уменьшения чувствительности к пульсациям наведения, может быть обеспечена юстировка точно по центрам атомов, используя эталонную камеру 760 и процедуру автоматической юстировки пучка, при которой положение пучка стабилизируют до фиксированного положения на эталонной камере, используя одно отклоняющее зеркало с пьезоэлектрическими приводами. Оптимальное положение может быть установлено путем измерения частоты Раби на атомах для различных положений пучка на камере и выбора положения, которое увеличивает до максимальных значений связь с ридберговским состоянием.

[0126] На фиг. 7D показана система, подобное 7А, с добавлением дополнительного управления лазером 710В согласно некоторым вариантам реализации изобретения. На фиг. 7D показаны два лазера с длиной волны 420 нм для 710А и 1013 нм для 710В. Каждый лазер 710А, 710В может представлять собой, например, диодный лазер с внешним резонатором. Лазеры 710А, 710В используются для когерентного возбуждения атомов 790 до ридберговских состояний. Оба лазера стабилизируются по эталонному оптическому резонатору 720 с помощью стабилизаторов Паунда-Древера-Холла (PDH). Покрытия REF 720 зеркала могут быть выбраны так, чтобы резонатор был пригоден для нескольких длин волн и мог использоваться как для 710А, так и 710В. Для этой цели для каждого из лазеров осуществляется фазовая модуляция с помощью электрооптического модулятора (ЕОМ, electro-optic modulator), размещенного между каждым источником лазерного излучения и эталонным резонатором (не показан), а световое излучение, отраженное от оптического

резонатора измеряют на фотодетекторах (PD) 770A, 770B соответственно, и используют для обратной связи с лазером путем изменения величины тока, проходящего через лазерный диод. Это стабилизирует каждый лазер с получением узкой ширины линии <1 кГц, измеренной по уровню шума для сигнала ошибки стабилизатора PDH. Однако высокочастотный шум от лазерного диода не может быть ослаблен, а наоборот, он может быть усилен стабилизатором PDH из-за его конечной ширины полосы пропускания. Это приводит к появлению широких пиков шума на уровне ± 1 МГц относительно центральной несущей с узкой шириной линии (показана на вставках спектра мощности).

[0127] В то время как лазеры 710A, 710B синхронизированы эталонным резонатором, световое излучение главным образом проходит через резонатор 720. В то же время резонатор 720 действует как фильтр пропускания низких частот с шириной полосы пропускания ~ 500 кГц, и поэтому его пропускные характеристики приводят к подавлению шума за пределами его «окна пропускания» (схематично показано в рамке из пунктирной линии на вставках спектров мощности). В результате проходящее через резонатор световое излучение имеет узкую ширину линии, но также содержит ослабленный высокочастотный шум.

[0128] Поскольку наличие высокой мощности способствует управлению атомами 790, проходящее световое излучение каждого лазера 710A, 710B разделяют и подают для внешней синхронизации через оптические изоляторы (ISO) 730A, 730B соответственно на независимые лазерные диоды Фабри-Перо (FP) 740A, 740B соответственно. Указанные лазерные диоды 740A, 740B наследуют те же высококачественные спектральные свойства светового излучения, которое было на них направлено, и эффективно усиливают это затравочное световое излучение до ~ 5 мВт при длине волны 420 нм и до ~ 50 мВт при длине волны 1013 нм. Мощность на 1013 нм может быть дополнительно усилена конусным усилителем, расположенным после лазерного диода 740B (не показан). Два лазера 710A, 710B могут затем фокусироваться линзами 750A, 750B на массиве атомов 790 в конфигурации со встречным распространением для минимизации доплеровской чувствительности перехода.

[0129] Данная схема лазерной стабилизации и фильтрации дает возможность осуществлять на сегодняшний день высокоточное когерентное управление кубитами ридберговских атомов. Схема может быть дополнительно улучшена за счет использования имеющихся в продаже оптических резонаторов с более высокой величиной добротности, которые имеют более узкую ширину линии, обусловленную зеркалами с более высокой

отражательной способностью, а следовательно, и более высокое значение коэффициента подавления шума. Согласно некоторым вариантам реализации изобретения для управления этим переходом могут использоваться лазерные источники с низким уровнем шума, например титан-сапфировые лазеры или лазеры на красителях, без необходимости спектральной фильтрации высокочастотного лазерного фазового шума.

Раздел 4.A: Экспериментальные результаты по улучшенному лазерному управлению

[0130] Согласно некоторым вариантам реализации изобретения различные способы и системы управления, раскрытые в данном документе, могут быть реализованы для увеличения времени когерентности и улучшения управления атомами. Согласно опытному варианту реализации изобретения, использующему систему и способы, описанные выше, в том числе система управления, показанная на фиг. 7A-7D, было показано, что долгоживущие осцилляции Раби имеют $1/e$ время жизни $\tau = 27(4)$ мкс по сравнению с типичным значением $\lesssim 7$ мкс времени жизни в предыдущих экспериментах. Это показано на фиг. 7C, на которой изображено резонансное двухфотонное взаимодействие, вызывающее осцилляции Раби между $|g\rangle$ и $|r\rangle$. Каждый график представляет ридберговскую вероятность как функцию времени в микросекундах. Верхний график представляет собой результат измерения на установке, используемой в данной области техники. На нижнем графике показаны типичные результаты для описанной выше установки с установленным временем когерентности $27(4)$ мкс. Каждую точку данных рассчитывают из 50-100 повторных измерений, усредненных по двум одинаково связанным атомам, расположенным на расстоянии 23 мкм, так что взаимодействие между ними отсутствует. Границы погрешностей соответствуют доверительным интервалам 68%. Сплошные линии соответствуют экспериментальным данным, а пунктирные линии указывают на ожидаемое отличие от числовой модели. Как показано на фиг. 7D, имеется отличное согласование между этими новыми измерениями и простой числовой моделью для одноатомной системы, обозначенной пунктирными линиями на фиг. 7D. Используемая числовая модель, не имеющая свободных параметров, учитывает только эффекты случайных доплеровских сдвигов при конечной атомной температуре, нерезонансное рассеяние из промежуточного состояния $|e\rangle$ и конечное время жизни ридберговского состояния $|r\rangle$. Результаты числовой модели дополнительно масштабируют для учета точности определения.

[0131] Согласно другому опытному варианту реализации изобретения можно определить параметры когерентности отдельных атомов и управления единичным кубитом.

Вначале измеряют время жизни ридберговского состояния, как показано на фиг. 8А с тем, чтобы продемонстрировать и определить временные рамки, в течение которых может быть выполнен квантовый контроль. Как показано на фиг. 8А, время жизни $|r\rangle$ может характеризоваться возбуждением от $|g\rangle$ до $|r\rangle$ с помощью π -импульса, а затем снятием возбуждения после переменной задержки. Вероятность завершения в $|g\rangle$ (обозначается P_g) уменьшается с выделенным временем жизни $T_1 = 51(6)$ мкс. Измеренные значения $T_1 = T_{r \rightarrow g} = 51(6)$ мкс соответствуют времени жизни ридберговского состояния 146 мкс в сочетании с временной шкалой 80 мкс для нерезонансного рассеяния лазерного пучка с длиной волны 1013 нм от $|e\rangle$. Эксперимент Рамсея демонстрирует гауссово затухание 810, которое хорошо объясняется тепловыми доплеровскими сдвигами (см. Фиг. 8В). Как показано на фиг. 8В, результаты эксперимента Рамсея, представленные в виде линии 810, демонстрируют гауссово затухание с $1/e$ временем жизни $T_2^* = 4,5(1)$ мкс ограниченным тепловыми доплеровскими сдвигами. Вставка дополнительного π -импульса 830 между $\pi/2$ -импульсами 832, 834 убирает эффект доплеровских сдвигов и приводит к существенно более длительному времени жизни когерентности, равному $T_2 = 32(6)$ мкс (рассчитанному для экспоненциального затухания до 0,5). При 10 мК случайная атомная скорость в каждой точке эксперимента проявляется как случайная отстройка δ^D от гауссовского распределения ширины $2\pi \times 43,5$ кГц, что приводит к дефазировке с $|\psi\rangle \rightarrow \frac{1}{\sqrt{2}}(|g\rangle + e^{i\delta^D t}|r\rangle)$. Тем не менее, поскольку случайный доплеровский сдвиг является постоянным в течение длительности каждой последовательности импульсов, его влияние можно устранить с помощью спин-эхо последовательности (см. график 820 на фиг. 8В). Измерения спинового эха показывают некоторые небольшие отклонения от числового моделирования (пунктирные линии), что указывает на наличие дополнительного дефазировочного канала. Принимая экспоненциальное затухание, рассчитаны значения $T_2 = 32(6)$ мкс и время чистой дефазировки $T_\phi = (1/T_2 - 1/(2T_{r \rightarrow g}))^{-1} = 47(13)$ мкс. Эта дефазировка может быть результатом остаточного лазерного фазового шума. Помимо выполнения резонансной манипуляции атомами между их состояниями $|g\rangle$ и $|r\rangle$ также необходимо иметь возможность манипулировать фазой между этими состояниями, что можно назвать фазовым вентилем. На фиг. 8С показан такой одноатомный фазовый вентиль, выполненный посредством применения независимого лазера 840 с длиной волны 809 нм. Согласно некоторым вариантам реализации изобретения могут быть использованы другие длины волн, находящиеся вдали от атомных переходов, отличных от переходов в ридберговское состояние, но достаточно близко для того, чтобы вызывать сдвиг светового излучения в основном состоянии. Это вызывает сдвиг светового излучения $\delta = 2\pi \times 5$ МГц в основном

состоянии в течение времени t , что приводит к накоплению динамической фазы $\phi = \delta t$. Вентиль может быть встроен в спин-эхо последовательность для отмены доплеровских сдвигов. Для каждого показанного здесь измерения лазер 1013 нм остается включенным для всей последовательности импульсов, в то время как лазер 420 нм излучает в соответствии с последовательностью, приведенной над каждым графиком. Каждую точку данных рассчитывают на основе 200 – 500 повторных измерений на отдельных атомах с границами погрешностей, соответствующих доверительным интервалам 68%. На фиг. 8В и 8С сплошные линии соответствуют экспериментальным данным. Пунктирные линии указывают на ожидаемое отличие от числовой модели, включающей конечную точность определения. Такие длительные времена когерентности и управляющие вентили на единичном кубите пригодны для квантовых вычислений.

[0132] Согласно некоторым вариантам реализации изобретения одноатомный фазовый вентиль может быть реализован путем применения независимого сфокусированного лазера, сдвигающего энергию основного состояния $|g\rangle$ на 5 МГц. За счет управления длительностью приложенного лазерного импульса, управляемая динамическая фаза может быть передана на $|g\rangle$ относительно $|r\rangle$. Разность для полученного в результате фазового вентиля (встроенного в спин-эхо последовательность) близка к пределу, накладываемому точностью определения и точностью спинового эха.

[0133] Согласно некоторым вариантам реализации изобретения может выполняться управление двумя атомами. Следует понимать, что такие способы и системы могут быть применены к более чем двум атомам. С этой целью два атома могут быть расположены на расстоянии 5,7 мкм, при котором ридберговско-ридберговское взаимодействие составляет $U/\hbar = 2\pi \times 30$ МГц $\gg \Omega = 2\pi \times 2$ МГц. В этом режиме, который можно назвать режимом ридберговской блокады, лазерное поле полностью связывает оба атома из $|gg\rangle$ в симметричное состояние $|W\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|gr\rangle + |rg\rangle)$ при увеличенной частоте Раби $\sqrt{2}\Omega$ (см. фиг. 9А). На фиг. 9А показана структура уровней для двух соседних атомов, имеющая дважды возбужденное состояние $|rr\rangle$, которое сдвигается за счет энергии взаимодействия $U \gg \hbar\Omega$. В этом режиме ридберговской блокады лазерное поле связывает только $|gg\rangle$ с $|W\rangle$. Симметричные и антисимметричные состояния $|W\rangle, |D\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|gr\rangle \pm |rg\rangle)$ могут быть связаны локальным фазовым вентилем на одном атоме (обозначено стрелкой 910).

[0134] Для состояний $|gg\rangle, |gr\rangle, |rg\rangle$, и $|rr\rangle$ могут быть измерены вероятности (обозначены как P_{gg}, P_{gr}, P_{rg} и P_{rr} , г соответственно) и показано, что ни одна популяция не

входит в состояние с двойным возбуждением, см. фиг. 9В сверху ($P_{\text{гг}} < 0,02$, соответствует только ошибке определения). Вместо этого имеются колебания между множеством нулевых возбуждений, внизу на фиг. 9В, и множеством одного возбуждения, в центре на фиг. 9В, с установленной частотой $2\pi \times 2,83 \text{ МГц} \approx \sqrt{2}\Omega$ (см. фиг. 9В). После введения обоих атомов в резонанс в течение переменного времени может быть измерена вероятность результирующего атомного состояния. Популяция осциллирует от $|gg\rangle$ до $|W\rangle$ на повышенной частоте Раби $\sqrt{2}\Omega$. Это демонстрирует высокую точность управления двумя кубитами.

[0135] Данные коллективные осцилляции Раби можно использовать для непосредственной подготовки максимально запутанного двухкубитного состояния Белла $|W\rangle$, подавая π -импульс на увеличенной частоте Раби (обозначена как X_{π}^W). Для определения точности такого экспериментально подготовленного запутанного состояния, заданного как $F = \langle W|\rho|W\rangle$, его можно выразить через диагональные и недиагональные матричные элементы оператора плотности ρ :

$$F = \frac{1}{2}(\rho_{gr,gr} + \rho_{rg,rg}) + \frac{1}{2}(\rho_{gr,rg} + \rho_{rg,gr}) \quad (3)$$

где $\rho_{\alpha\beta,\gamma\delta} = \langle \alpha\beta|\rho|\gamma\delta\rangle$ для $\alpha, \beta, \gamma, \delta \in \{g, r\}$. Диагональные элементы могут быть непосредственно измерены путем применения π -импульса и последующего измерения популяции. Результаты хорошо согласуются с результатами идеального $|W\rangle$ состояния после учета ошибок определения состояния, при этом $\rho_{gr,gr} + \rho_{rg,rg} = 0,94(1)$, относительно максимально возможного значения $0,95(1)$.

[0136] Для измерения недиагональных элементов матрицы плотности может быть использован одноатомный фазовый вентиль $Z_{\phi}^{(1)}$ 920, как показано на фиг. 9С, подающий переменную фазу на одиночный атом. Например, локальный пучок добавляет незначительный сдвиг δ к $|gr\rangle$, но не к $|rg\rangle$, так что $|W\rangle \rightarrow \frac{1}{\sqrt{2}}(e^{i\delta t}|gr\rangle + |rg\rangle)$. Эта фаза накопления вращает $|W\rangle$ в ортогональное темное состояние $|D\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|gr\rangle - |rg\rangle)$ в соответствии с:

$$|W\rangle \rightarrow \cos(\delta t/2)|W\rangle + i\sin(\delta t/2)|D\rangle \quad (4)$$

Поскольку $|D\rangle$ не связан лазерным полем, последующий π -импульс отображает только популяцию $|W\rangle$ обратно до $|gg\rangle$. Следовательно, вероятность того, что система завершится в $|gg\rangle$ зависит от времени накопления фазы как $P_{gg}(t) = A \cos^2(\delta t/2)$. В данном случае,

амплитуда осцилляции A позволяет точно измерять недиагональные матричные элементы ($\rho_{gr,rg} = \rho_{rg,gr}$). С целью снижения чувствительности к случайным доплеровским смещениям, вся эта последовательность может быть встроена в спин-эхо протокол (см. фиг. 9С). На фиг. 9С показано измерение точности запутывания двух атомов после резонансного π -импульса в режиме блокады. Локальный фазовый вентиль $Z_{\phi}^{(1)}$ вращает $|W\rangle$ в $|D\rangle$, что обнаруживается последующим π -импульсом. Рассчитанный контраст $0,88(2)$ позволяет измерять недиагональные матричные элементы плотности. Фазовый вентиль реализован нерезонансным лазером, сфокусированным на единичном атоме, с переходным затуханием $< 2\%$. Измерение встроено в спин-эхо последовательность для нейтрализации дефазирования от тепловых доплеровских сдвигов. Как описано выше, фазовый вентиль является практически применимым однокубитовым вентилем для квантовых вычислений. В данном случае он может быть использован для определения параметров запутанности между двумя атомами. Последовательность эхо-сигналов, используемая в данном случае, способствует устранению шума от доплеровских сдвигов, что тем самым повышает когерентность системы.

[0137] Полученный в результате контраст составлял $A = 0,88(2) = 2\rho_{gr,rg} = 2\rho_{rg,gr}$. Объединяя эти значения с диагональными матричными элементами, была измерена точность запутывания $F = 0,91(2)$. Максимальная точность измерений для заданной величины экспериментальной ошибки определения состояния составит $0,94(2)$, поэтому после учета ошибки определения было обнаружено, что запутанное двухкубитное состояние Белла было создано с точностью $F = 0,97(3)$. Эта точность включает ошибки, вносимые во время прохождения импульсов, следующих за начальным π -импульсом, а следовательно, образует нижнюю границу истинной точности.

[0138] Запутывание является эффективным ресурсом в квантовых вычислениях. Однако запутанные состояния могут быть очень неустойчивыми и подверженными быстрой дефазировке. Способ, рассматриваемый в данном документе, может использоваться для защиты запутанных состояний от определенных источников шума. Согласно некоторым вариантам реализации изобретения время жизни запутанного состояния посредством возбуждения $|W\rangle$ может быть исследовано с помощью подачи π -импульса с последующим снятием возбуждения после переменной задержки (см. фиг. 10). На фиг. 10 показано продление времени жизни в запутанном состоянии посредством динамической развязки. Время жизни $|W\rangle$ можно измерить, возбуждая $|gg\rangle$ до $|W\rangle$ и затем снимая возбуждение через переменное время, как показано на графике 810. Время жизни ограничивается

дефазировкой в результате случайных доплеровских сдвигов. Вставка дополнительного 2π -импульса 1030 в режиме блокады меняет местами популяции $|gr\rangle$ и $|rg\rangle$ для перефокусировки произвольного накопления фазы, увеличивающей время жизни до ~ 36 мкс, как показано на графике 1020 (соответствует экспоненциальному затуханию, показанному на рисунке сплошной линией). Начальное смещение в каждой кривой 1010, 1020 задается точностью определения основного состояния, связанной с заданным временем захвата. Все точки данных рассчитывают из 30-100 повторных измерений, усредненных по девяти независимым аналогичным образом связанным атомным парам, с границами погрешностей, соответствующим доверительным интервалам 68%. Пунктирные линии рядом с графиками и расчетные линии представляют собой прогнозы, полученные из числовой модели, включающей ошибку определения. Затухание хорошо согласуется с числовыми прогнозами, связанными со случайными доплеровскими сдвигами. В частности, два компонента $|gr\rangle$ и $|rg\rangle$ из $|W\rangle$ состояния дефазировывают как $|W\rangle \rightarrow \frac{1}{\sqrt{2}}(e^{i\delta_2^D t}|gr\rangle + e^{i\delta_1^D t}|rg\rangle)$, где δ_i^D представляет собой двухфотонный доплеровский сдвиг на атоме i .

[0139] Согласно некоторым вариантам реализации изобретения время жизни двухатомного запутанного состояния может быть увеличено с помощью эхо-последовательности, воздействующей на множественные кубиты. Это позволяет получать более длительные периоды управления. После того, как состояние $|W\rangle$ эволюционирует в течение времени T , к двухатомной системе может быть применен 2π -импульс. В режиме ридберговской блокады такой импульс меняет местами популяции $|gr\rangle$ и $|rg\rangle$. После повторной эволюции в течение времени T суммарные накопленные доплеровские сдвиги аналогичны для каждой части двухатомной волновой функции, а, следовательно, не влияют на точность определения конечного состояния $|W\rangle$. На фиг. 10 показано, что его время жизни увеличивается далеко за пределы, ограниченные доплеровским затуханием до $T_2^W = 36(2)$ мкс. Аналогично одноатомному случаю получена временная шкала чистой дефазировки $T_\phi^W = (1/T_2^W - 1/T_{r \rightarrow g})^{-1} > 100$ мкс.

[0140] Время дефазировки $T_\phi^W > 100$ мкс двухкубитного состояния Белла для двух атомов значительно длиннее, чем время дефазировки для одного атома $T_\phi = 47(13)$ мкс. Это можно понять, учитывая, что состояния $|gr\rangle$ и $|rg\rangle$ образуют свободное от декогеренции подпространство, которое нечувствительно к глобальным возмущениям, в том числе фазе лазера и флуктуациям интенсивности, которые аналогичны для обоих атомов. В отличие от этого одиночный атом в суперпозиции $|\psi\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|g\rangle + |r\rangle)$ чувствителен как к фазе лазера,

так и к интенсивности лазера. Такие подпространства без декогерентности могут использоваться для защиты квантовой информации от определенных источников шума. Данные измерения предоставляют дополнительные свидетельства того, что даже значительно ослабленный в проводимых экспериментах лазерный шум все еще не полностью устранен. Более добротный резонатор REF 720 может быть использован для фильтрации более высокого лазерного шума и достижения еще более длительного времени когерентности. Кроме того, данные способы проведения когерентных манипуляций между основным и ридберговскими состояниями, тем не менее, значительно лучше, чем те, о которых сообщалось ранее.

[0141] Данные проведенных измерений показывают, что кубиты на ридберговских атомах представляют собой базу для высокоточной квантовой симуляции и вычислений. Методики, продемонстрированные в данном раскрытии, предлагают способы управления массивами нейтральных атомов. Точность, продемонстрированная в этих методиках, может далее повышаться за счет увеличения интенсивности лазера и работы при больших отстройках от промежуточного состояния, тем самым частично уменьшая отрицательное воздействие нерезонансного рассеяния, либо за счет использования прямого однофотонного перехода. Кроме того, охлаждение атомов в оптических ловушках может значительно уменьшать величину доплеровских сдвигов, в то время как малошумящие лазерные источники, такие как титан-сапфировые лазеры или диодные лазеры, с фильтрацией излучения с помощью резонаторов более высокой добротности, могут помочь в устранении ошибок, вызванных фазовым шумом. Передовые методы управления, например метод формирования лазерного импульса, также могут быть использованы для достижения более высоких уровней точности. Наконец, точность определения состояния, основной источник недостатков в настоящей работе, может быть улучшена путем ионизации полем ридберговских атомов либо путем идентификации ридберговских состояний для отделения уровней с основным состоянием.

Раздел 5.A: Примеры – квантовая динамика фазового перехода

[0142] Система и способы, описанные в данном документе, позволяют находить решения для задачи Изинга, как рассматривается ниже. Применяемые в данном описании методы также могут быть перенесены на другие модели, например для решения задачи поиска максимального независимого множества, описанной ниже.

[0143] Когда атомы могут быть расположены в больших массивах, в том числе 1D массиве из 51 атома или более, могут наблюдаться фазовые переходы атомов между

ридберговским и основным состоянием. Эти переходы подробно рассматриваются ниже. На фиг. 5A-5D показаны особенности перехода в Z_2 -фазу в массиве из 51 атома согласно варианту реализации изобретения. Могут появляться длинные упорядоченные цепочки, в которых атомные состояния чередуются между ридберговским и основным состоянием. Как показано на фиг. 5A, эти упорядоченные домены могут быть разделены доменными стенками, которые состоят из двух соседних атомов в аналогичном электронном состоянии.

[0144] На фиг. 5A показаны однократные флуоресцентные изображения 51-атомного массива перед подачей адиабатического импульса (верхняя строка 501, то есть этап 116 эволюции, как рассматривалось применительно к фиг. 1D) и после прохождения импульса (три нижние строки 502, 503, 504 соответствуют трем отдельным случаям, т. е. этапу измерения 118 на фиг. 1D), согласно типовому варианту реализации изобретения. Маленькими кружками 505 выделены отсутствующие атомы, которые могут быть отнесены к ридберговским возбуждениям. Доменные стенки являются дефектами в идеально упорядоченном ридберговском кристалле. Доменные стенки позволяют определять, насколько хорошо система достигает основного состояния в конце адиабатического цикла. Наблюдение за данными доменными стенками также имеет практическое значение. Например, система может быть лучше охарактеризована тем, как скорость развертки влияет на количество доменных стенок или наличием корреляции между доменными стенками. Доменные стенки 506 (обведенные кругом точки) представляют собой либо два соседних атома в аналогичном состоянии, либо атом в основном состоянии на краю массива, отмеченный эллипсом. Можно наблюдать длинные Z_2 упорядоченные цепи между доменными стенками.

[0145] На фиг. 5B показана плотность доменных стенок как функция отстройки во время частотной развертки в соответствии с представленным в качестве примера вариантом осуществления. Точки на кривой 560 являются средними значениями плотности доменных стенок как функции расстройки во время развертки. Границы погрешностей представляют собой стандартную ошибку среднего и имеют размеры меньше размера маркера. Точки на кривой 570 представляют собой соответствующие отклонения, где заштрихованная область представляет оценку погрешности методом складного ножа. О начале фазового перехода свидетельствует уменьшение плотности доменных стенок и пика дисперсии. Каждую точку получают из 1000 реализаций. Сплошная кривая 560 представляет собой полностью когерентное моделирование MPS (matrix product state, конечное состояние матрицы) без свободных параметров (размер связи $D = 256$) с учетом точности измерений.

[0146] Плотность доменных стенок может использоваться для количественного определения перехода из неупорядоченной фазы в упорядоченную Z_2 -фазу в зависимости от расстройки Δ и служит параметром порядка. Когда система переходит в Z_2 -фазу, упорядоченные домены увеличиваются в размерах, что приводит к существенному снижению плотности доменных стенок (точки на кривой 560 на фиг. 5B). В соответствии с ожиданиями второго порядка квантового фазового перехода второго порядка по модели Изинга могут наблюдаться домены флуктуирующих длин, близких к точке перехода между двумя фазами, что отображается выраженным пиком дисперсии плотности доменных стенок. Этот пик смещен в сторону положительных значений $\Delta \approx 0,5\Omega$, что согласуется с прогнозами, полученными из анализа масштабирования конечных размеров. Наблюдаемая плотность доменных стенок прекрасно согласуется с полностью когерентной симуляцией квантовой динамики на основе результирующих состояний 51-атомного массива (строка 560); однако, в таких симуляциях остается недооцененной дисперсия при фазовом переходе.

[0147] В конце области развертки, в глубине фазы Z_2 для случая $(\Delta/\Omega \gg 1)$ величиной Ω можно пренебречь, так что гамильтониан (1) становится по сути классическим. В этом режиме измеренное распределение числа доменных стенок позволяет непосредственно выводить статистику возбуждений, создаваемых при выполнении фазового перехода. На фиг. 5C показана гистограмма нормированного числа доменных стенок, появившихся в результате 18439 отдельных экспериментальных реализаций 51-атомного массива. Распределение изображено в среднем с $9,01(2)$ доменными стенками. На это распределение влияет точность определения состояния $|g\rangle$ и состояния $|r\rangle$, что приводит к увеличению числа доменных стенок. Иными словами, система с идеальной точностью определения будет выполнять распределение доменных стенок, отличное от того, которое используется в случае несовершенной точности определения, приводящей к учету дополнительных доменных стенок. В результате для определения реального количества доменных стенок, можно смоделировать влияние точности определения на распределение доменных стенок для определения количества тех доменных стенок, которые были созданы без учета влияния более низкой точности определения. Это позволяет получить оценку максимального правдоподобия для распределения, скорректированного с учетом точности определения, которое соответствует состоянию, содержащему в среднем 5,4 доменных стенок. Такие оставшиеся доменные стенки (не связанные с более низкой точностью определения), скорее всего, создаются из-за неадиабатических переходов из основного состояния при выполнении фазового перехода, когда энергетическая щель становится минимальной.

Кроме того, точность приготовления также ограничена спонтанным излучением во время прохождения лазерного импульса (среднее число 1,1 фотонов рассеивается в мкс в расчете на весь массив).

[0148] На фиг. 5C показано распределение числа доменных стенок для $\Delta = 14$ МГц, полученное из 18439 экспериментальных реализаций (верхний график), согласно типовому варианту реализации изобретения. Границы погрешности относятся к доверительному интервалу 68%. Вследствие граничных условий может появиться только четное число доменных стенок. Столбцы справа от каждой связанной пары на нижнем графике показывают распределение, полученное путем корректировки с учетом конечной точности определения с использованием метода максимального правдоподобия, что приводит к среднему числу 5,4 доменных стенок. Столбцы слева от каждой связанной пары представляют распределение теплового состояния с аналогичной средней плотностью доменных стенок. На фиг. 5D показаны результаты измерения корреляционной функции в фазе Z_2 .

[0149] Для дальнейшего определения параметров созданного упорядоченного состояния Z_2 может быть выполнена оценка корреляционной функции

$$g_{ij}^{(2)} = \langle n_i n_j \rangle - \langle n_i \rangle \langle n_j \rangle \quad (2)$$

где среднее $\langle . . . \rangle$ взято из повторных экспериментов. Было показано, что корреляции затухают экспоненциально на расстоянии с длиной затухания $\xi = 3,03(6)$ положений (см. фиг. 5d и SI).

[0150] На фиг. 6 графически показано, что подход, описанный в настоящем раскрытии, также позволяет изучать когерентную динамику систем многих тел, далеких от равновесия. На фиг. 6A показана схематическая последовательность (вверху, для $\Delta(t)$), включающую адиабатическое приготовление с последующим внезапным охлаждением до одноатомного резонанса. Тепловая карта демонстрирует траектории единичного атома для 9-атомного кластера. Исходный (левая вставка) кристалл с ридберговским возбуждением наблюдается в каждом нечетном положении ловушки разрушается после квантовой закалки, а кристалл с возбуждением в каждой четной позиции формируется (средняя вставка). Затем происходит восстановление первоначального кристалла (правая вставка). Границы погрешности относятся к доверительному интервалу 68%. На фиг. 6B показана плотность доменных стенок после закалки. Динамика затухает медленно на временной шкале 0,88 мкс.

Затененная область представляет стандартную ошибку среднего. Сплошная линия на верхней части представляет собой полностью когерентное моделирование MPS с размером связи $D = 256$ с учетом точности измерений. На фиг. 6C показана миниатюрная модель не взаимодействующих димеров. На фиг. 6D показаны числовые расчеты динамики после закалки, начиная с идеального 25-атомного кристалла, полученного из точной диагонализации. Плотность доменных стенок как функция времени 610 и рост энтропии запутанности полуцепи (13 атомов) 620. Пунктирные линии учитывают только ограничение блокады ближайшего соседа. Сплошные линии соответствуют полному потенциалу взаимодействия $1/r^6$.

[0151] Как показано на фиг. 6A, демонстрирующей динамику квантовой закалки ридберговских кристаллов, первоначально приготовленных в глубине Z_2 упорядоченной фазы, отстройка $\Delta(t)$ внезапно изменяется на одноатомный резонанс $\Delta = 0$. После такой закалки между исходным кристаллом и дополнительным кристаллом, в котором каждое внутреннее атомное состояние инвертировано, возникают колебания состояний многих тел. Эти колебания удивительно устойчивы и сохраняются в течение нескольких периодов с частотой, которая по сути не зависит от размера системы для больших массивов. Это подтверждается измерением динамики плотности доменных стенок, являющейся сигналом о появлении и исчезновении кристаллических состояний, показанных на фиг. 6B для массивов из 9 (сплошные точки) и 51 атома (полые точки). Исходный кристалл многократно восстанавливается с периодом, который в 1,4 раза медленнее по сравнению с периодом осцилляций Раби для независимых невзаимодействующих атомов.

[0152] Согласно варианту реализации изобретения из методик, описанных в данном раскрытии, следует несколько важных выводов. Во-первых, упорядоченное состояние Z_2 не может быть охарактеризовано простым тепловым ансамблем. Более конкретно, при оценке эффективной температуры на основе измеренной плотности доменных стенок, соответствующий тепловой ансамбль прогнозирует корреляционную длину $\xi_{th} = 4,48(3)$, что значительно больше, чем измеренное значение $\xi = 3,03(6)$. Такое несоответствие также отражается в различных распределениях вероятности для количества доменных стенок (см. фиг. 5C). Эти наблюдения предполагают, что система не нагревается в течение времени приготовления состояния Z_2 .

[0153] Во-вторых, когерентные и постоянные колебания кристаллического порядка после квантовой закалки. По отношению к гамильтониану после закалки ($\Delta = 0$) плотность энергии упорядоченного состояния Z_2 соответствует плотности энергии бесконечного

температурного ансамбля внутри множества, ограниченного ридберговской блокадой. Кроме того, гамильтониан не содержит явных сохраняющихся величин за исключением полной энергии. Тем не менее, колебания сохраняются далеко за пределами естественного временного масштаба локальной релаксации $\sim 1/\Omega$, а также наиболее быстрого масштаба времени $1/V_{i,i+1}$.

[0154] Для понимания этих результатов рассмотрим упрощенную модель, в которой пренебрегают влиянием взаимодействий дальнего порядка, а взаимодействия ближайших соседей заменяют жесткими ограничениями на соседние возбуждения ридберговских состояний. В этих пределах качественное поведение динамики закалки можно понять в терминах димеризованных спинов (как показано на фиг. 6C); из-за ограничения каждый димер образует эффективную систему со спином 1 с тремя состояниями $|r,g\rangle$, $|gg\rangle$ и $|gr\rangle$, в которых резонансный привод «вращает» три состояния за период $2(2\pi/\Omega)$, близкий к наблюдаемому экспериментально. Хотя эта качественная картина не учитывает сильных взаимодействий (ограничений) между соседними димерами, его можно расширить, рассматривая минимальный вариационный анзац для волновой функции многих тел, основанный на конечном состоянии матрицы (MPS), которое соответствует всем ограничениям ридберговской блокады. Используя зависящий от времени вариационный принцип, могут быть получены аналитические уравнения движения и может быть получено колебания кристаллического упорядочения с частотой $\Omega/1,51$, что находится в пределах 10% от экспериментально полученных значений. Эти соображения могут быть подтверждены различными числовыми моделями. Например, моделирование MPS с большим размером связи прогнозирует, что упрощенная модель сохраняет колебания кристалла в течение длительного времени, в то время как энтропия запутывания растет со скоростью намного меньшей, чем Ω , что указывает на сохранение колебания в течение многих циклов (фиг. 6D). Однако добавление взаимодействий дальнего порядка приводит к более быстрому затуханию колебаний в масштабе времени, определяемом $1/V_{i,i+2}$, что согласуется с экспериментальными данными, в то время как энтропия запутывания также растет в данном масштабе времени.

[0155] В результате затухание колебаний кристалла ограничено эффектом слабых ближайших-ближних-соседских взаимодействий. Такая медленная термализация довольно неожиданна, так как наш гамильтониан, с учетом или коррекций дальнего порядка или без них, далек от любых известных интегрируемых систем и не демонстрирует ни сильного беспорядка, ни явно сохраняющихся величин. Вместо этого результаты могут быть связаны с ограниченной динамикой за счет ридберговской блокады, что приводит к большому

разделению временных масштабов $V_{i,i+1} \gg \Omega V_{i,i+2}$. Это дает начало так называемым моделям с ограниченным димером, размерность гильбертова пространства которых определяется золотым сечением $(1 + 5)^N / 2^N$ и нетривиальной динамикой.

[0156] Согласно варианту реализации изобретения начальное расстояние между атомами, захваченными в массиве, может использоваться для кодирования задачи, например задачи квантовой механики. После адиабатической эволюции системы можно наблюдать за состоянием атомов для нахождения решения задачи. Состояние атомов после эволюции может указывать на решение задачи.

Раздел 5.В: Примеры – решение оптимизационных задач по нахождению максимально независимых множеств с использованием квантовых компьютеров

[0157] Способы и системы, описанные выше, для расположения и управления индивидуально захваченными нейтральными атомами и их ридберговскими взаимодействиями могут быть использованы для решения различных типов задач. Например, как описано ниже, согласно некоторым вариантам реализации изобретения системы и способы, описанные выше, могут использоваться для решения оптимизационных задач по нахождению максимально независимых множеств (MIS, maximum independent set) на основе квантового адиабатического принципа. Задачи по оптимизации MIS сложно решить исключительно с помощью числовых методов, но их легче решить с помощью методов квантовых вычислений. Поэтому вышеописанные системы и способы для квантовых вычислений вполне пригодны для поиска решений задач по оптимизации MIS, описанных ниже.

[0158] Адиабатические квантовые вычисления представляют собой новый общий подход к решению задач комбинаторной оптимизации. Она заключается в построении набора кубитов и разработке зависящего от времени гамильтониана $H(t)$ с начальной точкой $H(0)$, имеющей основное состояние, которое может быть легко приготовлено, и конечной точкой $H(T)$, имеющей форму, которая позволяет кодировать решение задачи оптимизации с помощью собственных состояний. Термин «адиабатический» происходит из того факта, что когда $H(t)$ изменяется достаточно медленно, то система преимущественно остается в основном состоянии текущего гамильтониана $H(t)$ для всех моментов времени t , так что в последний момент времени $t = T$ система находится в основном состоянии $H(T)$, из которого можно найти решение задачи по оптимизации. Согласно некоторым вариантам реализации изобретения, если гамильтониан не изменяется достаточно медленно для выполнения полной адиабатической эволюции, динамика, индуцированная зависящим от времени

гамильтонианом, может вводить в систему конечную энергию. Если целевая функция задачи по оптимизации правильно закодирована в конечном гамильтониане, а эволюция достаточно медленная для сохранения низкой инжектированной энергии, измерение конечного состояния системы дает хорошее приближенное решение для оптимизационной задачи. Принцип работы данной квантовой адиабатической оптимизации (или аппроксимации) принципиально отличается от известных классических алгоритмов нахождения (или приближения) для поиска решения оптимизационных задач, что в результате может приводить к квантовому ускорению (*т. е.* выполнению вычислений быстрее с использованием квантовых компьютеров).

[0159] Задача нахождения максимального независимого множества (как подробно рассматривается ниже) является классической задачей комбинаторной оптимизации в теории графов. Задача состоит в выборе подмножества вершин графа таким образом, чтобы ни одна из них не являлась соседней. В некоторых вариантах реализации изобретения задача состоит в нахождении подмножества, имеющего наибольшее количество вершин. Это хорошо изученная проблема в теории сложности, и известно, что ее трудно аппроксимировать. Сформулированная в виде задачи разрешимости задача является NP-завершенной (*т. е.* одновременно относящейся как к временным задачам NP (nondeterministic polynomial, недетерминированным полиномиальным), так и к NP-сложным задачам (задачам, которые по меньшей мере такие же сложные, как и задачи NP)).

[0160] Согласно некоторым вариантам реализации изобретения существуют различные варианты задачи с максимальным независимым множеством. Варианты реализации изобретения, рассматриваемые в данном документе, фокусируются на задачах, в которых класс графов может быть ограничен круговыми графами, для которых требуется оптимизация задачи с максимальным независимым множеством. Графы единичных кругов являются частным случаем геометрически пересекающихся графов (*т. е.* графов, представляющих шаблон пересечений в семействе множеств), в которых только вершины, расположенные на определенном расстоянии, считаются соседними. Задачи оптимизации на таких пересекающихся графах играют важную роль в различных приложениях, в том числе задачах, возникающих при проектировании сетей вещания, маркировке карт и определении оптимального местоположения для объектов. Задача о максимальном независимом множестве на графах единичных кругов является NP-завершенной. В то время как существуют алгоритмы полиномиальной временной аппроксимации, быстрые с хорошей аппроксимацией пока не разработаны.

[0161] Как рассматривается подробнее ниже, для реализации может использоваться установка, содержащая индивидуально захваченные атомы, которые могут быть использованы для реализации квантовых алгоритмов решения задачи о максимальном независимом множестве на графах единичных кругов.

[0162] Как было рассмотрено в данном документе, задача нахождения максимального независимого множества может включать в себя неориентированный граф $G = (V, E)$ с набором вершин V и ребер E . *Независимое множество* представляет собой подмножество вершин $S \subseteq V$, такое, что никакие две вершины в S не связаны ребром. Примеры независимых множеств представлены на фиг. 11А-11В. На фиг. 11А представлены два примера графов с различными независимыми множествами, изображенными в виде комбинации полых и черных кружков. Максимальное независимое множество в каждом случае изображено справа. Иными словами, *максимальное независимое множество* является наибольшим независимым множеством, *т. е.* независимым множеством с наибольшим количеством вершин. Примечание: также существует понятие *максимального по включению независимого множества*, которое является независимым множеством, к которому нельзя добавить любую другую вершину, не сделав ее независимой. Максимальное независимое множество является наибольшим из максимальных по включению независимых множеств.

[0163] Обобщением задачи о максимальном независимом множестве является задача о *максимальном весовом независимом множестве*. Согласно некоторым вариантам реализации изобретения неориентированный взвешенный граф $G = (V, W, E)$ может рассматриваться с набором вершин V с соответствующими весами W и ребрами E . Независимое множество максимального веса представляет собой независимое множество с наибольшим весом. Задача о максимальном независимом множестве может быть сформулирована как задача разрешимости: «Имеется ли для графа G независимое множество размера k ?». Эта задача разрешимости является NP-завершенной. Ее также можно сформулировать как задачу по оптимизации: «По заданному графу G найти максимальный размер k независимых множеств». Даже приблизительная оптимизация является NP-сложной (аппроксимация k в пределах постоянного множителя). Нахождение максимального независимого множества эквивалентно нахождению минимального покрытия вершин: эти задачи являются двойственными. Данные принципы распространяются на задачи с максимальным весом независимых множеств.

[0164] Граф может называться графом *единичных кругов*, если только вершины, находящиеся в пределах единичного расстояния R в евклидовом пространстве, соединены ребром. На фиг. 12 показан пример графа единичных кругов. Как показано на фиг. 2, каждая пара вершин 1210, которая ближе, чем расстояние R , соединена ребром 1220. Это эквивалентно черчению кругов 1230 радиуса $R/2$ вокруг каждой вершины и их соединению в случае перекрытия двух кругов. Следует отметить, что нахождение максимального независимого множества графов единичных кругов все еще является NP-завершенным.

[0165] Согласно некоторым вариантам реализации изобретения массивы атомов могут быть расположены для решения задач, таких как задачи, представленные графами единичных кругов. Согласно некоторым вариантам реализации изобретения могут быть использованы ридберговские атомы, в которых ридберговская реализация R играет роль радиуса блокады, которая соответствует кругам 1230. Такие реализации подробно рассматриваются ниже.

[0166] Для заданного графа максимальное независимое множество может быть найдено из основного состояния классического гамильтониана. Для этого каждой вершине может быть приписана классическая переменная Изинга, $n_v \in \{0, 1\}$. Гамильтониан показан ниже

$$H = \sum_{v \in V} -\Delta n_v + \sum_{(u,w) \in E} U_{u,w} n_u n_w \quad (5)$$

с $U_{u,w} > \Delta > 0$. Конфигурация $\{n_v\}$ минимизирующая H кодирует максимальное независимое множество: все вершины, которые в основном состоянии имеют форму $n_v = 1$, образуют максимальное независимое множество. Следует отметить, что значение $U_{n,m}$ не представляется важным, если оно больше, чем Δ .

[0167] Кроме того следует отметить, что (для $U_{n,m} \gg \Delta$) низшие энергетические состояния кодируют разные независимые наборы, и дополнительно следует отметить, что соответствующая энергия непосредственно связана с размером независимого множества k как $E = -k\Delta$.

[0168] Для разработки квантового адиабатического алгоритма для MIS гамильтониан может быть повышен до уровня оператора, включая добавление члена, связывающего различные конфигурации изинговского спина. Например, гамильтониан может быть записан в виде

$$\hat{H}(t) = \sum_{v \in V} (-\Delta(t)\hat{n}_v + \Omega(t)\hat{\sigma}_v^x) + \sum_{(u,w) \in E} U_{u,w}\hat{n}_u\hat{n}_w \quad (6)$$

Вместо классических спинов Изинга теперь существуют кубиты с состояниями $|0\rangle$ и $|1\rangle$ такими, что $\hat{n}|x\rangle = x|x\rangle$, ($x \in \{0,1\}$), и $\sigma^x = |0\rangle\langle 1| + |1\rangle\langle 0|$. В результате адиабатический алгоритм может быть получен за счет инициализация всех кубитов в момент времени $t = 0$ в $|0\rangle$, а затем эволюции системы под зависящим от времени гамильтонианом $H(t)$ для времени T с параметрами, выбранными так, чтобы $\Delta(0) < 0, \Delta(T) > 0, \Omega(0) = \Omega(T) = 0$ и $\Omega(0 < t < T) > 0$. В качестве конкретного примера рассмотрим случай $\tilde{\Delta} > 0, \Omega(t) = \tilde{\Omega}\sin^2(\pi t/T)$. Следует обратить внимание, что это представление сразу обобщается на задачу о множестве независимых весов, что делает параметр $\Delta(t)$ различным для каждой вершины.

[0169] Согласно некоторым вариантам реализации изобретения система и способ расположения и управления отдельными атомами, описанные более подробно выше, могут использоваться для кодирования и развития таких задач. Например, набор индивидуально расположенных оптических ловушек, как подробно описано выше, может использоваться для каждой ловушки одного атома с основным состоянием $|0\rangle$ и ридберговским состоянием $|1\rangle$. Атомы могут когерентно управляться с частотой Раби $\Omega(t)$, связывающей основное состояние с ридберговским состоянием. Частота поля возбуждения может изменяться в зависимости от времени, вызывая зависящую от времени отстройку $\Delta(t)$. Такое возбуждение может быть либо общим, либо в альтернативном варианте каждый атом может управляться индивидуально с помощью определенного поля в определенный момент времени. Если два атома u и v находятся в ридберговском состоянии, они взаимодействуют, сдвигая энергию этой конфигурации на величину $W_{u,v}$, которая зависит от геометрического расстояния $d_{u,v} = |\vec{x}_u - \vec{x}_v|$ между двумя положениями ловушки, например $W_{u,v} = C/d_{u,v}^6$. Гамильтониан, описывающий динамику этого массива для захваченных атомов, в результате принимает такой вид:

$$\hat{H}(t) = \sum_{v \in V} (-\Delta(t)\hat{n}_v + \Omega(t)\hat{\sigma}_v^x) + \sum_{u,w \in V} W_{u,w}\hat{n}_u\hat{n}_w. \quad (7)$$

Для двух атомов, захваченных в непосредственной близости, энергетически чрезвычайно невыгодно одновременно заполнять ридберговское состояние.

[0170] Поскольку граф единичных кругов имеет геометрическую интерпретацию, ловушки могут быть расположены в соответствии с расположением вершин в графе единичных кругов. Единицу длины выбирают так, чтобы радиус ридберговской блокады соответствовал единице расстояния на графе, то есть такой, что

$$W_{u,v} > \Delta(T), \text{ если } d_{u,v} < R \quad (8)$$

$$W_{u,v} < \Delta(T), \text{ если } d_{u,v} > R \quad (9)$$

Алгоритм квантовой оптимизации можно реализовать экспериментально, медленно изменяя параметры $\Omega(t)$ и $\Delta(t)$, и определяя в конце, какие атомы находятся в ридберговском состоянии. Если эволюция происходит достаточно медленно, это будет максимально независимый набор. Если эволюция не является абсолютно адиабатической, но инжектированная энергия мала, конечное состояние, как правило, будет представлять собой суперпозицию «независимых состояний набора», то есть конфигураций с атомами в ридберговском состоянии, если они не находятся в пределах радиуса блокады. Чем больше время T , тем выше коэффициент аппроксимации, который может быть достигнут в процессе.

[0171] Вышеописанный способ кодирования задачи MIS пренебрегает взаимодействиями, которые слабее, чем взаимодействие блокады. Если включены взаимодействия длинного хвоста, геометрическое расположение ловушек может быть выбрано так, чтобы все ловушки v определялись с помощью $0 < \Delta + \delta_v < W_{v,w} \forall w | (v, w) \in E$, где $\delta_v = \sum_{u | (u,v) \notin E} W_{v,u}$ представляет собой максимально возможный сдвиг энергии, который может возникнуть для атома в ридберговском состоянии в вершине v из-за взаимодействия за пределами радиуса блокады. В результате, пока δ_v мало (т. е. взаимодействиями между атомами за пределами радиуса блокады можно пренебречь) квантовый алгоритм дает (или приближает) решения задачи о максимальном независимом множестве

[0172] На фиг. 13А изображен пример графа единичных кругов и показано максимальное независимое множество. Как показано на фиг. 13 А, граф единичных кругов имеет 25 вершин (маленькие кружки 1310), и плотность вершин равна 2,7. Вершины 1320 в центре больших кругов 1330 состоят из максимального независимого множества (их больше одного). Большие круги 1330 обозначают радиус блокады. На фиг. 13В показано распределение вероятностей нахождения независимого множества размера k в случае, когда квантовый алгоритм работает в течение времени T . Чем больше время T , тем выше

вероятность обнаружения алгоритмом большого (или даже максимального) независимого множества. Распределение вероятностей по размеру независимого множества было найдено с помощью адиабатического алгоритма после эволюции по гамильтониану 2 в течение времени T . В данном случае единицы выбраны так, что $\tilde{\Delta} = 7,5$ и $\tilde{\Omega} = 1$. Уже в момент времени $T \sim 5$ вероятность найти глобальный оптимум является существенной.

[0173] Способы, описанные в настоящем раскрытии, также могут включать в себя ряд вариантов или областей применения. Например, когерентные свойства атомов могут быть улучшены путем увеличения отстройки промежуточного состояния для дальнейшего подавления спонтанного излучения и путем охлаждения боковой полосы комбинационного рассеяния атомов до основного состояния для устранения остаточных доплеровских сдвигов. Отдельные вращения кубита вокруг оси z могут быть реализованы с использованием световых сдвигов, связанных с пучком ловушки, в то время как второй AOD может использоваться для индивидуального управления когерентными вращениями вокруг других направлений. Дальнейшее улучшение когерентности и управляемости может быть достигнуто путем кодирования кубитов в сверхтонкие подуровни электронного основного состояния и с использованием селективного по состояниям ридберговского возбуждения. Реализация двумерного (2d) массива может быть реализована для создания тысяч ловушек. Такие 2d конфигурации могут быть реализованы непосредственно при использовании 2d-AOD или путем создания статичной 2d решетки ловушек и сортировки атомов с помощью независимого AOD.

[0174] Следует понимать, что раскрытый объект изобретения не ограничен в своем применении деталями конструкции и расположением компонентов, изложенными в последующем описании или проиллюстрированными на графических материалах. Раскрытый объект изобретения допускает другие варианты реализации изобретения и может быть применен на практике и осуществлен различными способами. Кроме того, следует понимать, что фразеология и терминология, используемая в данном документе, предназначены для целей описания и не должны рассматриваться как ограничивающие.

[0175] По этой причине специалистам в данной области техники понятно, что концепция, на которой основано это раскрытие, может быть легко использована в качестве основы для проектирования других конструкций, способов и систем для выполнения нескольких целей раскрытого объекта изобретения. Поэтому важно рассматривать пункты формулы изобретения как включающие такие эквивалентные конструкции, поскольку они не выходят за пределы сущности и объема раскрытого объекта изобретения.

[0176] Хотя раскрытый объект изобретения был описан и проиллюстрирован в вышеупомянутых типовых вариантах реализации изобретения, понятно, что данное раскрытие было создано только в качестве примера, и что многочисленные изменения в деталях реализации раскрытого объекта изобретения могут быть сделаны без отклонения от сущности и объема раскрытого объекта изобретения, который ограничен только формулой изобретения, которая приложена ниже.

[0177] Способы и системы, раскрытые в данном документе, в том числе конкретные AOD или лазерные системы, могут управляться, например, с использованием компьютерного программного продукта для применения в сетевых устройствах, компьютерной системе или компьютеризированном электронном устройстве. Такие реализации могут включать последовательность компьютерных команд или логических операторов, закрепленных либо на материальном носителе, таком как машиносчитываемый носитель (например, дискета, CD-ROM, ROM, флэш-память или другое запоминающее устройство или фиксированный диск), либо передаваемые на сетевое устройство, компьютерную систему или устройство через модем или другое интерфейсное устройство, такое как адаптер связи, подключенный к сети через среду.

[0178] Среда может представлять собой материальную среду (например, оптическую или аналоговую линии связи) или среду, реализованная с использованием беспроводных технологий (например, Wi-Fi, сотовую связь, микроволновую связь, инфракрасную связь или другие методы передачи). Последовательность компьютерных команд воплощает по меньшей мере часть функциональных возможностей, описанных в данном документе применительно к системе. Специалистам в данной области техники понятно, что такие компьютерные команды могут быть написаны на нескольких языках программирования для использования во многих компьютерных архитектурах или операционных системах.

[0179] Кроме того, такие команды могут храниться в любом материальном запоминающем устройстве, таком как полупроводниковые, магнитные, оптические или другие запоминающие устройства, и могут передаваться с использованием любой технологии связи, такой как оптическая, инфракрасная, микроволновая или другие технологии передачи.

[0180] Ожидается, что такой компьютерный программный продукт может распространяться в виде съемного носителя с сопровождающей печатной или электронной документацией (например, программное обеспечение в термоусадочной упаковке), предварительно загруженной с помощью компьютерной системы (например, в системном ПЗУ или на фиксированном диске), или распространяется с сервера или электронной доски объявлений по сети (например, через интернет или всемирную паутину). Конечно,

некоторые варианты реализации изобретения могут быть выполнены в виде сочетания как программного обеспечения (например, компьютерного программного продукта), так и аппаратного обеспечения. Еще одни варианты реализации изобретения выполнены как полностью аппаратные или полностью программные (например, компьютерный программный продукт).

[0181] В вышеприведенном описании определенные этапы или процессы могут выполняться на конкретных серверах или как часть конкретного механизма. Такие описания являются исключительно иллюстративными, поскольку конкретные этапы могут выполняться на различных аппаратных устройствах, в том числе на серверных системах и/или мобильных устройствах. В альтернативном или дополнительном варианте частично либо полностью описанные в данном документе этапы могут быть выполнены на виртуальной машине, работающей на физическом сервере. Аналогично, выбор места выполнения конкретных этапов может быть изменен, при этом следует понимать, что отсутствие выбора либо иной выбор не входят в объем изобретения. Кроме того, использование термина «модуль» и/или других терминов, используемых для описания обработки компьютерной системы, предназначено для взаимозаменяемости и для представления логических устройств или схемы, в которой могут быть реализованы функциональные возможности.

ФОРМУЛА ИЗОБРЕТЕНИЯ

1. Способ, включающий:

формирование массива атомов в первом состоянии массива, причем указанное формирование включает:

возбуждение в кристалле набора дискретных регулируемых тональных частот акустических волн,

пропускание лазерного излучения через кристалл для создания совокупности областей локализации, при этом каждая тональная частота акустической волны соответствует отдельной области локализации для единичного атома,

выполнение захвата по меньшей мере двух атомов по меньшей мере в двух из упомянутой совокупности областей локализации;

сопоставление дискретных регулируемых тональных частот акустических волн для установления областей локализации, содержащих захваченные атомы, и

регулирование расстояния между по меньшей мере двумя захваченными атомами посредством перестройки по меньшей мере одной сопоставленной регулируемой тональной частоты акустической волны;

эволюционирование совокупности атомов в первом состоянии массива в совокупность атомов во втором состоянии массива посредством воздействия энергией фотонов по меньшей мере на некоторые захваченные атомы для перехода по меньшей мере некоторых из захваченных атомов в возбужденное состояние; и

наблюдение за совокупностью атомов во втором состоянии массива.

2. Способ по п. 1, отличающийся тем, что возбужденное состояние представляет собой ридберговское состояние.

3. Способ по п. 1, отличающийся тем, что совокупность атомов в первом состоянии массива содержит от 7 атомов до 51 атома.

4. Способ по п. 1, отличающийся тем, что эволюционирование совокупности атомов включает приготовление по меньшей мере некоторых из атомов в первом состоянии массива на зеемановском подуровне основного состояния перед воздействием энергией фотонов на по меньшей мере некоторые из атомов.
5. Способ по п. 4, отличающийся тем, что приготовление по меньшей мере некоторых из атомов в первом состоянии массива на зеемановском подуровне основного состояния включает оптическую накачку в магнитном поле.
6. Способ по п. 1, отличающийся тем, что воздействие энергией фотонов по меньшей мере на некоторые из атомов включает воздействие световым излучением с двумя различными длинами волн, причем переход по меньшей мере некоторых из атомов в возбужденное состояние представляет собой двухфотонный переход.
7. Способ по п. 6, отличающийся тем, что две различные длины волны составляют приблизительно 420 нм и приблизительно 1013 нм.
8. Способ по п. 6, дополнительно включающий использование фазового вентиля с третьей длиной волны.
9. Способ по п. 8, отличающийся тем, что третья длина волны составляет приблизительно 809 нм.
10. Способ по п. 1, отличающийся тем, что воздействие энергией фотонов на по меньшей мере некоторые из атомов включает воздействие двумя полу-пи-импульсами.
11. Способ по п. 10, отличающийся тем, что воздействие энергией фотонов на по меньшей мере некоторые из атомов дополнительно включает воздействие пи-импульсом между двумя полу-пи-импульсами.
12. Способ по п. 1, отличающийся тем, что захват по меньшей мере двух атомов включает захват по меньшей мере двух атомов из атомного облака и рассеивание атомов из атомного облака, не захваченных в одной из упомянутой совокупности областей локализации.
13. Способ по п. 1, отличающийся тем, что кристалл и лазер содержат первый управляющий акустооптический дефлектор (acousto-optic deflector, AOD), причем захват по меньшей мере двух атомов включает захват атомов из массива удерживающих ловушек, содержащей по меньшей мере три ловушки, расположенные на расстоянии друг от друга в двух измерениях.

14. Способ по п. 13, отличающийся тем, что массив удерживающих ловушек создают с помощью по меньшей мере одного из по меньшей мере одного удерживающего AOD, пространственного модулятора света (spatial light modulator, SLM) и оптической решетки.

15. Способ по п. 13, дополнительно включающий второй управляющий AOD, выполненный в перекрестной взаимосвязи с первым управляющим AOD, и при этом:

сопоставление дискретных регулируемых тональных частот акустических волн для определения областей локализации, содержащих захваченные атомы, включает сопоставление дискретных регулируемых тональных частот акустических волн первого управляющего AOD и второго управляющего AOD, и

регулирование расстояния между по меньшей мере двумя захваченными атомами включает перестройку по меньшей мере одной сопоставленной регулируемой тональной частоты акустической волны первого управляющего AOD или второго управляющего AOD.

16. Способ по п. 15, отличающийся тем, что регулирование расстояния между по меньшей мере двумя захваченными атомами дополнительно включает регулирование местоположения нескольких атомов в ряду.

17. Способ по п. 1, дополнительно включающий:

формирование второго массива атомов в третьем состоянии массива, прилегающего к первому массиву атомов, причем указанное формирование включает:

возбуждение во втором кристалле набора вторых дискретных регулируемых тональных частот акустических волн,

пропускание лазерного излучения через второй кристалл для создания совокупности вторых областей локализации, при этом каждая вторая тональная частота акустической волны соответствует отдельной второй области локализации для единичного атома,

выполнение захвата по меньшей мере двух вторых атомов по меньшей мере в двух из упомянутой совокупности вторых областей локализации;

сопоставление вторых дискретных регулируемых тональных частот акустических волн для установления вторых областей локализации, содержащих захваченные атомы, и

регулирование расстояния между по меньшей мере двумя захваченными вторыми атомами посредством перестройки по меньшей мере одной второй сопоставленной регулируемой тональной частоты акустической волны;

при этом эволюционирование совокупности атомов в первом состоянии массива в совокупность атомов во втором состоянии массива посредством воздействия энергией фотонов по меньшей мере на некоторые захваченные атомы для перехода по меньшей мере некоторых из захваченных атомов в возбужденное состояние дополнительно включает эволюционирование совокупности вторых атомов в третьем состоянии массива в совокупность вторых атомов в четвертом состоянии массива посредством воздействия энергией фотонов по меньшей мере на некоторые вторые захваченные атомы для перехода по меньшей мере некоторых из захваченных вторых атомов в возбужденное состояние; и

при этом наблюдение за совокупностью атомов во втором состоянии массива дополнительно включает наблюдение за совокупностью вторых атомов в четвертом состоянии массива.

18. Способ по п. 1, отличающийся тем, что:

регулирование расстояния между по меньшей мере двумя захваченными атомами посредством перестройки по меньшей мере одной сопоставленной регулируемой тональной частоты акустической волны включает кодирование задачи квантовых вычислений;

эволюционирование совокупности атомов в первом состоянии массива в совокупность атомов во втором состоянии массива приводит к получению решения для задачи квантовых вычислений; и

наблюдение за совокупностью атомов во втором состоянии массива представляет собой считывание решения задачи квантовых вычислений.

19. Способ по п. 18, отличающийся тем, что задача квантовых вычислений содержит по меньшей мере одну из задачи Изинга и оптимизационной задачи нахождения максимального независимого множества (maximum independent set, MIS).

20. Система, содержащая:

систему локализации для создания массива атомов в первом состоянии массива, причем система локализации содержит:

кристалл,

источник прикладываемой регулируемой тональной частоты акустической волны, выполненный с возможностью выборочного воздействия на кристалл набором дискретных регулируемых тональных частот акустических волн, и

источник лазерного излучения, установленный с целью пропускания светового излучения через кристалл для создания совокупности областей локализации, причем каждая тональная частота акустической волны соответствует отдельной области локализации,

источник атомного облака, причем атомное облако может быть расположено по меньшей мере с частичным перекрытием совокупности областей локализации;

источник возбуждения для эволюционирования по меньшей мере некоторых из совокупности атомов в первом состоянии массива в совокупность атомов во втором состоянии массива, причем источник возбуждения содержит по меньшей мере один источник энергии фотонов;

систему наблюдения для наблюдения за совокупностью атомов во втором состоянии массива.

21. Система по п. 20, отличающаяся тем, что источник возбуждения выполнен с возможностью возбуждать ридберговское состояние в по меньшей мере некоторых из совокупности атомов в первом состоянии массива.

22. Система по п. 20, отличающаяся тем, что совокупность атомов в первом состоянии массива содержит от 5 атомов до 51 атома.

23. Система по п. 20, отличающаяся тем, что источник возбуждения выполнен с возможностью возбуждать по меньшей мере некоторые из атомов в первом состоянии массива на зеемановском подуровне основного состояния перед воздействием энергией фотонов по меньшей мере на некоторые из атомов.

24. Система по п. 23, отличающаяся тем, что источник возбуждения дополнительно содержит устройство оптической накачки и генератор магнитного поля.

25. Система по п. 20, отличающаяся тем, что по меньшей мере один источник энергии фотонов содержит источники светового излучения, имеющие первую длину волны и

вторую длину волны для образования двухфотонного перехода по меньшей мере некоторых из совокупности атомов в первом состоянии массива.

26. Система по п. 25, отличающаяся тем, что две различные длины волны составляют приблизительно 420 нм и приблизительно 1013 нм.

27. Система по п. 25, отличающаяся тем, что по меньшей мере один источник энергии фотонов содержит источник, имеющий третью длину волны для применения фазового вентили.

28. Система по п. 27, отличающаяся тем, что третья длина волны составляет приблизительно 809 нм.

29. Система по п. 28, отличающаяся тем, что источник возбуждения выполнен с возможностью подачи двух полу-пи-импульсов.

30. Система по п. 29, отличающаяся тем, что источник возбуждения выполнен с возможностью подачи пи-импульса между двумя полу-пи-импульсами.

31. Система по п. 20, отличающаяся тем, что система локализации представляет собой первый управляющий акустооптический дефлектор (AOD), и при этом система дополнительно содержит массив удерживающих ловушек, содержащий по меньшей мере три ловушки, расположенные на расстоянии друг от друга в двух измерениях, причем массив удерживающих ловушек создан с помощью источника удерживающих ловушек.

32. Система по п. 31, отличающаяся тем, что источник удерживающих ловушек представляет собой по меньшей мере одно из удерживающего AOD, пространственного модулятора света (SLM) и оптической решетки.

33. Способ по п. 31, дополнительно включающий второй управляющий AOD, выполненный в перекрестной взаимосвязи с первым управляющим AOD, причем первый управляющий AOD управляет отклонением пучков светового излучения в первом направлении, а второй управляющий AOD управляет отклонением пучков светового излучения от первого AOD во втором направлении, отличном от первого направления.

34. Способ по п. 20, отличающийся тем, что система локализации представляет собой первый управляющий акустооптический дефлектор (AOD), и при этом система дополнительно содержит второй управляющий AOD в параллельной взаимосвязи с первым управляющим AOD, при этом первый управляющий AOD выполнен с возможностью

создания совокупности областей локализации в первом массиве, имеющем первое направление, а второй управляющий AOD выполнен с возможностью создания совокупности областей локализации во втором массиве, по сути параллельном первому направлению.

35. Система управления массивом захваченных атомов, содержащая:

источник лазерного излучения для создания выходного излучения лазера;

контроллер источника лазерного излучения, управляющий источником лазерного излучения,

стабилизатор Паунда-Древера-Холла (Pound-Drever-Hall, PDH), оптически сопряженный с источником лазерного излучения, принимающий по меньшей мере некоторую часть выходного излучения лазера и подающий сигнал обратной связи на контроллер источника лазерного излучения для стабилизации выходного излучения лазера;

эталонный оптический резонатор, оптически сопряженный с источником лазерного излучения, причем эталонный оптический резонатор выполнен с возможностью приема по меньшей мере некоторой части выходного излучения лазера и передачи выходного сигнала эталонного оптического резонатора, при этом выходной сигнал эталонного оптического резонатора соответствует по меньшей мере части выходного излучения лазера в пределах окна прозрачности эталонного оптического резонатора; и

оптический изолятор, оптически сопряженный с эталонным оптическим резонатором, причем оптический изолятор выполнен с возможностью разделения выходного сигнала эталонного оптического резонатора и подачи по меньшей мере части разделенного выходного сигнала эталонного оптического резонатора на лазерный диод Фабри-Перо для осуществления внешней синхронизации с выходным сигналом эталонного оптического резонатора, при этом оптический изолятор подает световое излучение с внешней синхронизацией по меньшей мере на некоторые из захваченных атомов.

36. Система по п. 35, отличающаяся тем, что PDH дополнительно содержит фотодетектор, принимающий по меньшей мере часть выходного излучения лазера и подающий выходной сигнал фотодетектора на контроллер лазера.

37. Система по п. 35, дополнительно содержащая второй источник лазерного излучения для получения второго выходного излучения лазера с длиной волны, отличной от первого выходного излучения лазера.

38. Система по п. 37, дополнительно содержащая:

второй контроллер источника лазерного излучения, управляющий вторым источником лазерного излучения,

второй стабилизатор Паунда-Древера-Холла (PDH), оптически сопряженный со вторым источником лазерного излучения, принимающий по меньшей мере некоторую часть выходного излучения второго лазера и подающий сигнал обратной связи на контроллер второго источника лазерного излучения для стабилизации излучения на выходе второго лазера;

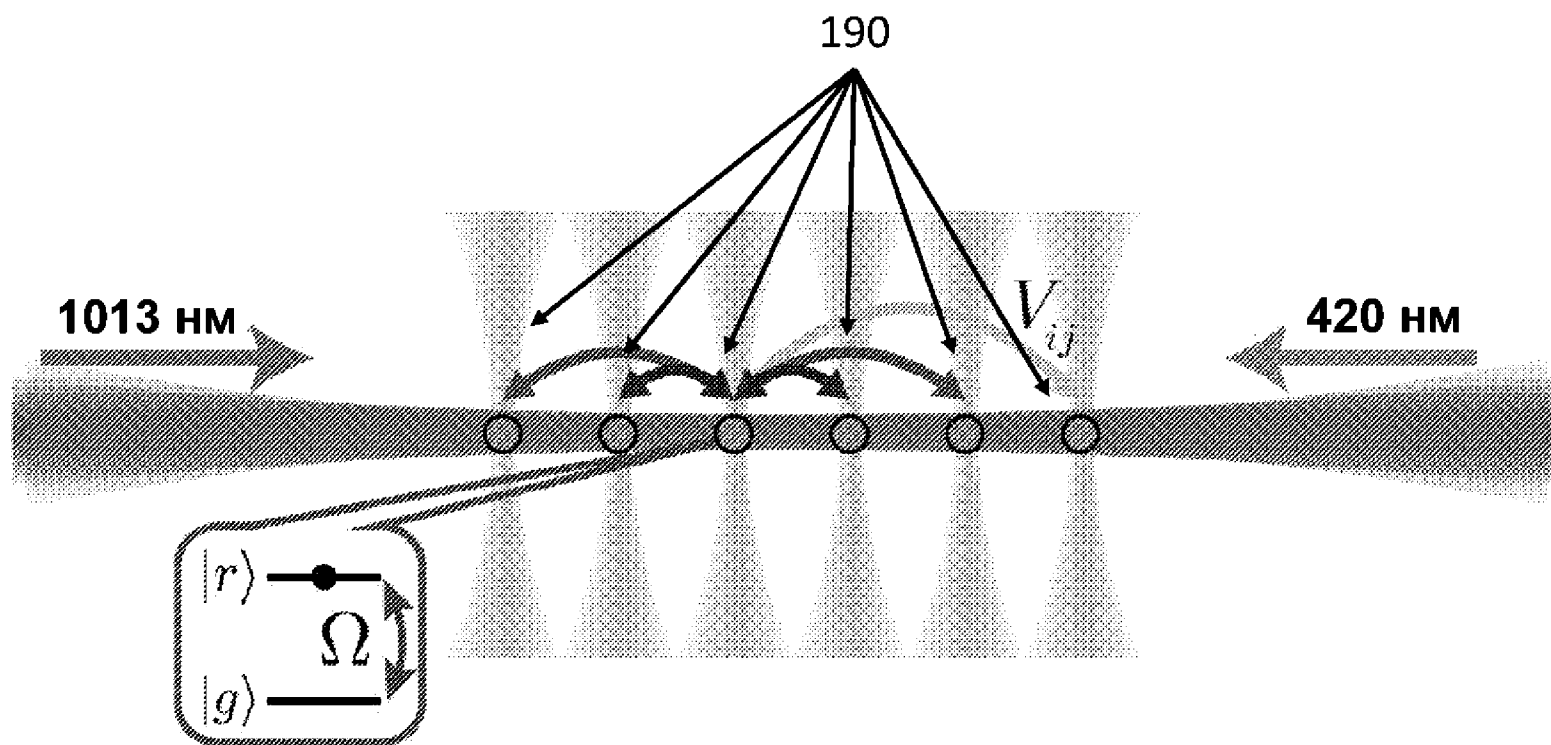
второй эталонный оптический резонатор, оптически сопряженный со вторым источником лазерного излучения, причем второй эталонный оптический резонатор выполнен с возможностью приема по меньшей мере некоторой части выходного излучения второго лазера и передачи выходного сигнала второго эталонного оптического резонатора, при этом выходной сигнал второго эталонного оптического резонатора соответствует по меньшей мере части выходного излучения второго лазера в пределах окна прозрачности второго эталонного оптического резонатора; и

второй оптический изолятор, оптически сопряженный со вторым эталонным оптическим резонатором, причем второй оптический изолятор выполнен с возможностью разделения выходного сигнала второго эталонного оптического резонатора и подачи по меньшей мере части разделенного выходного сигнала второго эталонного оптического резонатора на второй лазерный диод Фабри-Перо для выполнения внешней синхронизации с выходным сигналом второго эталонного оптического резонатора, причем второй оптический изолятор подает второе световое излучение с внешней синхронизацией по меньшей мере на некоторые из захваченных атомов.

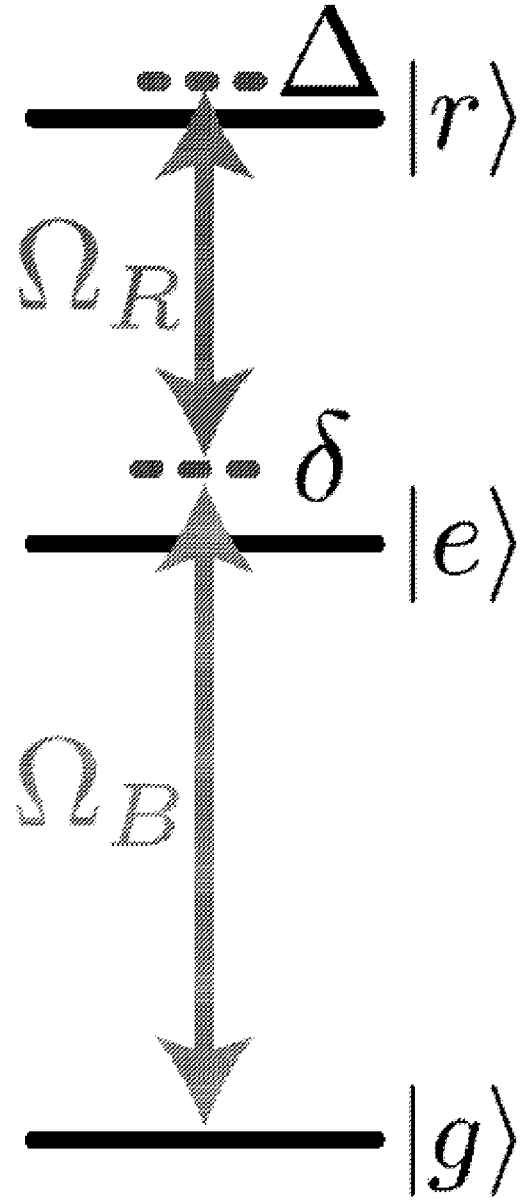
39. Система по п. 38, отличающаяся тем, что второй источник лазерного излучения производит световое излучение с длиной волны приблизительно 1013 нм.

40. Система по п. 38, отличающаяся тем, что второй эталонный оптический резонатор и первый эталонный оптический резонатор представляют собой один и тот же элемент.

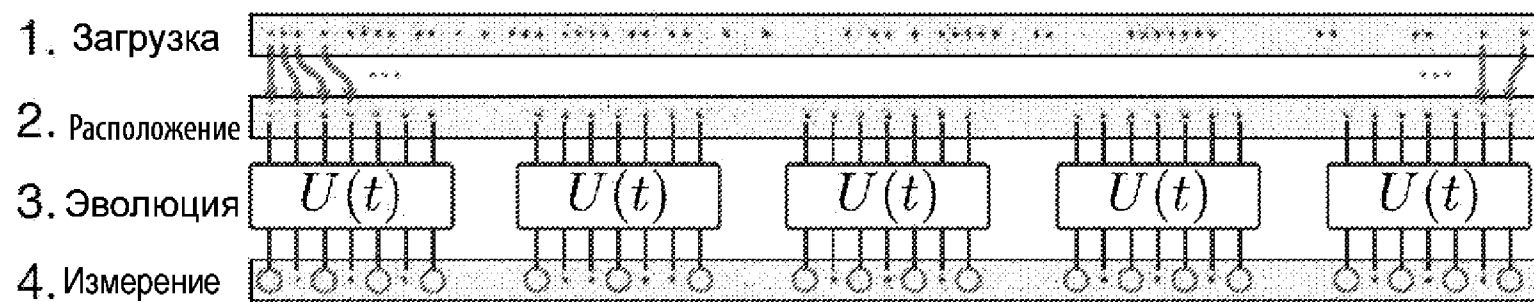
41. Система по п. 38, отличающаяся тем, что первое световое излучение с внешней синхронизацией и второе световое излучение с внешней синхронизацией подают по меньшей мере на некоторые из захваченных атомов в конфигурации встречных волн.
42. Система по п. 35, отличающаяся тем, что первый источник лазерного излучения производит световое излучение с длиной волны приблизительно 420 нм.
43. Система по п. 35, дополнительно содержащая оптические элементы, расположенные оптически между оптическим изолятором и массивом захваченных атомов, выполненные с возможностью фокусирования светового излучения с внешней синхронизацией по меньшей мере на некоторых захваченных атомах.
44. Система по п. 35, дополнительно содержащая устройство формирования изображения с пространственным разрешением, выполненным с возможностью отбора по меньшей мере части светового излучения с внешней синхронизацией с целью корректировки направления светового излучения с внешней синхронизацией.



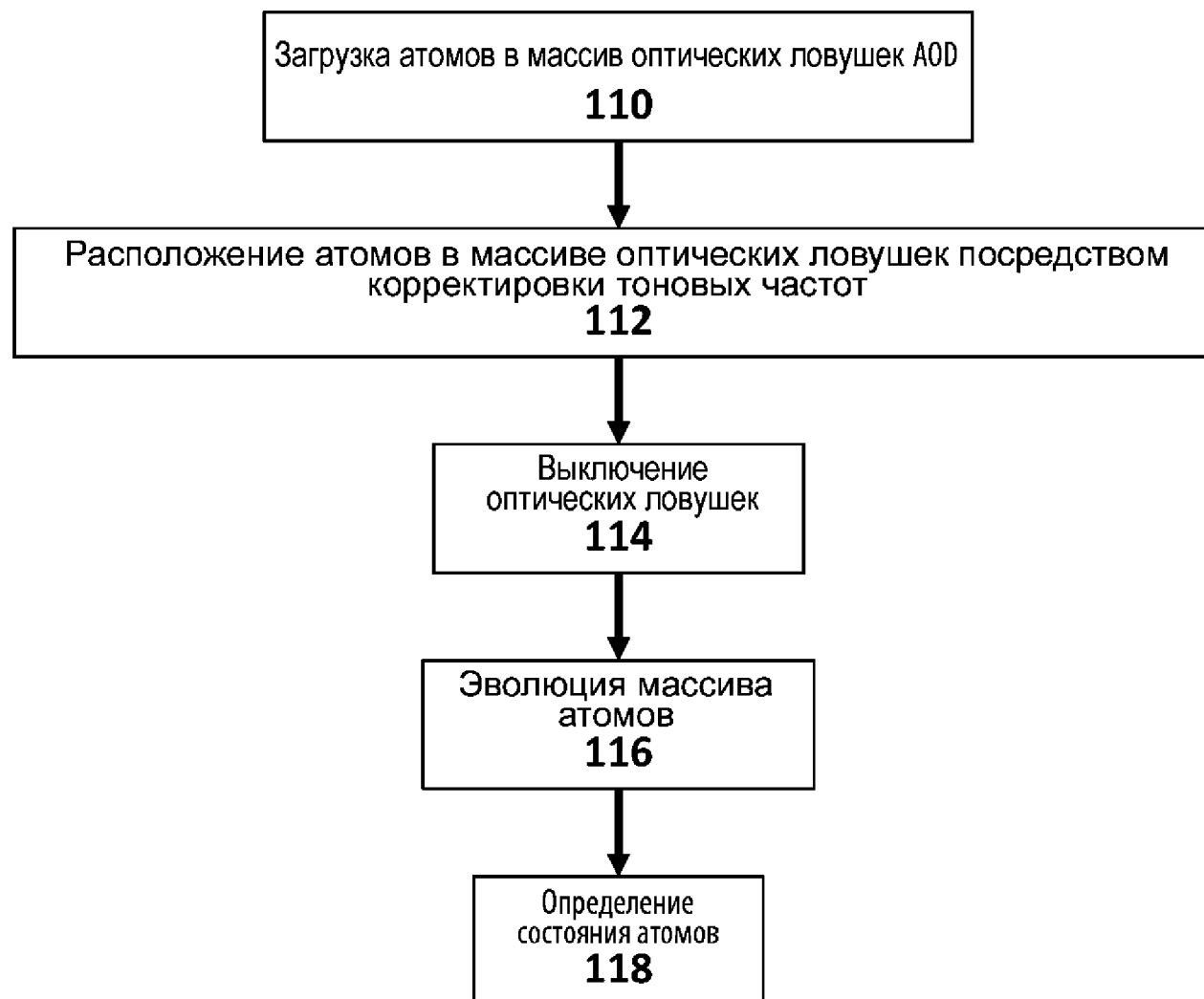
Фиг. 1А



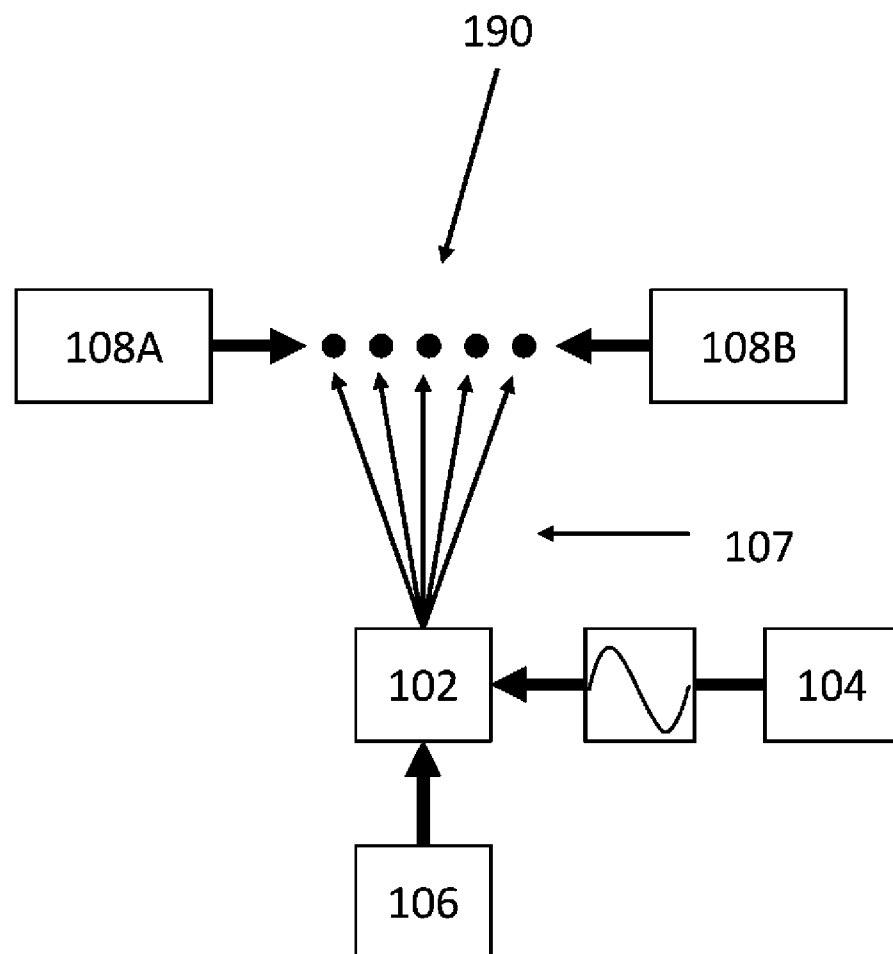
Фиг. 1В



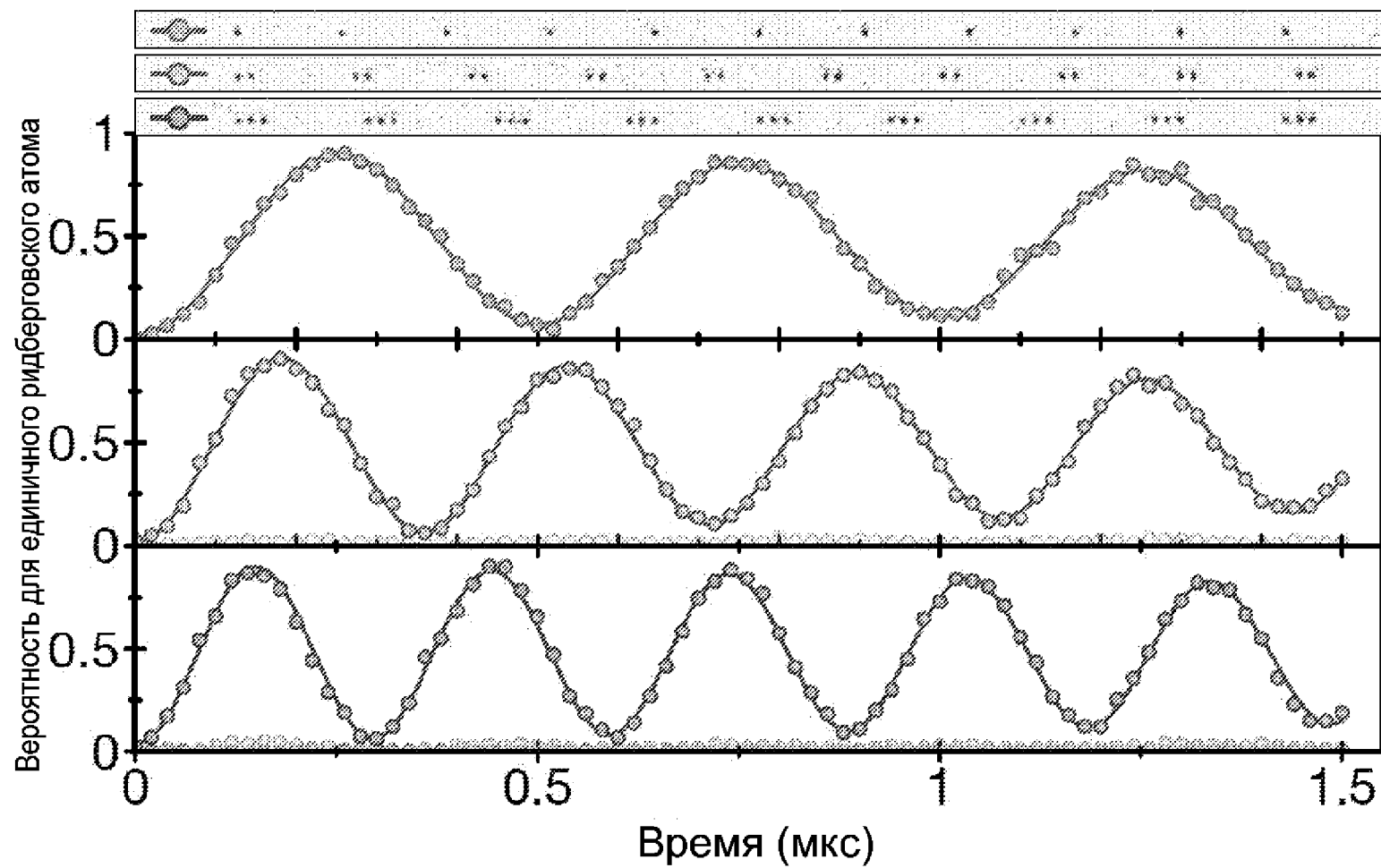
Фиг. 1С



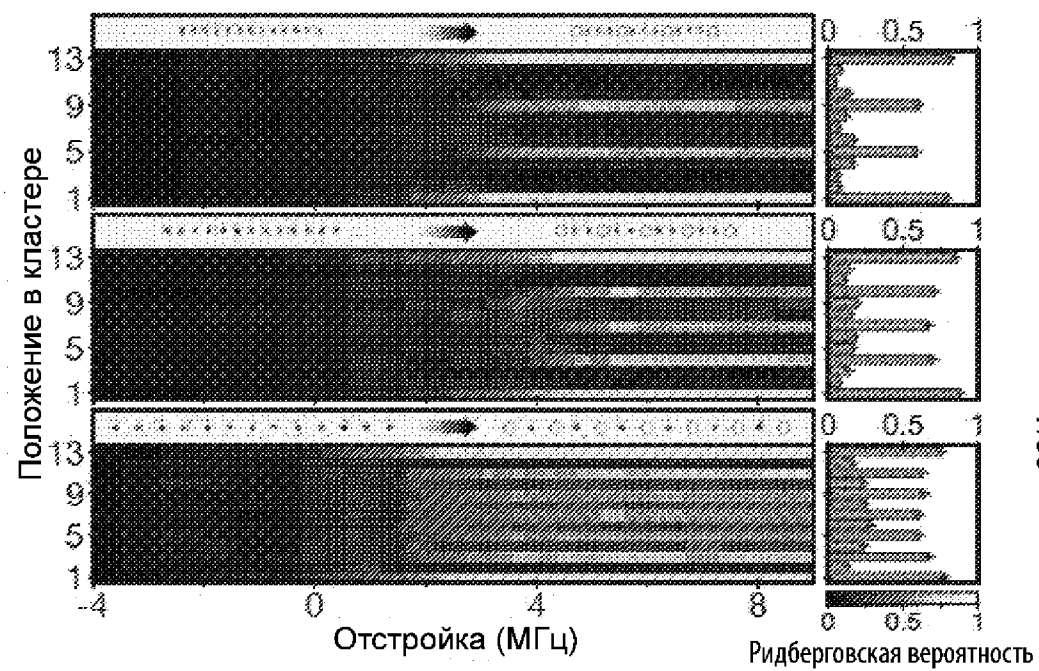
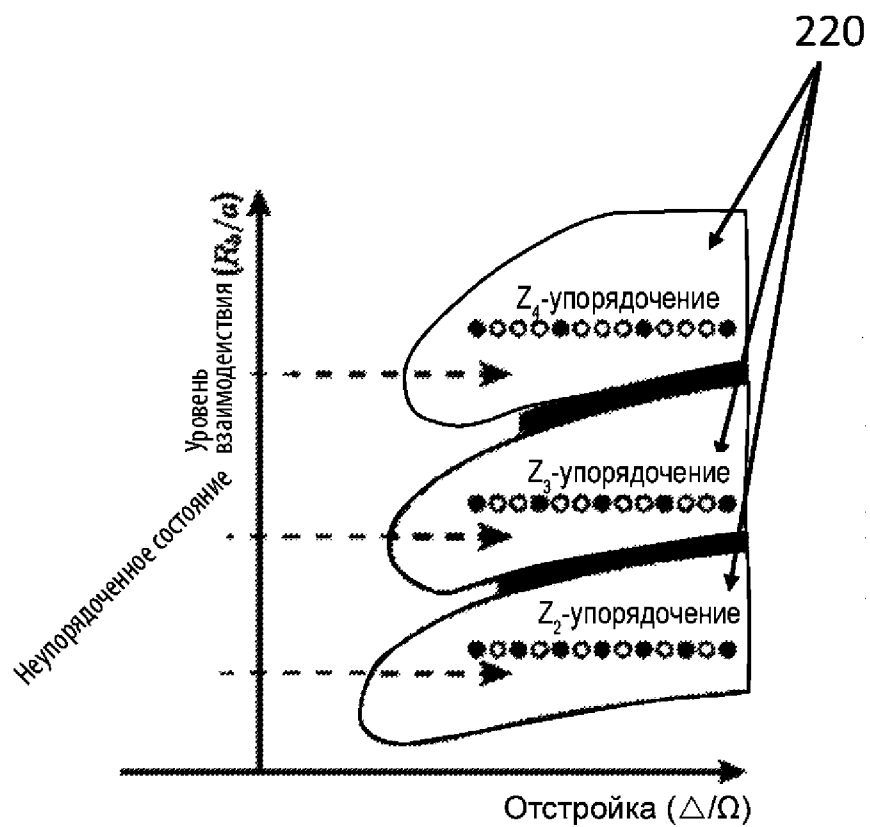
Фиг. 1D



Фиг. 1Е



Фиг. 1F

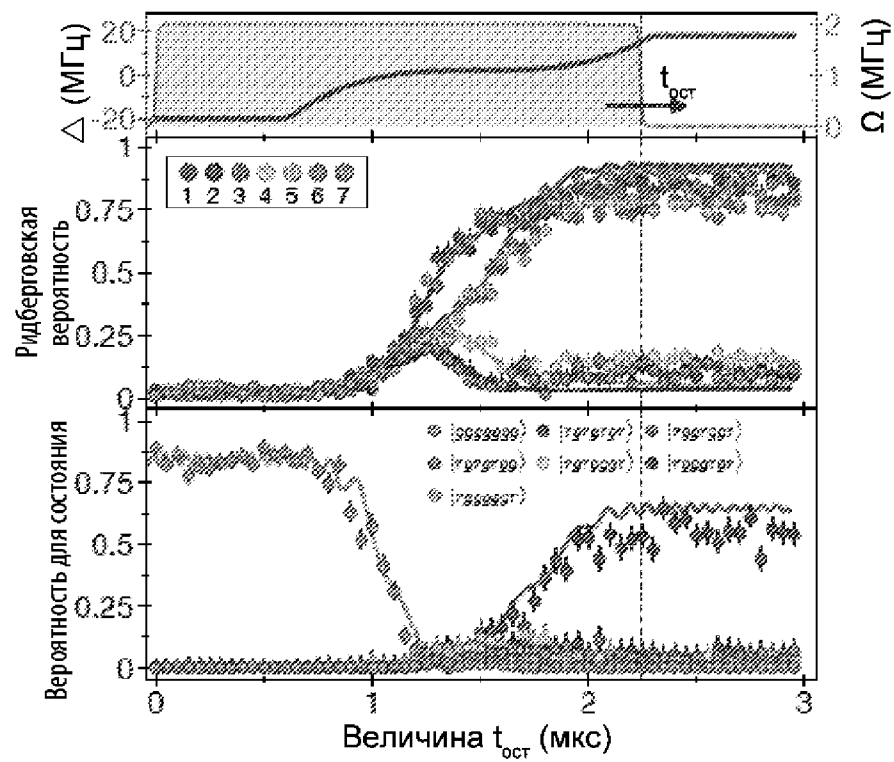


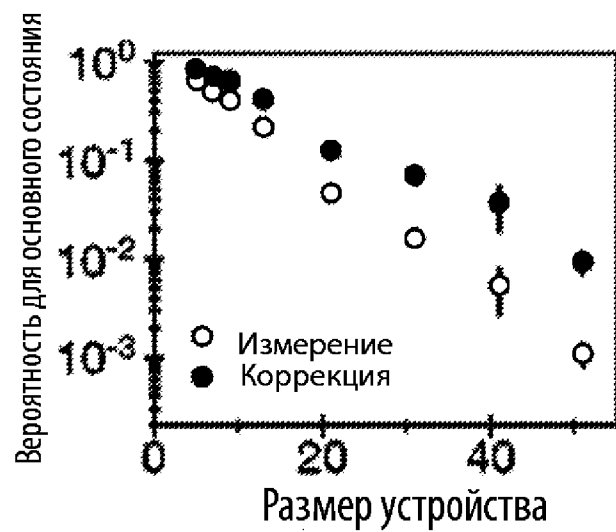
Фиг. 2В

Фиг. 3А

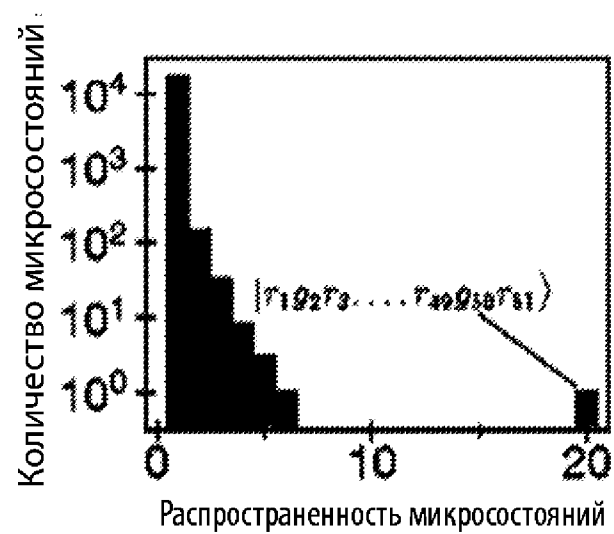
Фиг. 3В

Фиг. 3С

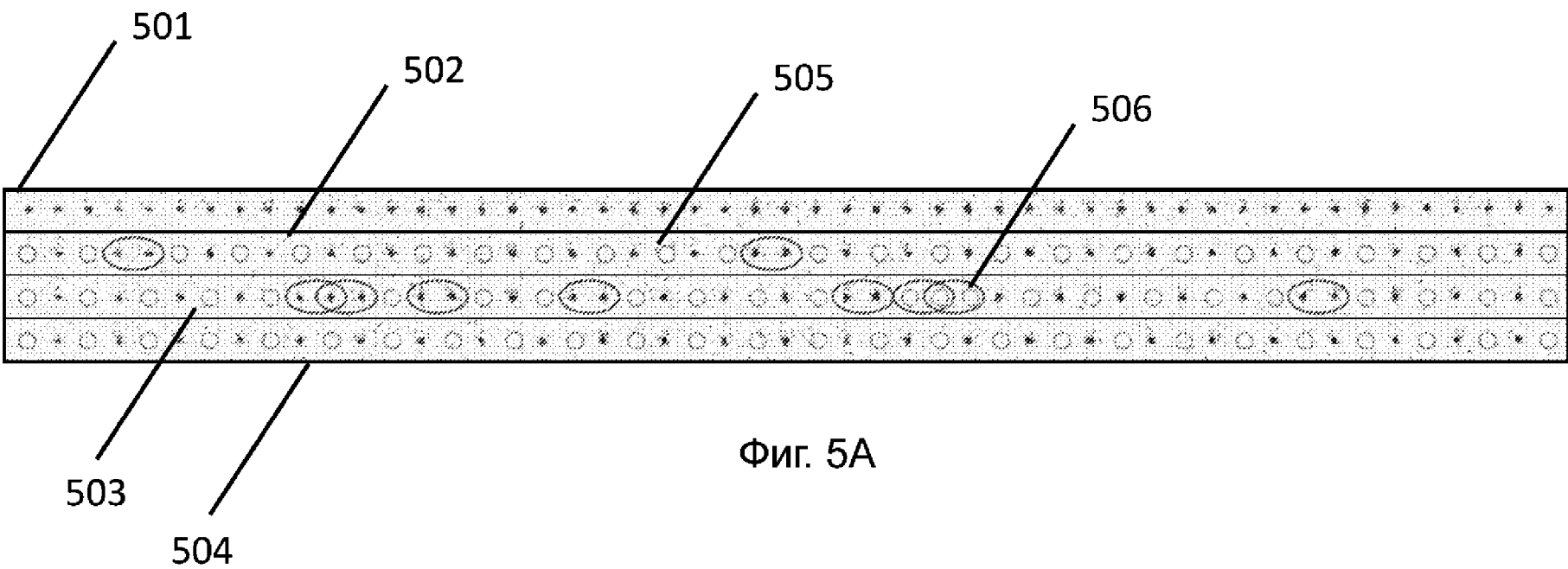




Фиг. 4А



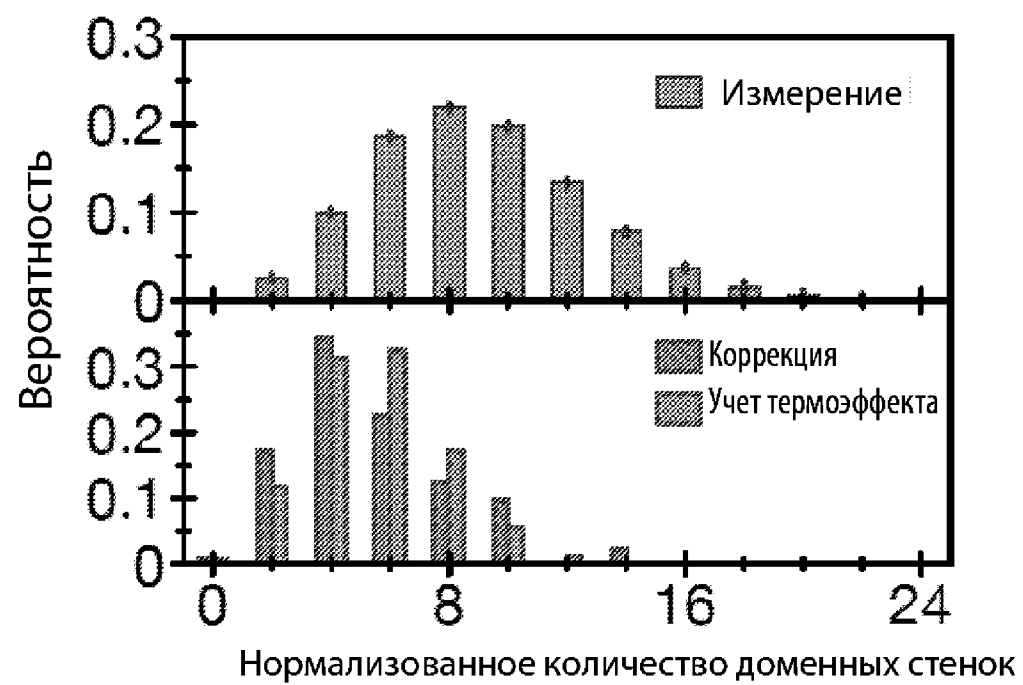
Фиг. 4В



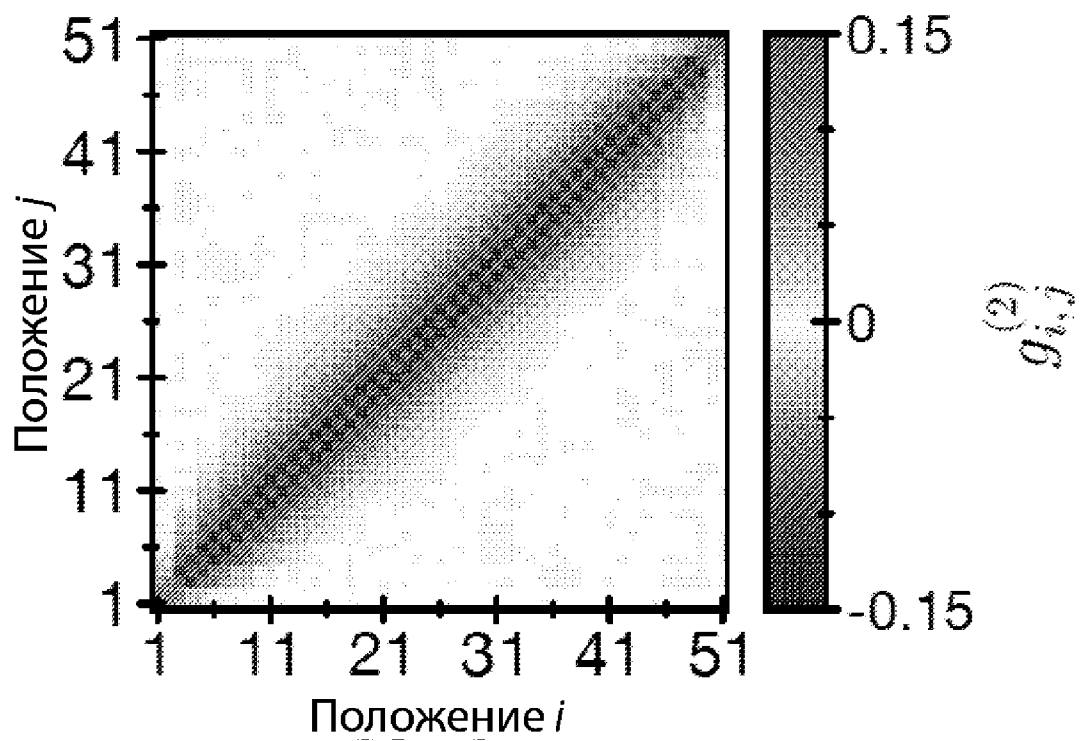
Фиг. 5А



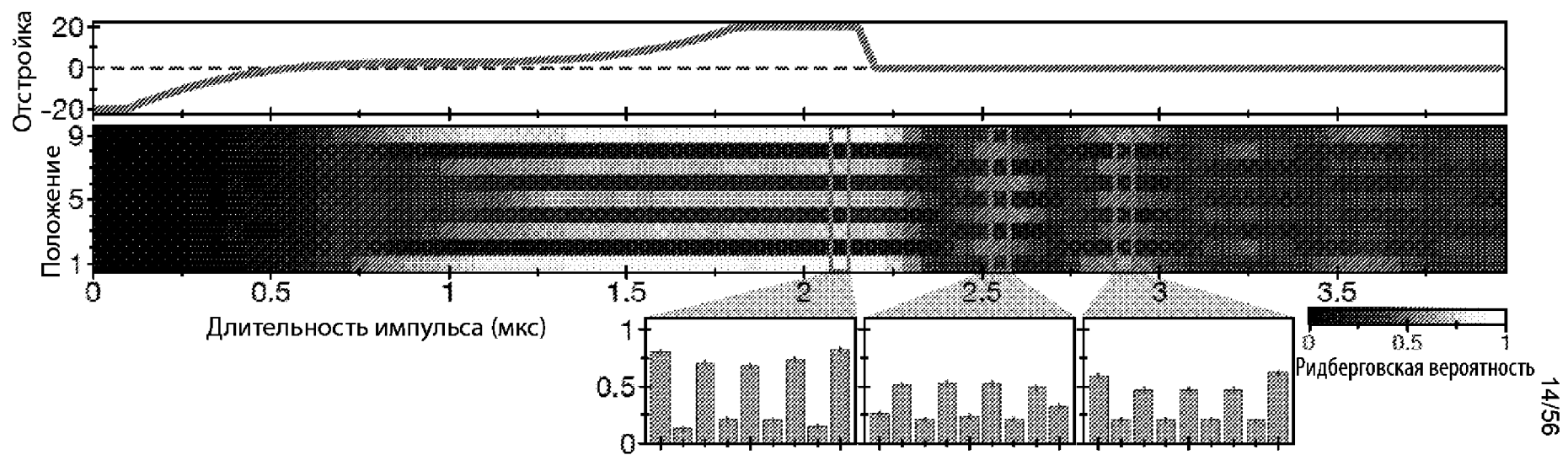
Фиг. 5В



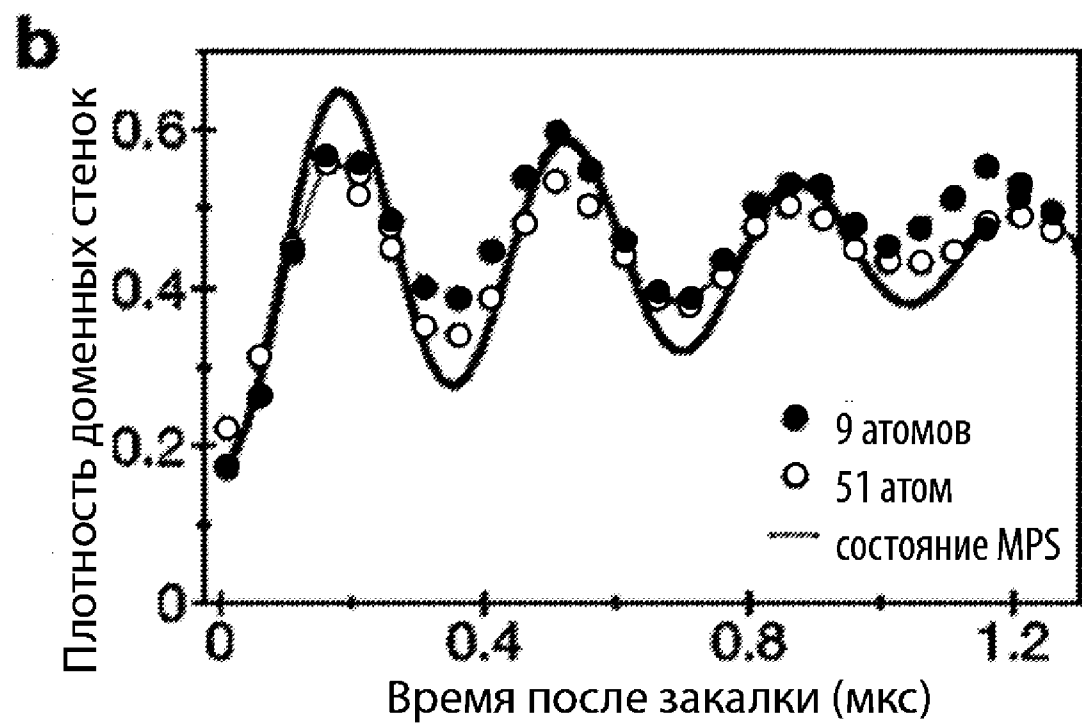
Фиг. 5С



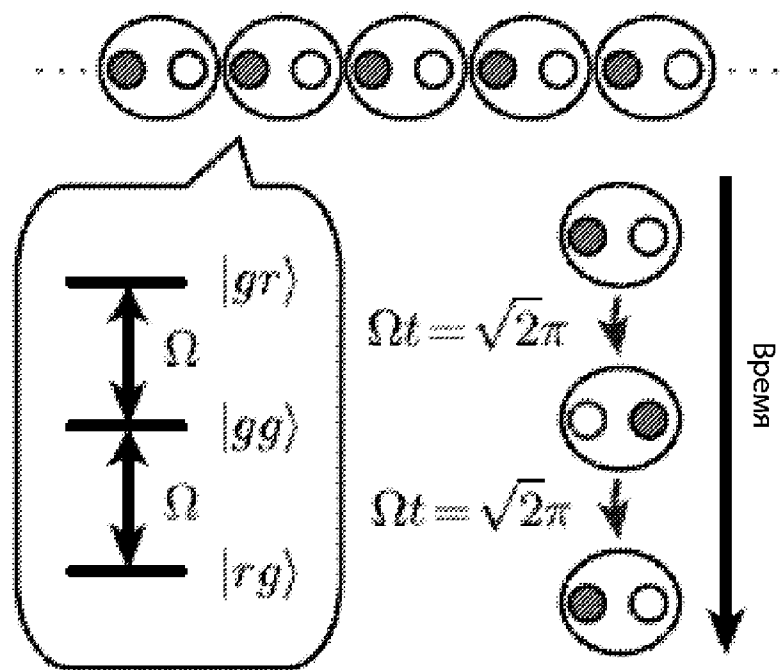
Фиг. 5D



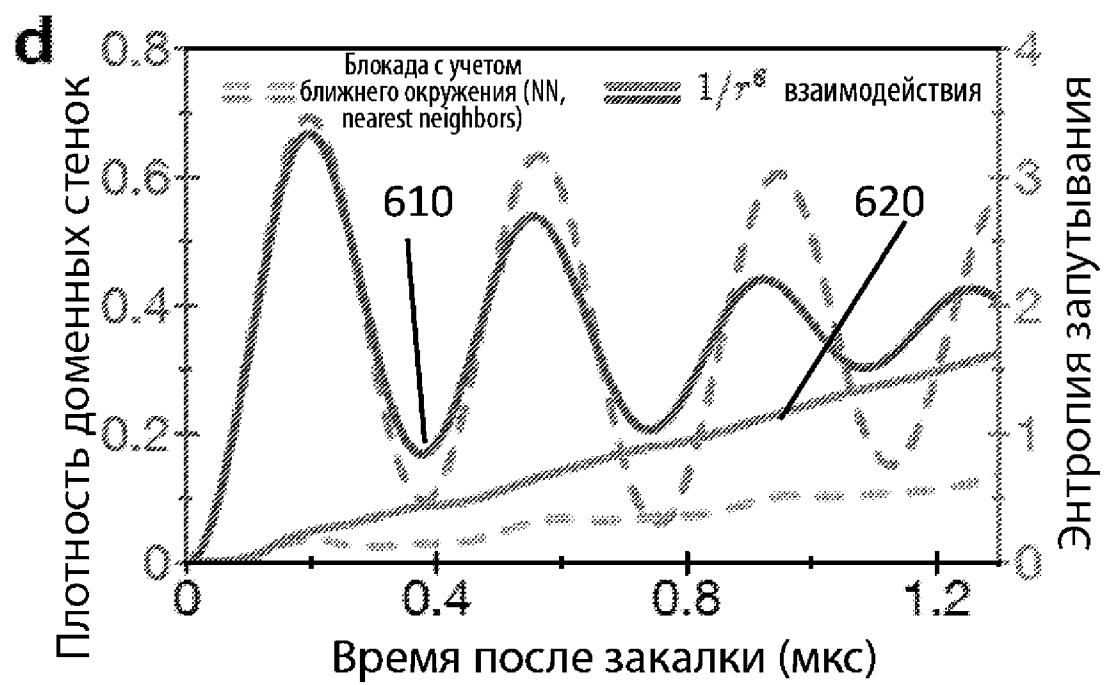
Фиг. 6А



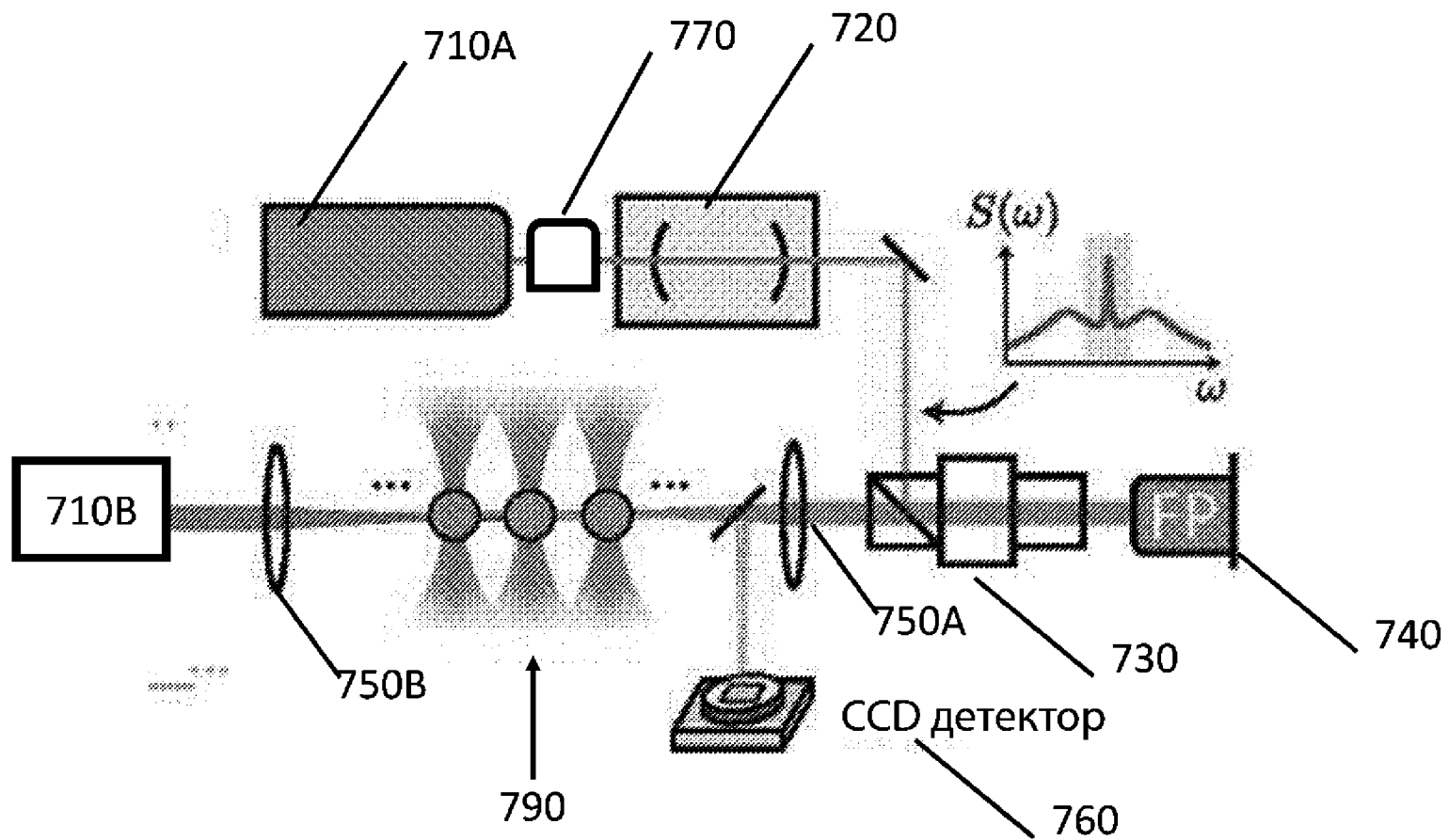
Фиг. 6В



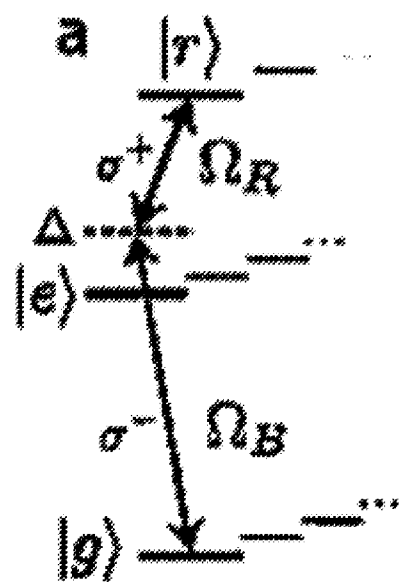
Фиг. 6С



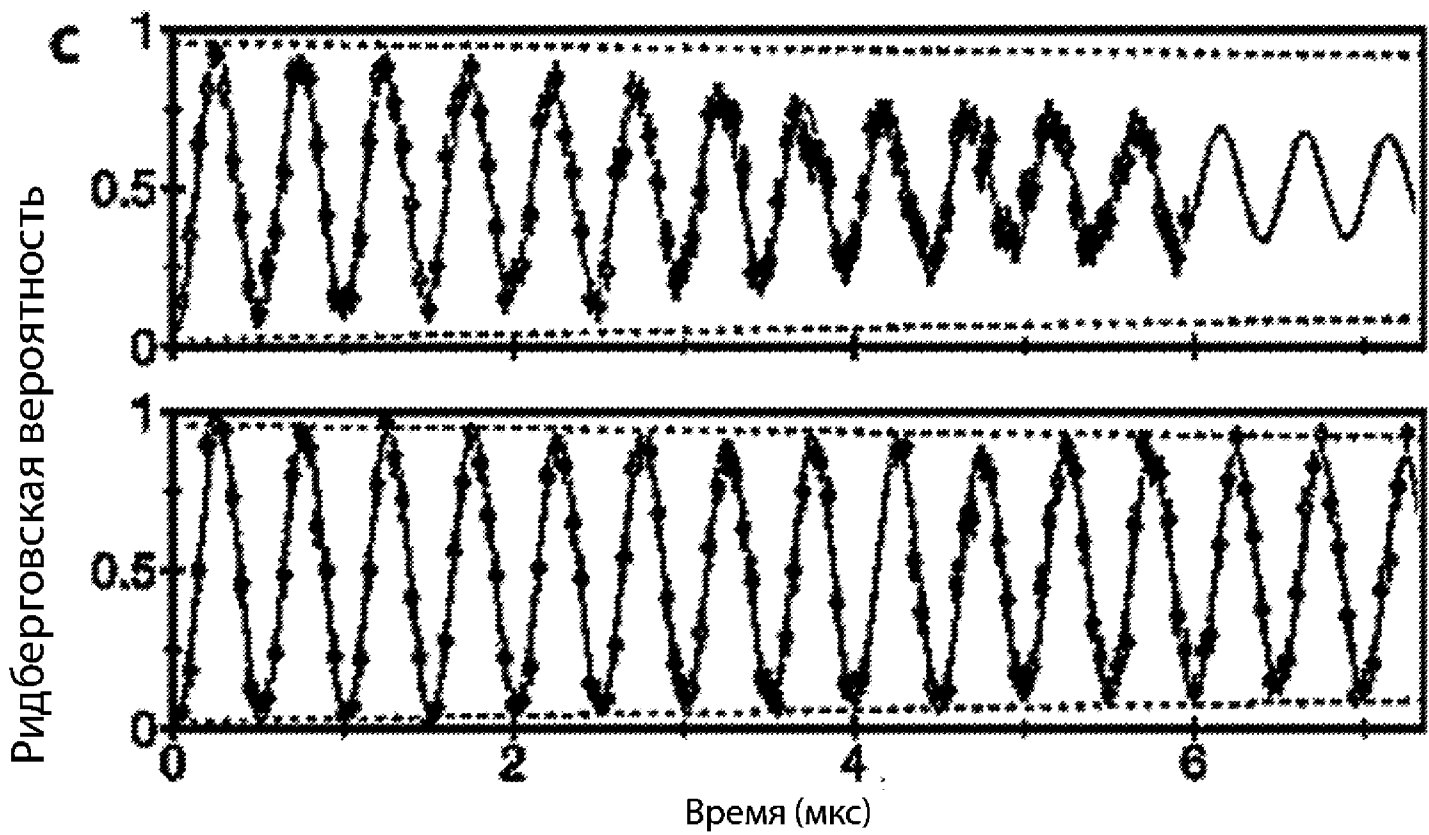
Фиг. 6D



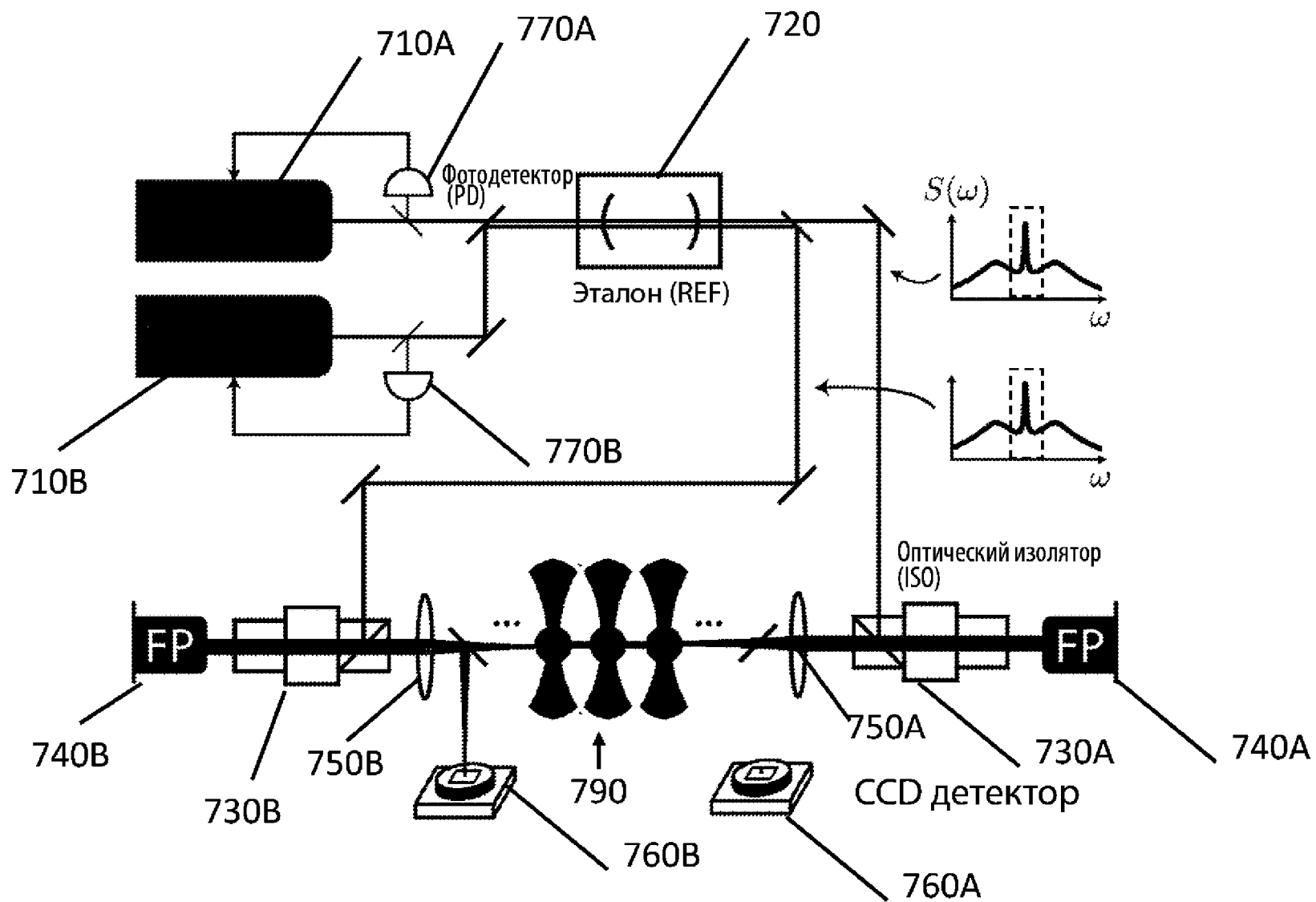
Фиг. 7А



Фиг. 7В

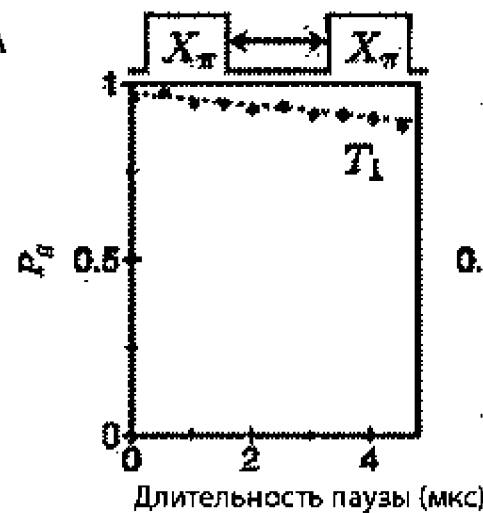


Фиг. 7С

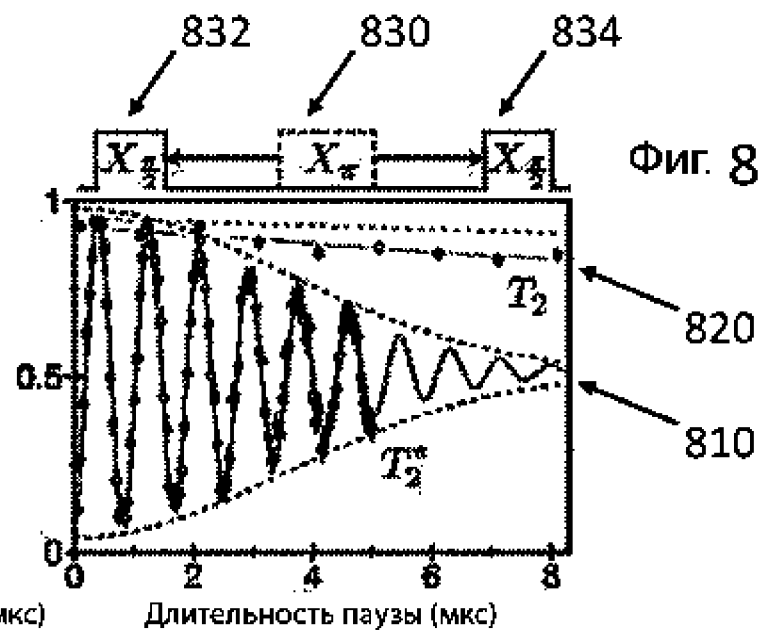


Фиг. 7D

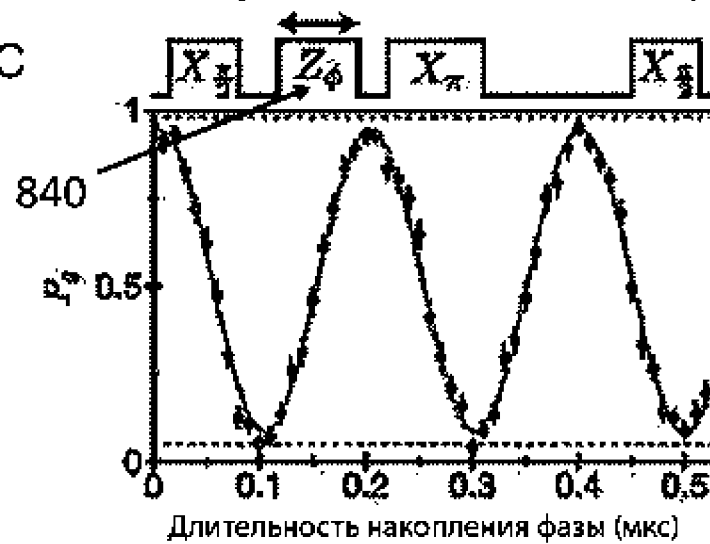
Фиг. 8А



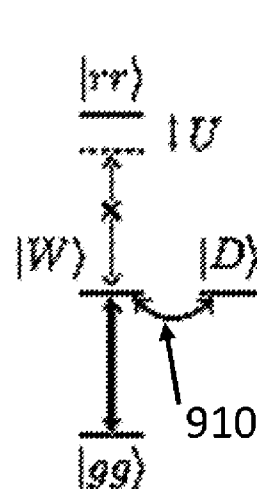
Фиг. 8В



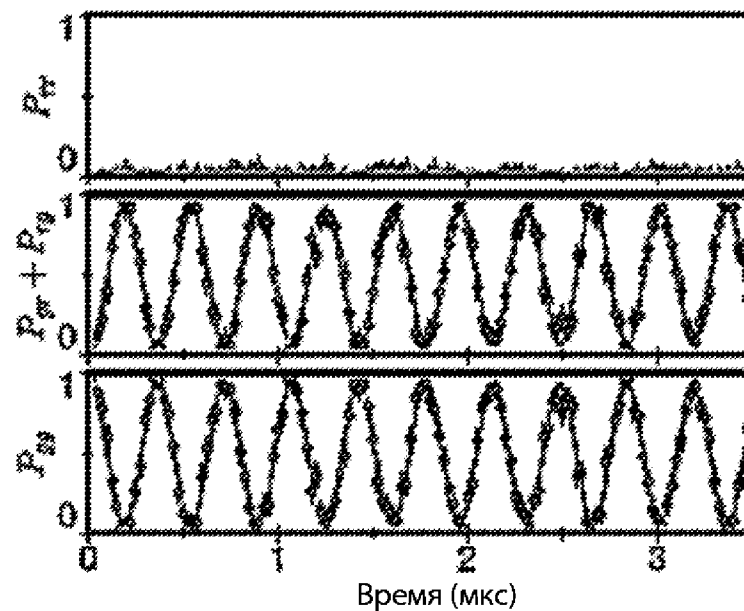
Фиг. 8С



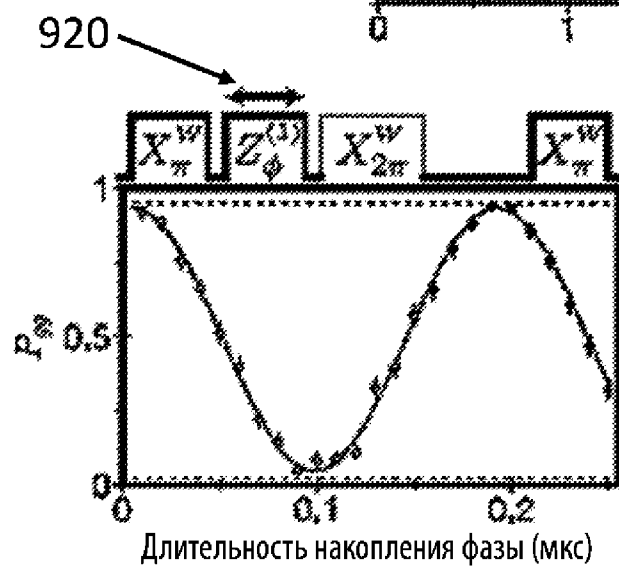
Фиг. 9А

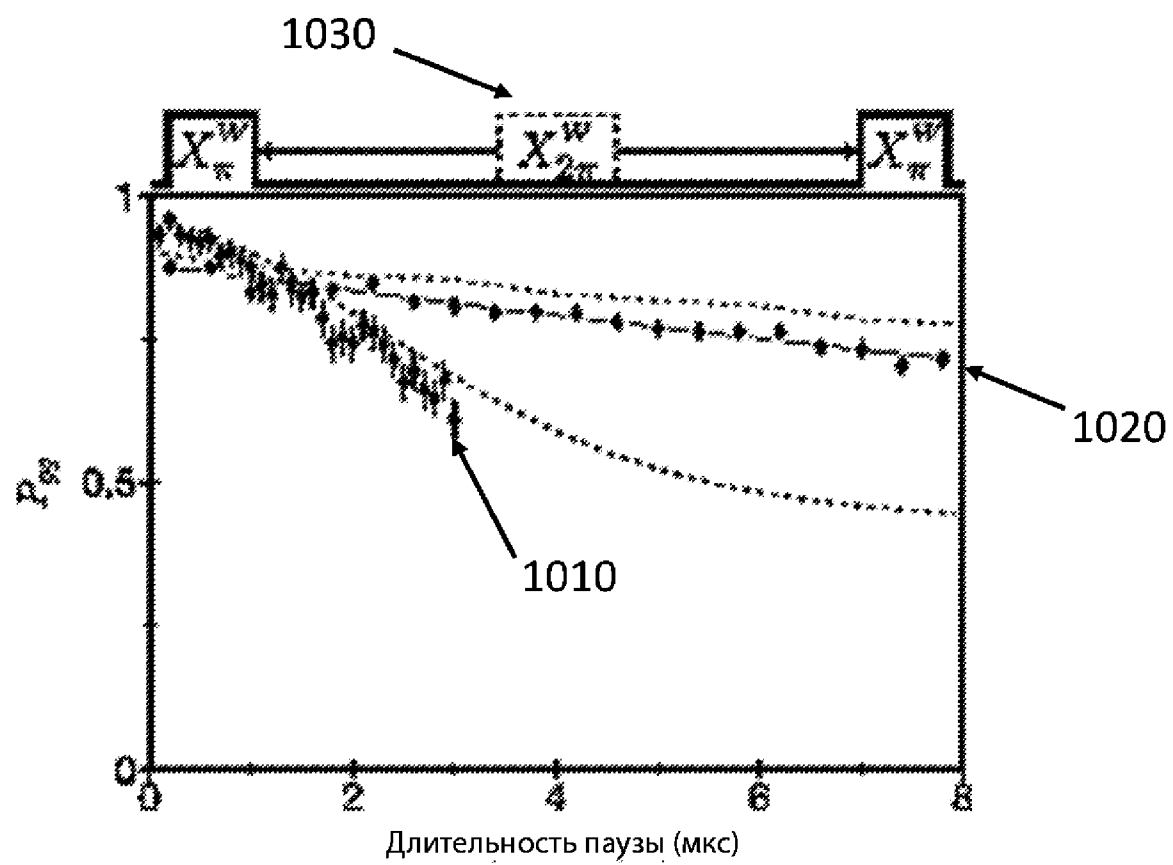


Фиг. 9В



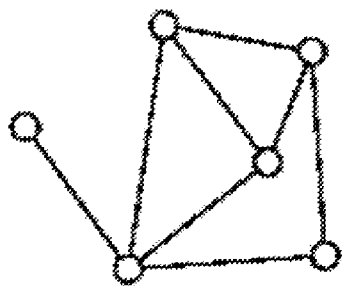
Фиг. 9С



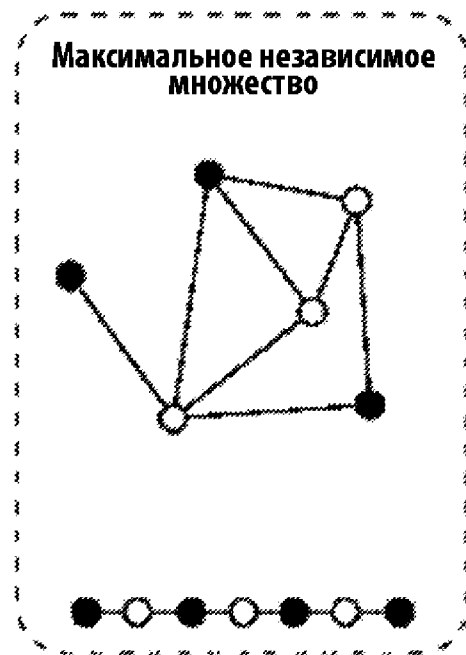
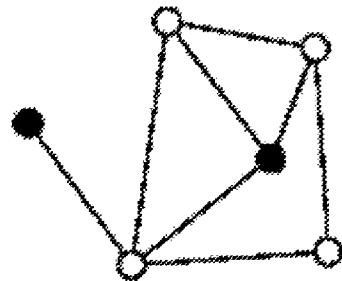


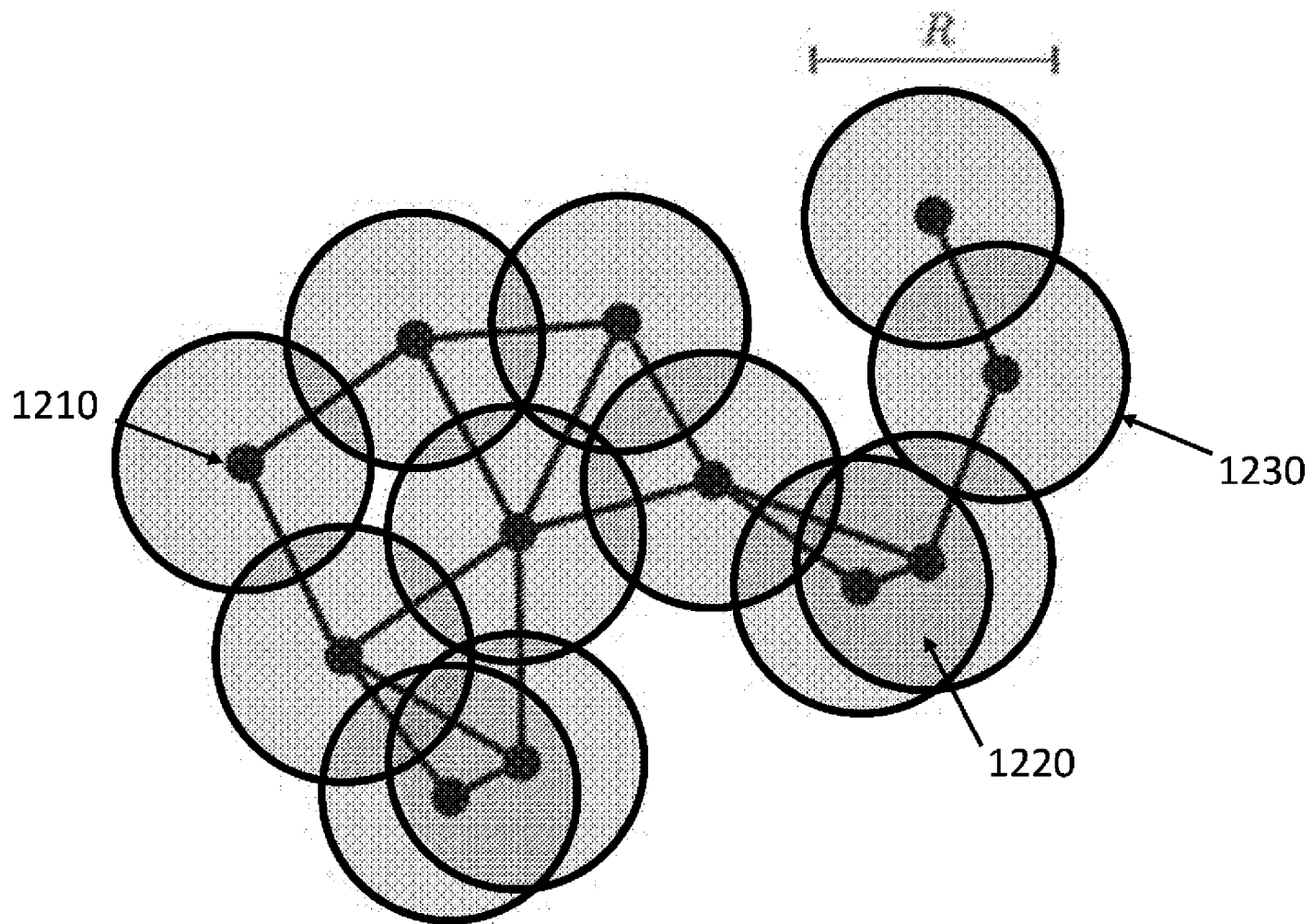
Фиг. 10

Фиг. 11А

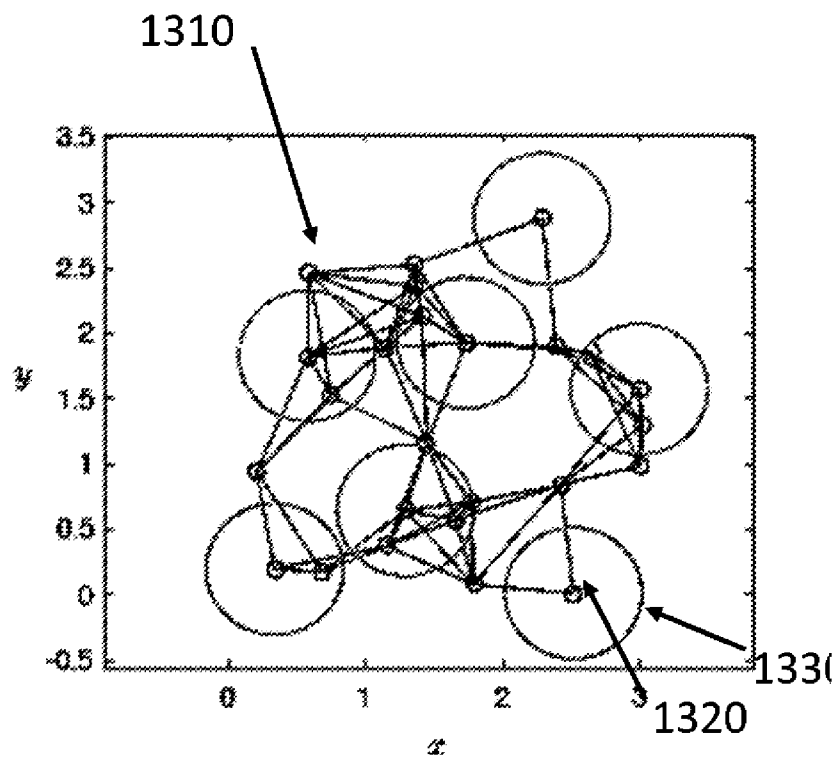


Фиг. 11В

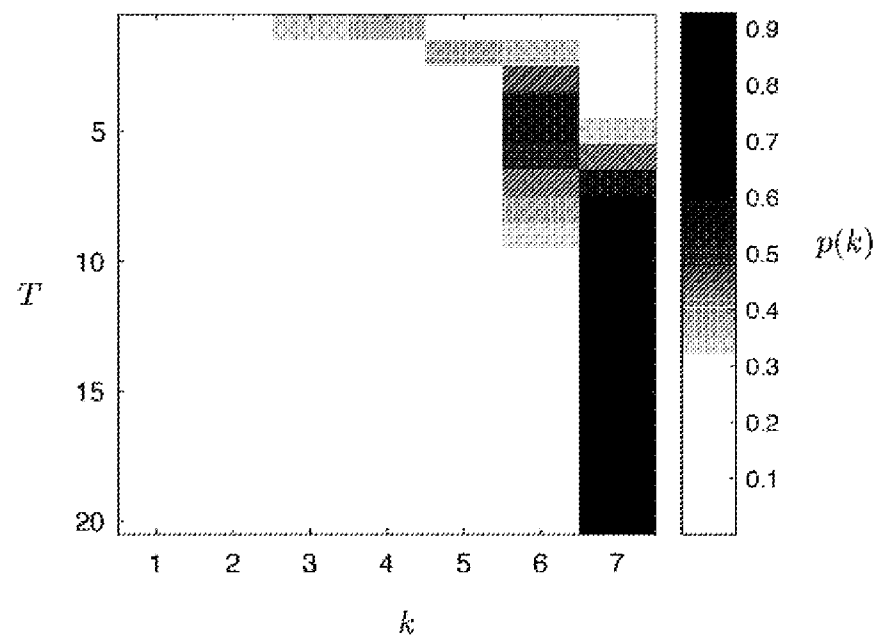




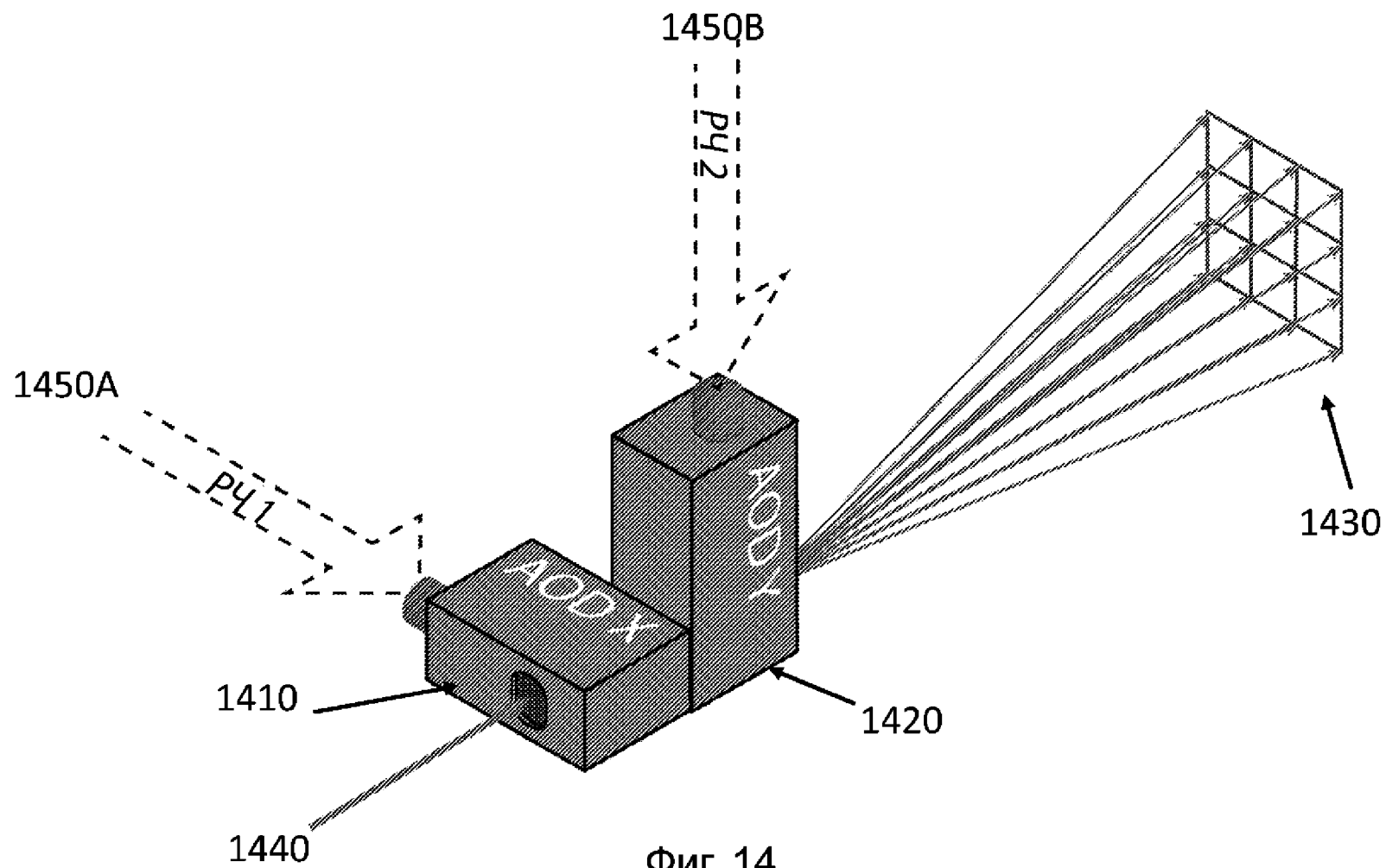
Фиг. 12

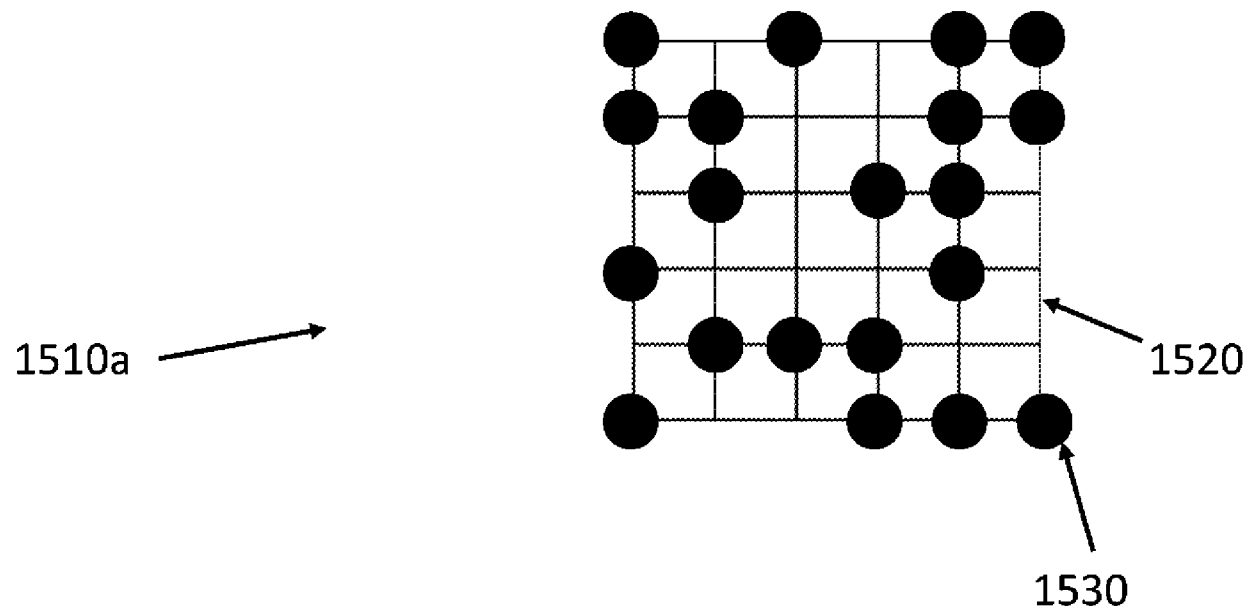


Фиг. 13А

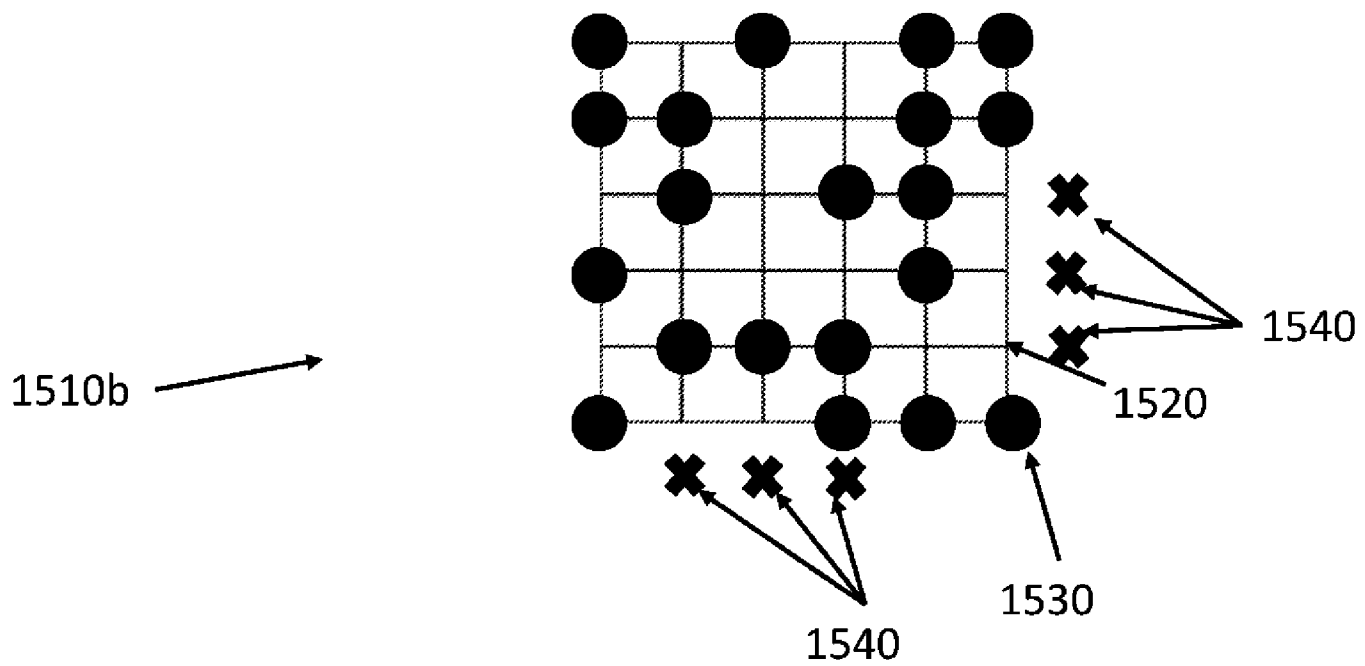


Фиг. 13В

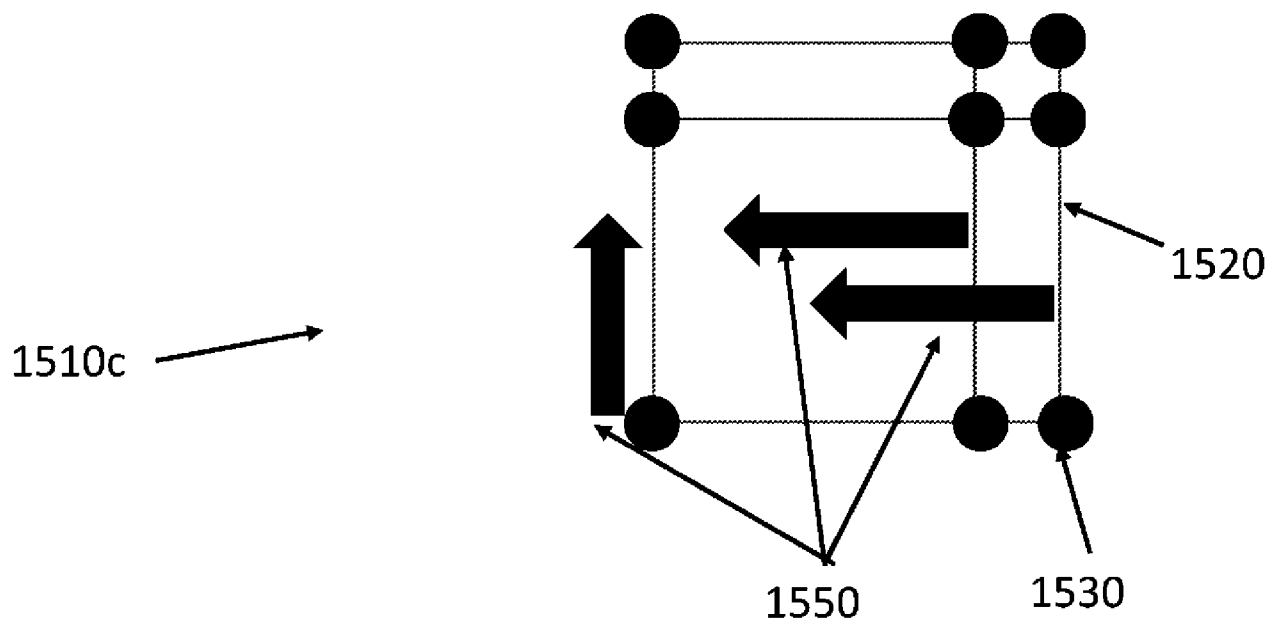




Фиг. 15А



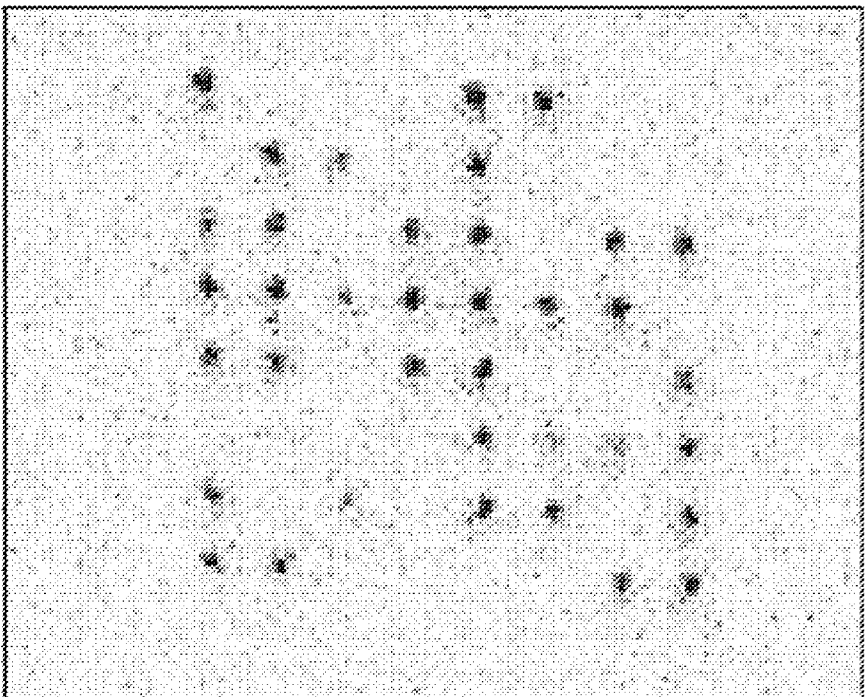
Фиг. 15В



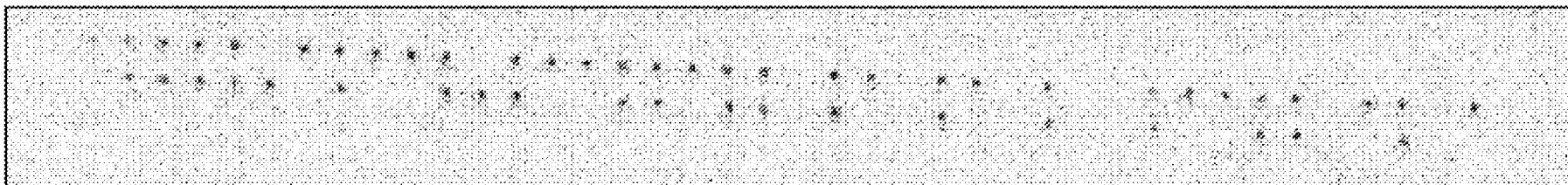
Фиг. 15С



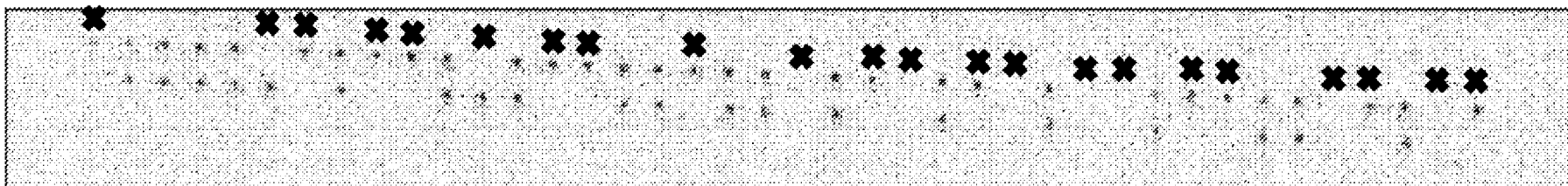
Фиг. 15D



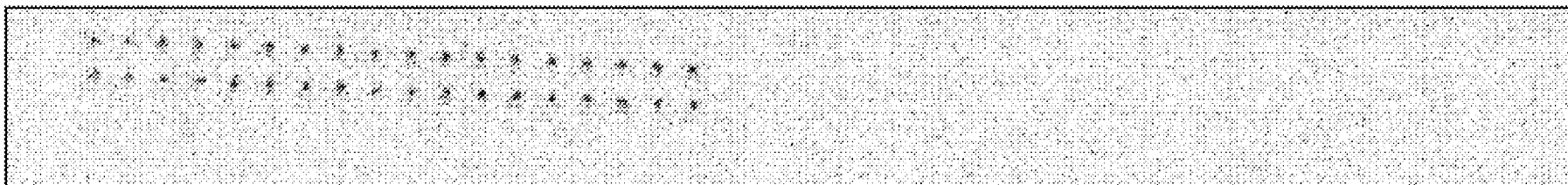
Фиг. 15Е



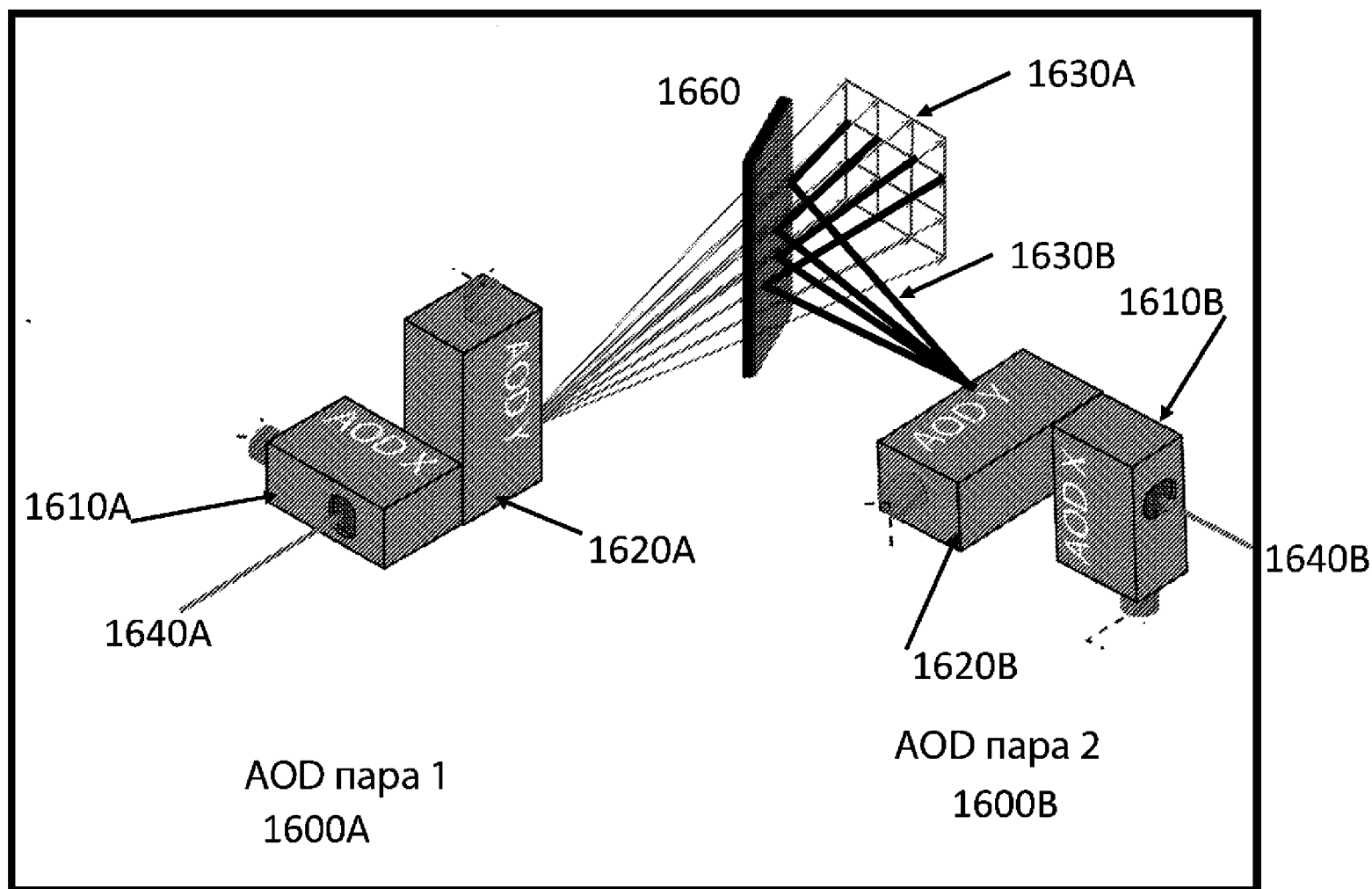
Фиг. 15F



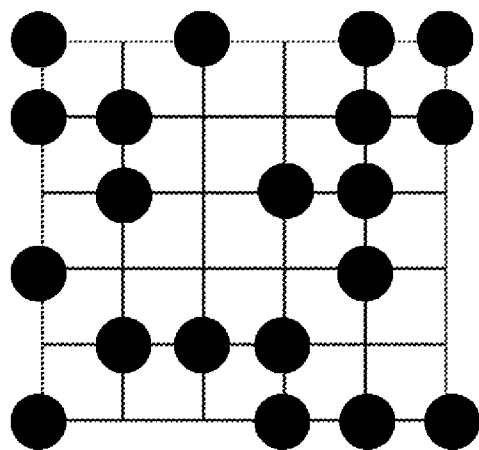
Фиг. 15G



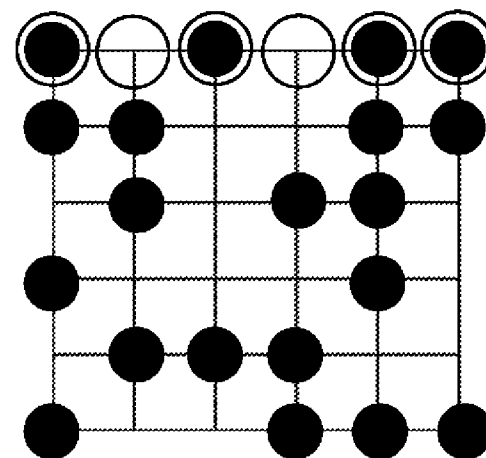
Фиг. 15H



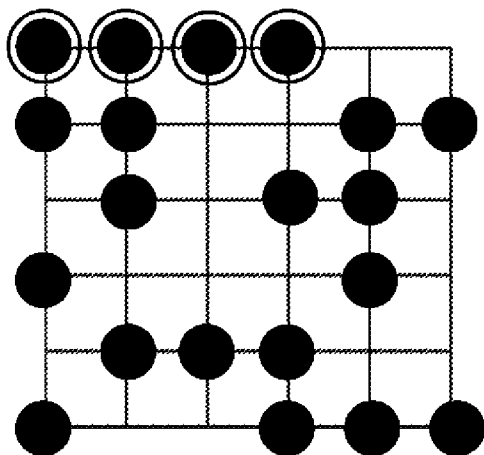
Фиг. 16



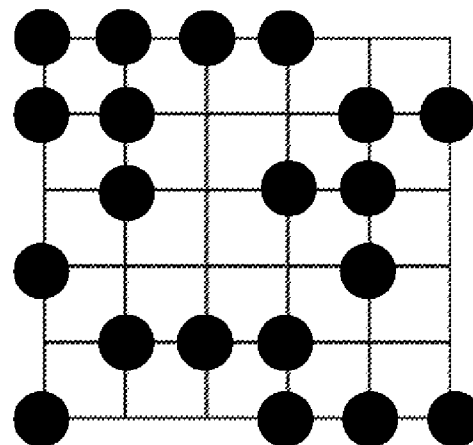
Фиг. 17А



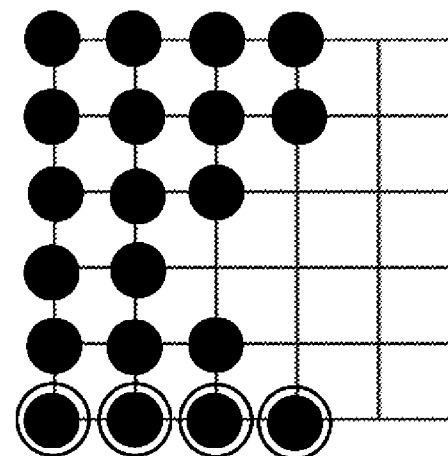
Фиг. 17В



Фиг. 17С

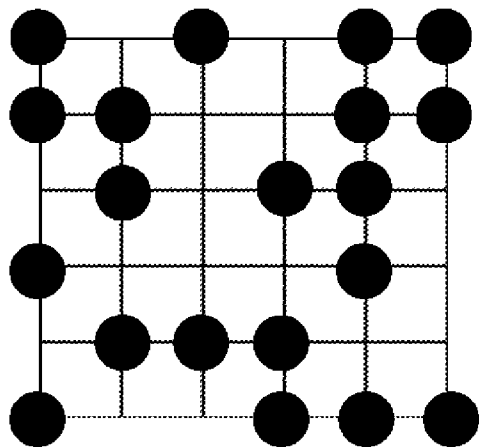


Фиг. 17D

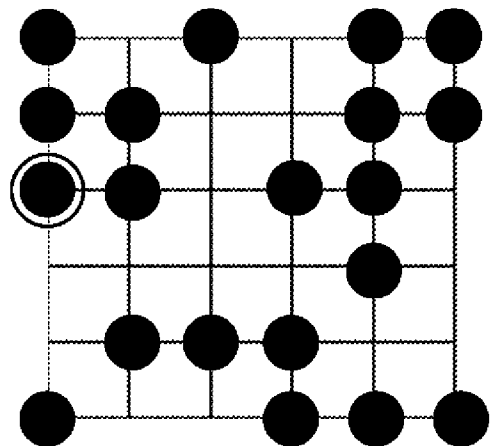
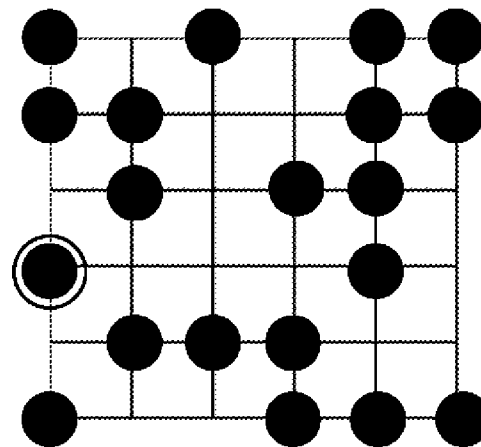


Фиг. 17Е

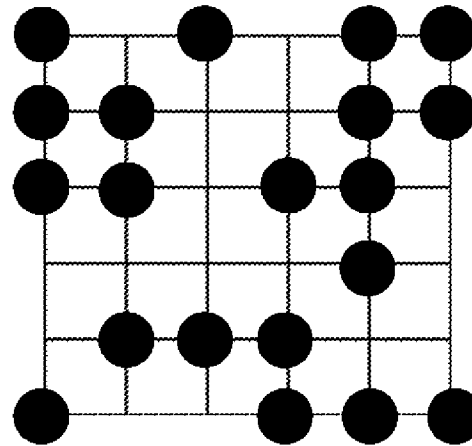
Фиг. 18А



Фиг. 18В

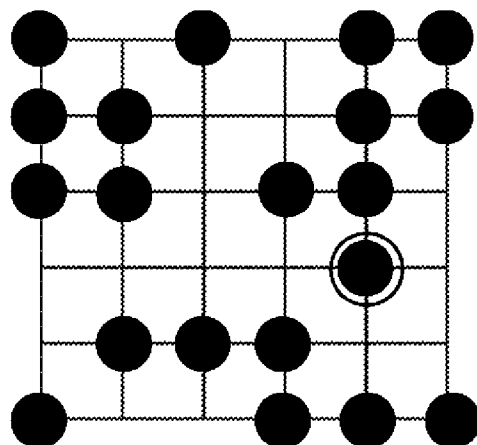


Фиг. 18С

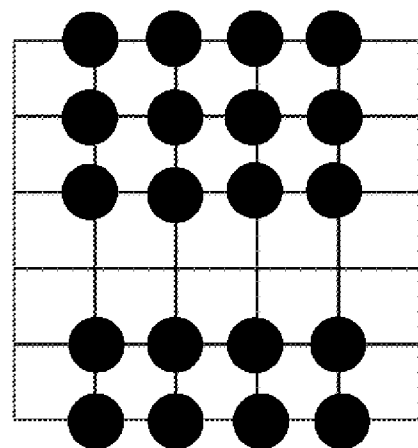
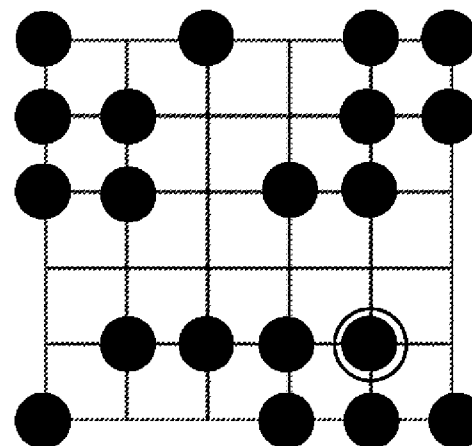


Фиг. 18D

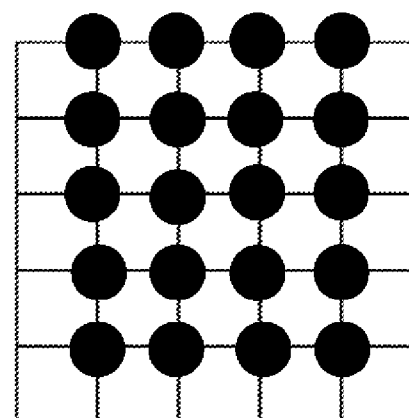
Фиг. 18Е



Фиг. 18F

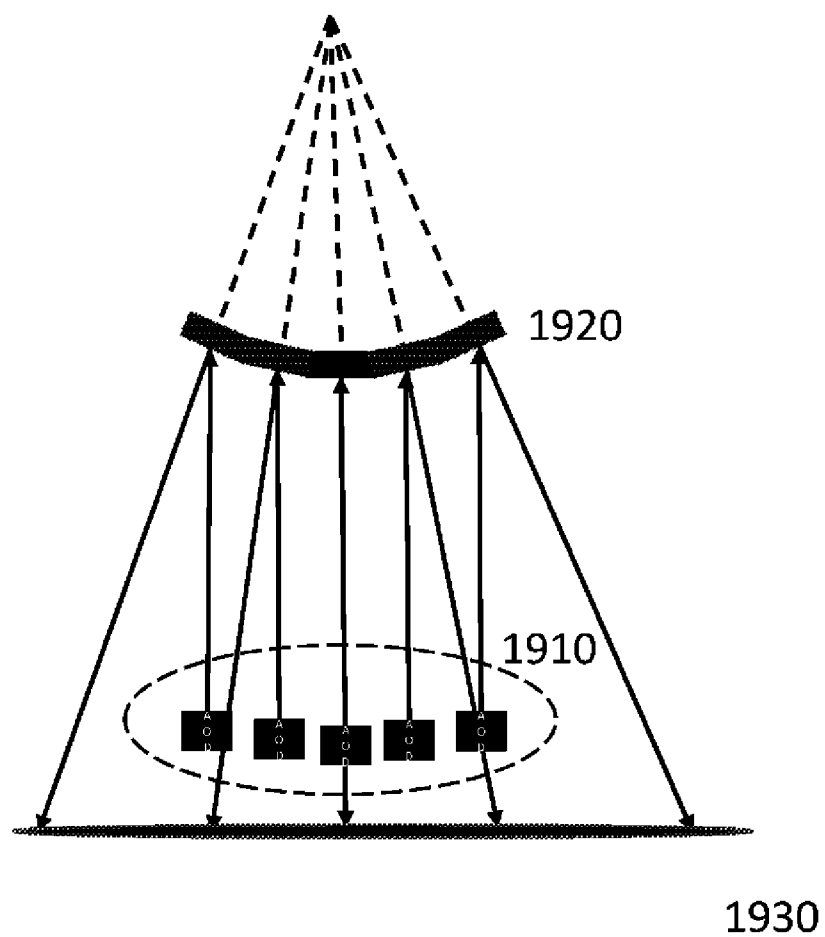


Фиг. 18G

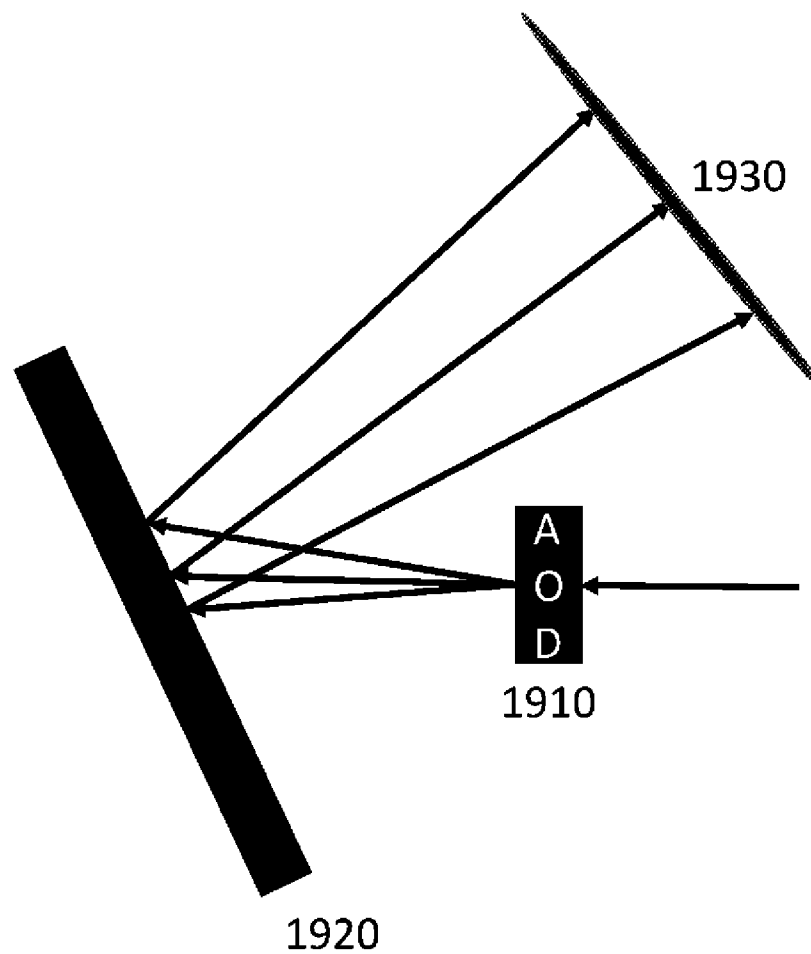


Фиг. 18H

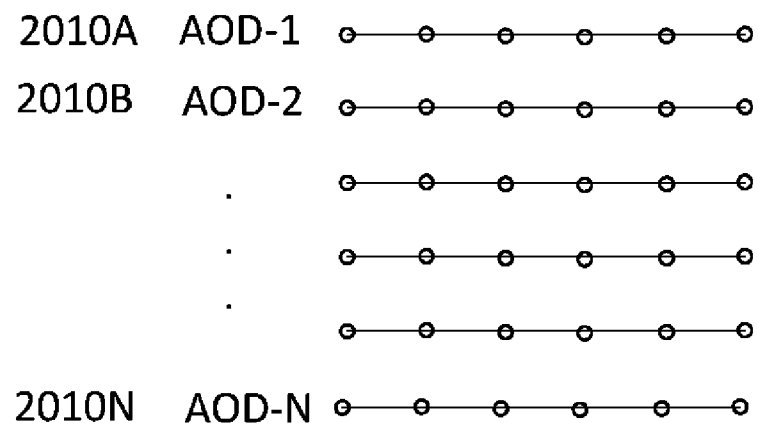
Фиг. 19А



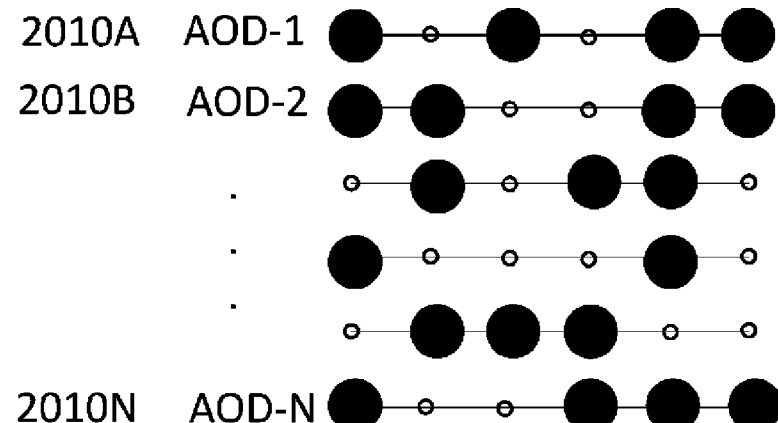
Фиг. 19В



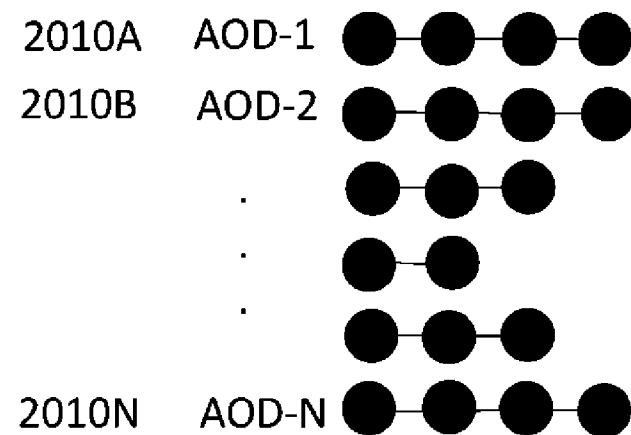
Фиг. 20А

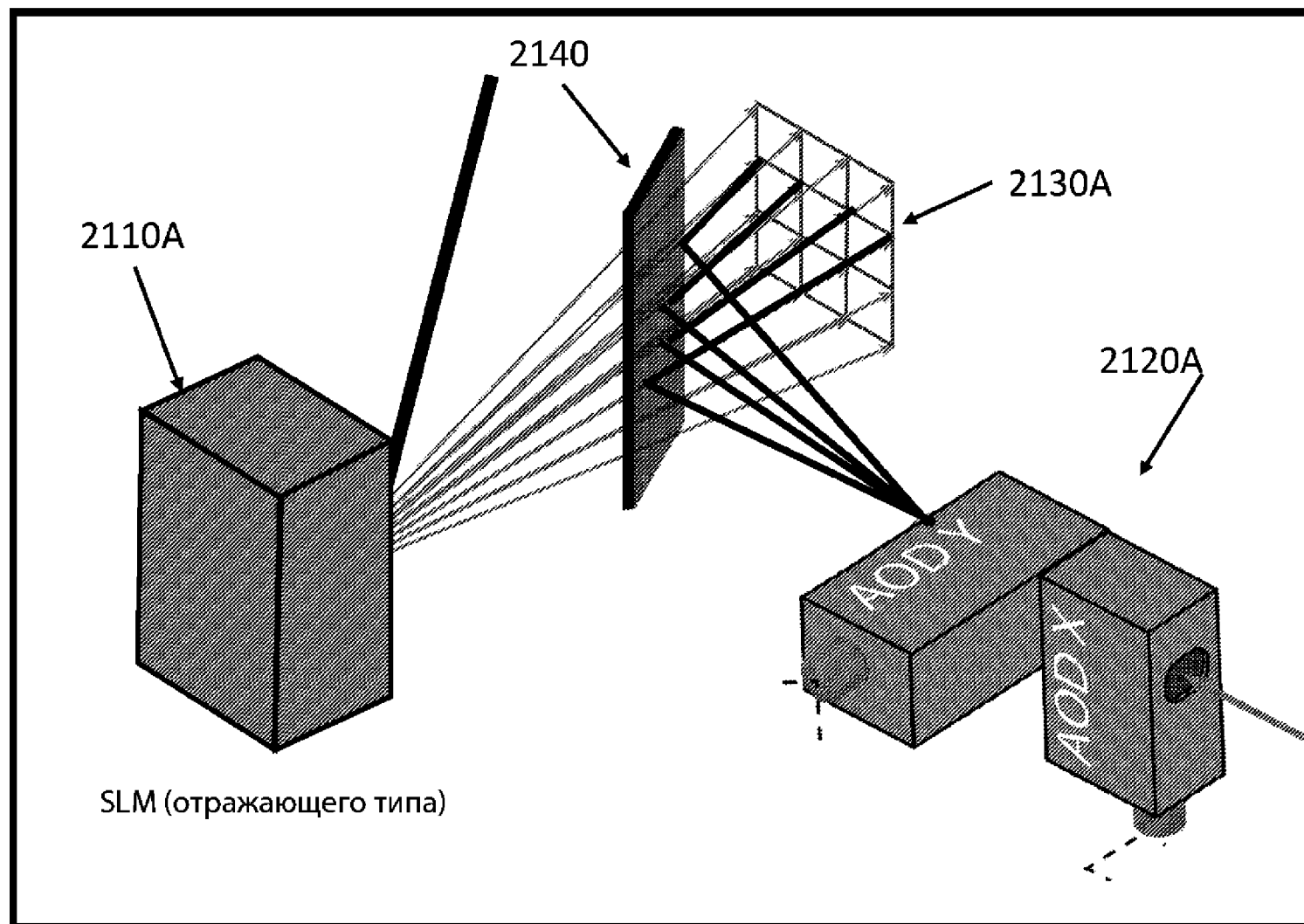


Фиг. 20В

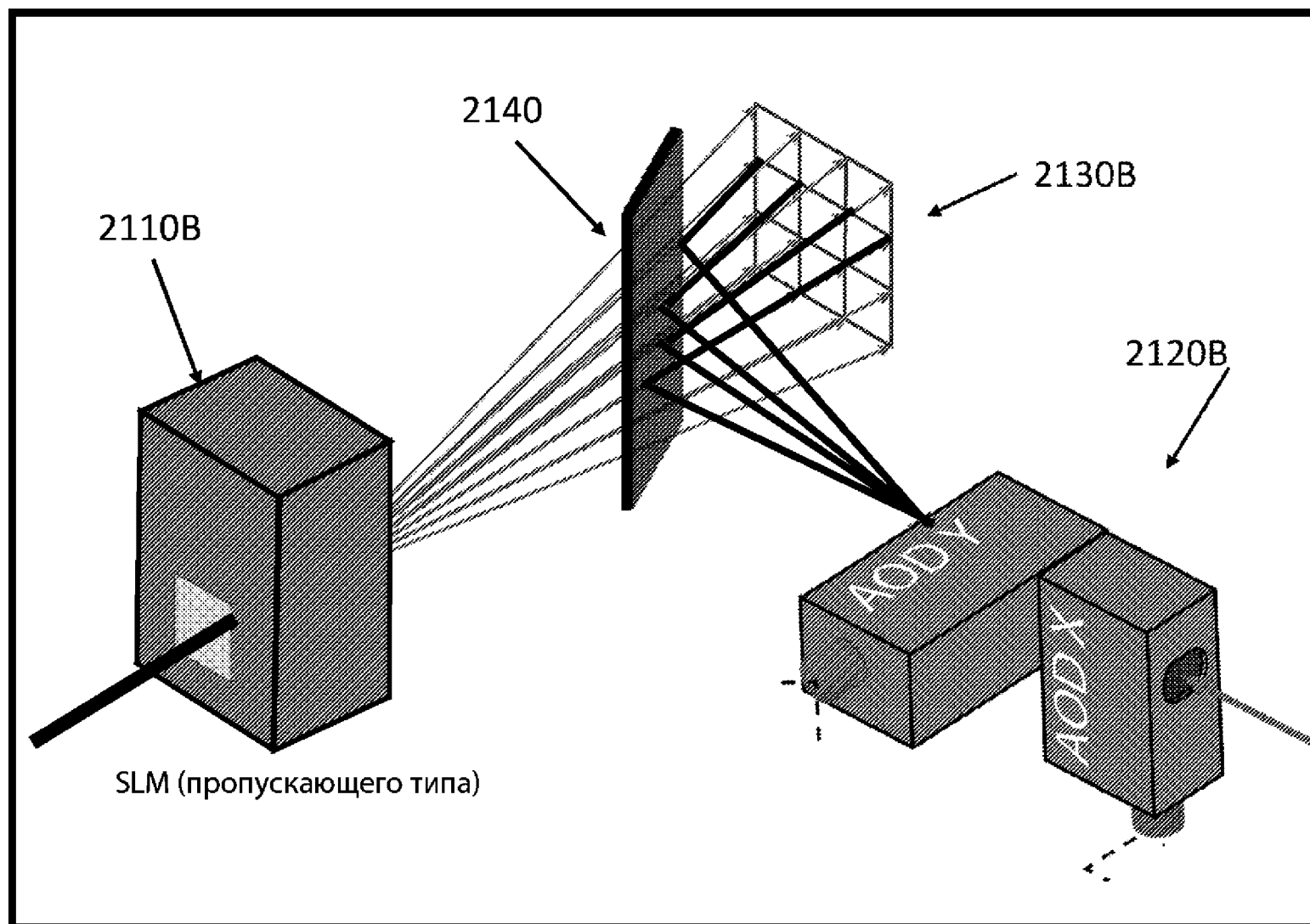


Фиг. 20С

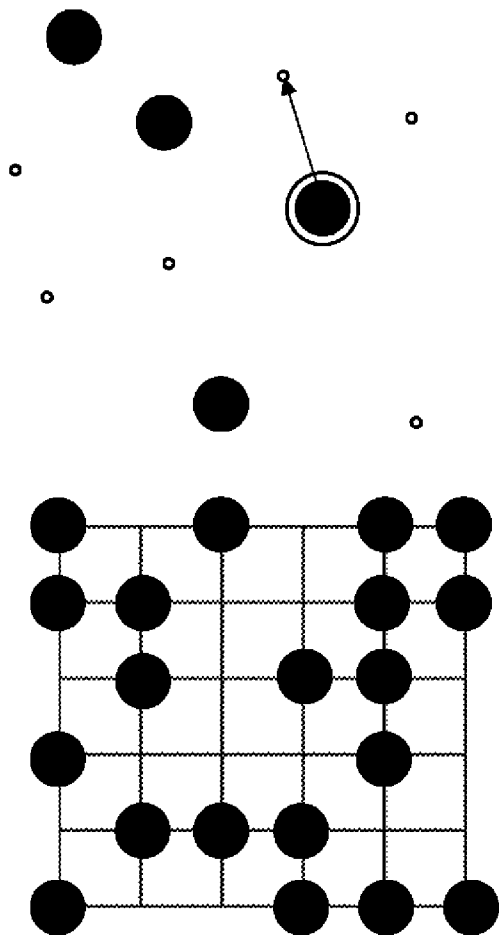




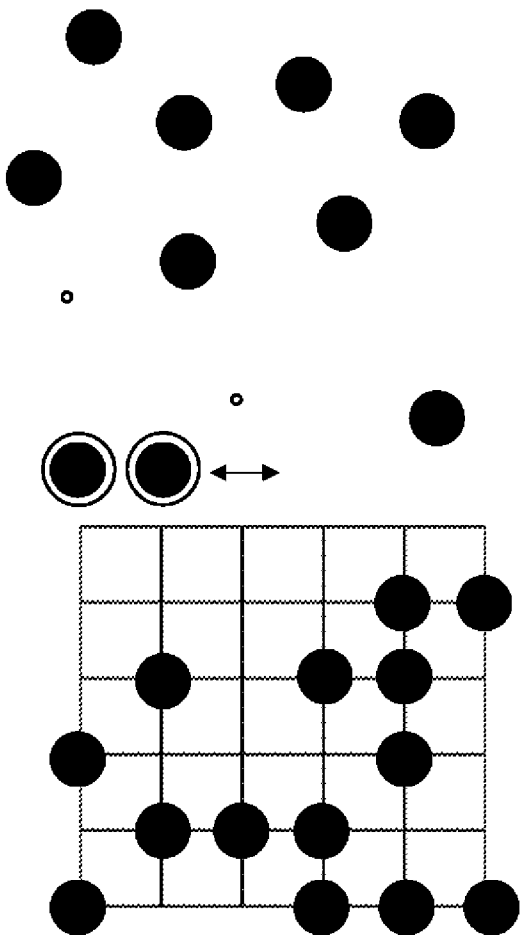
Фиг. 21А



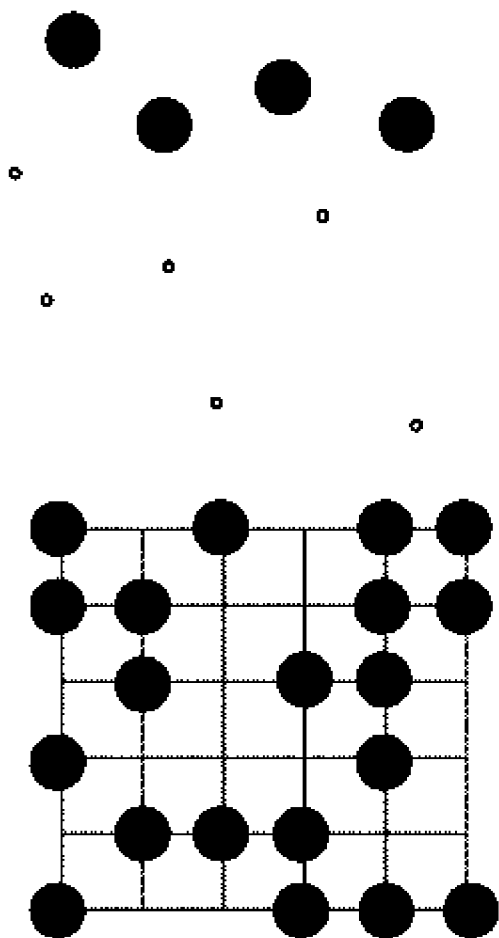
Фиг. 21В



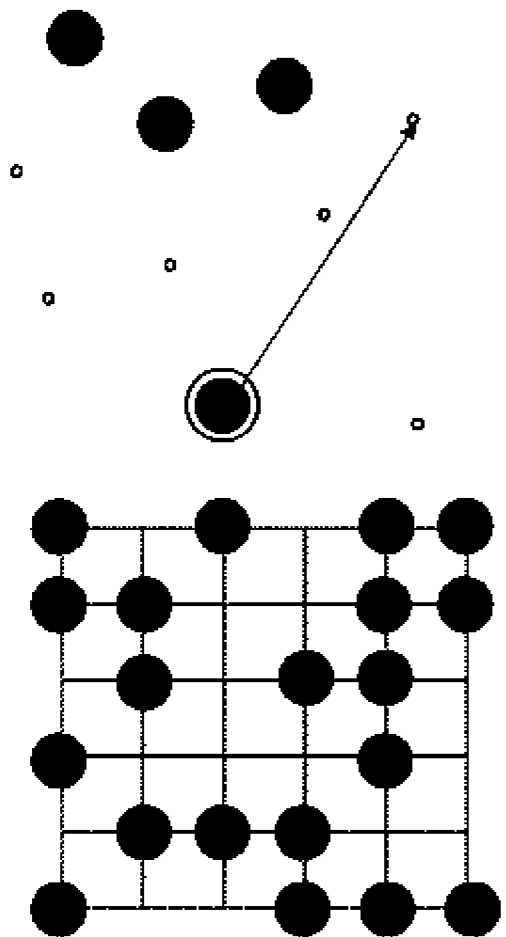
Фиг. 22В



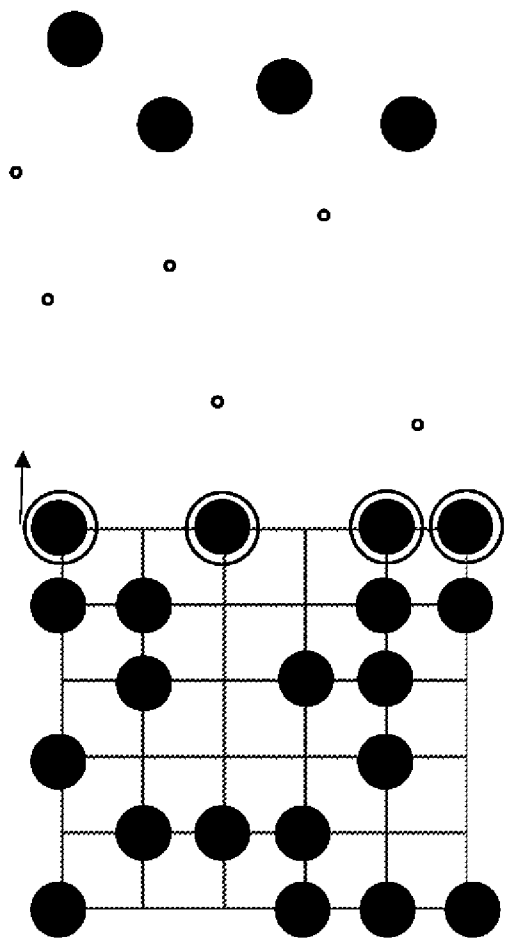
Фиг. 22А



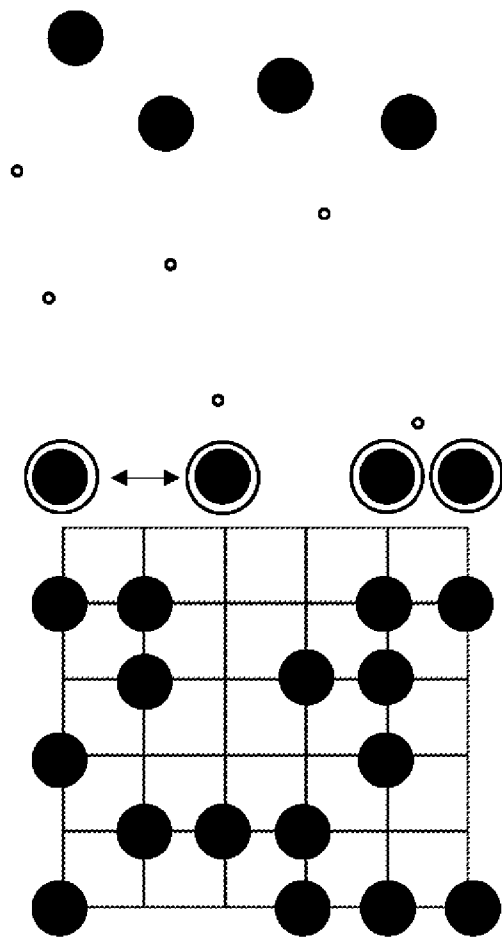
Фиг. 22D[†]



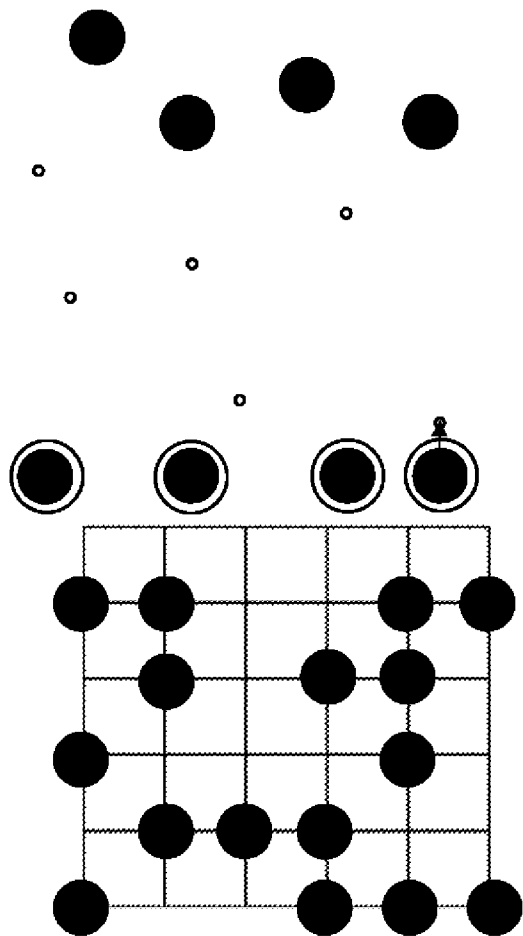
Фиг. 22С



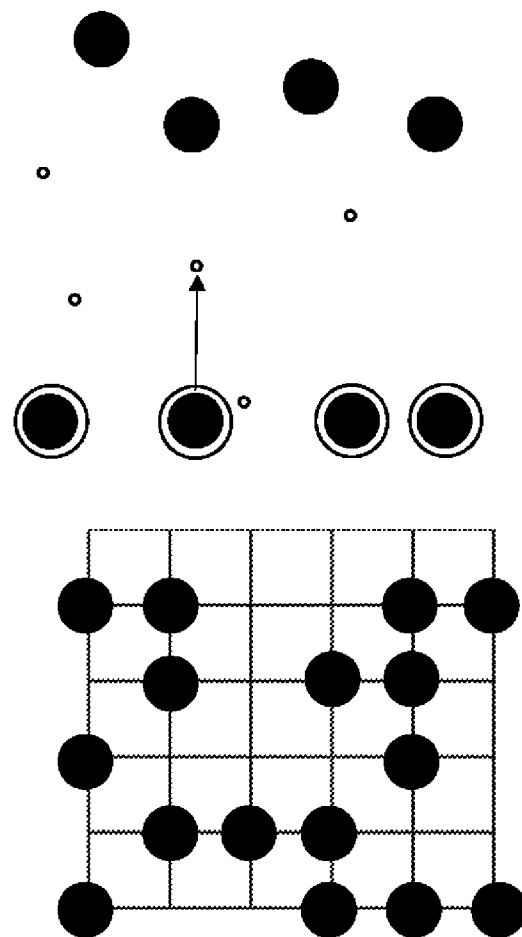
Фиг. 22Е



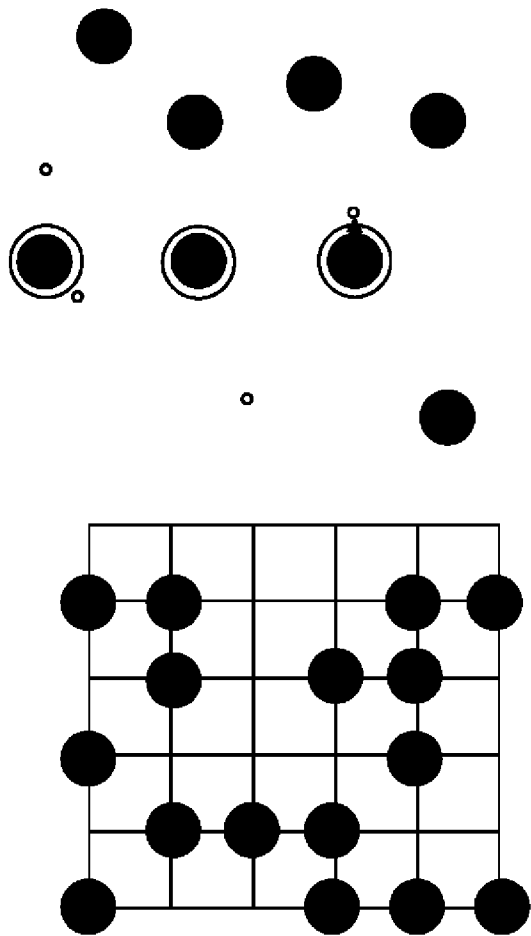
Фиг. 22F



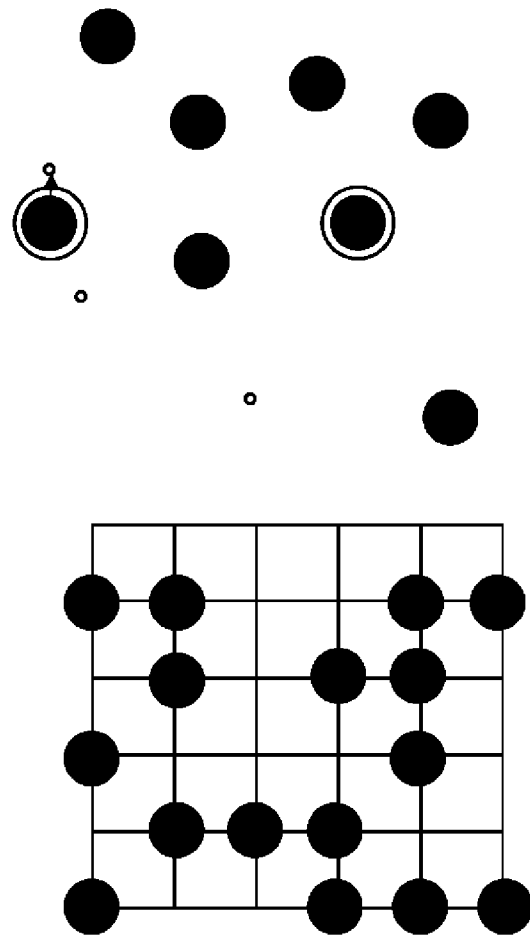
Фиг. 22G



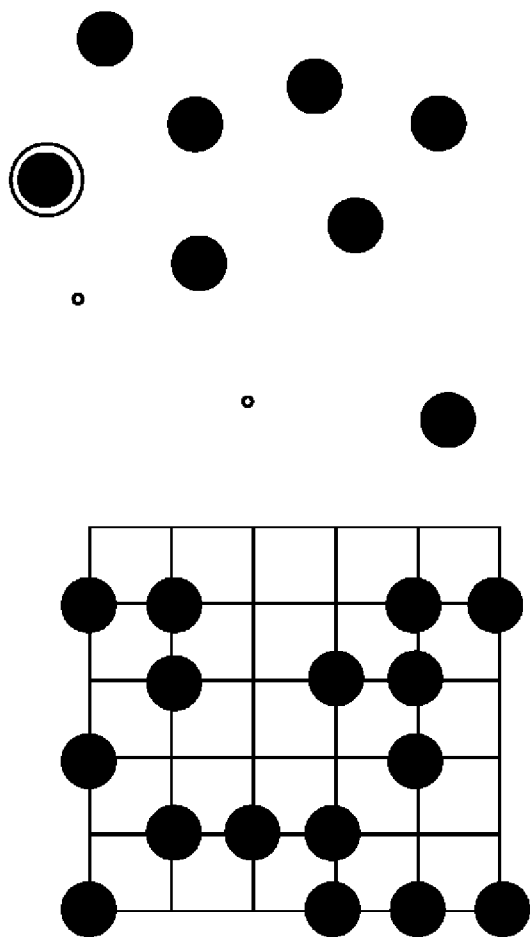
Фиг. 22H



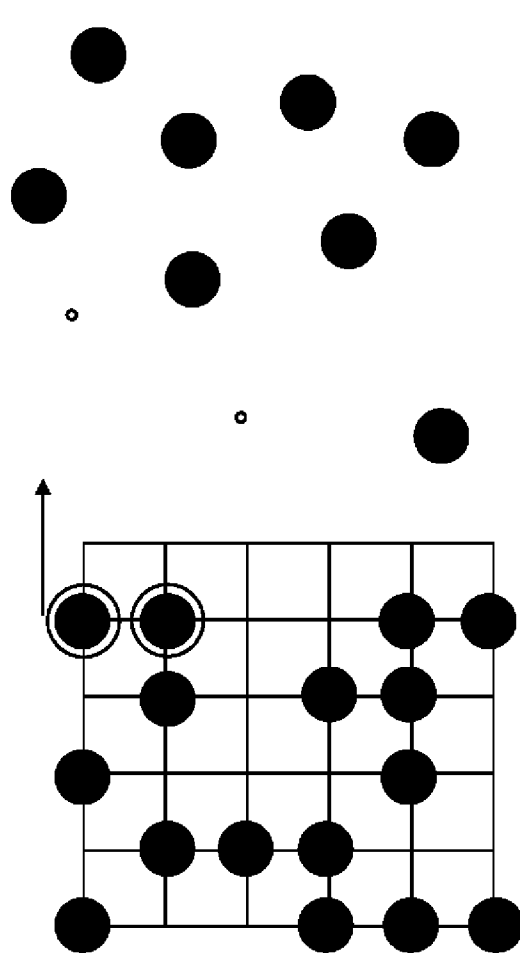
Фиг. 22I



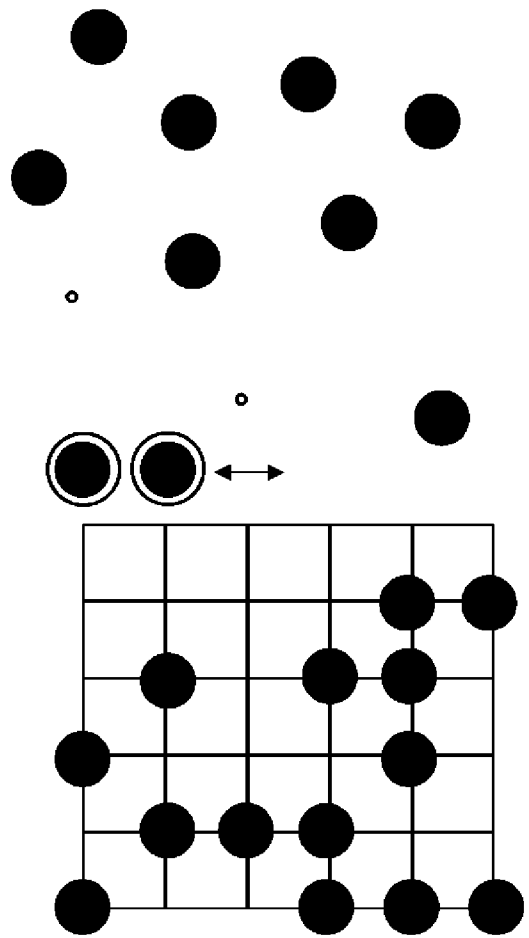
Фиг. 22J



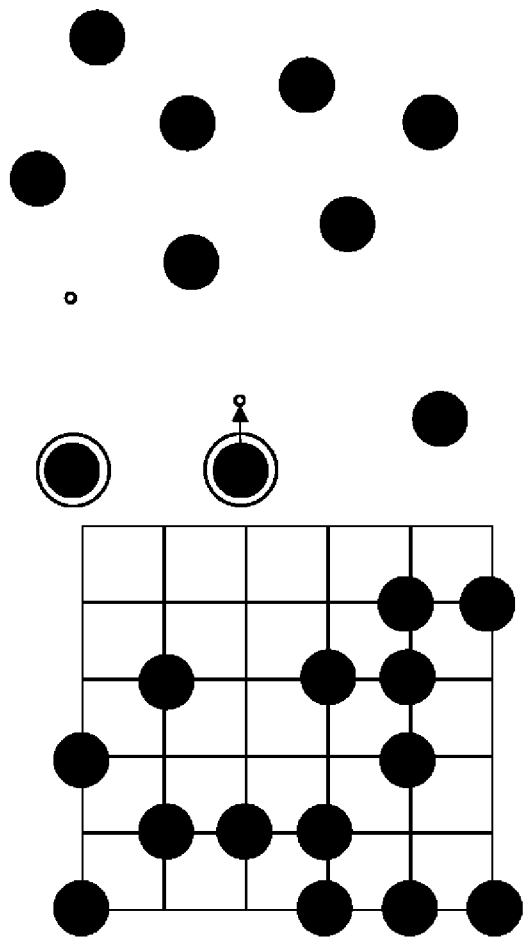
Фиг. 22K



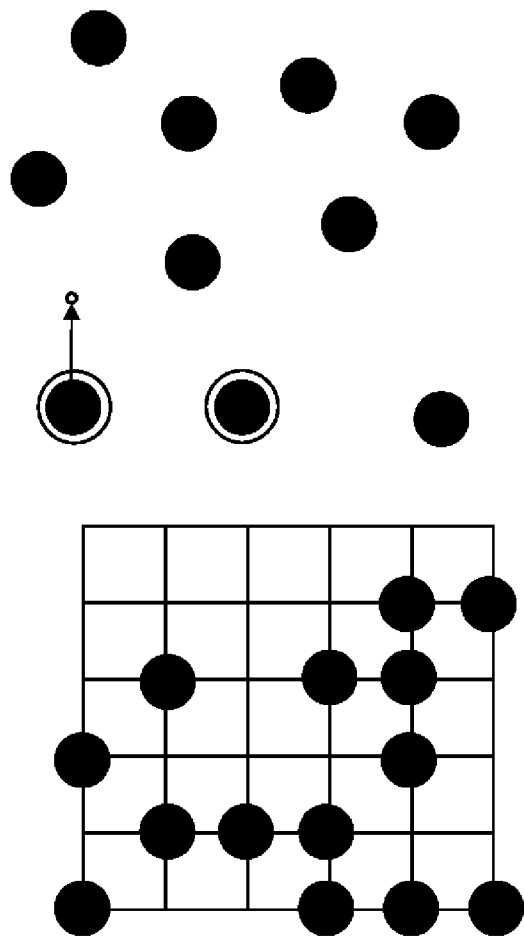
Фиг. 22L



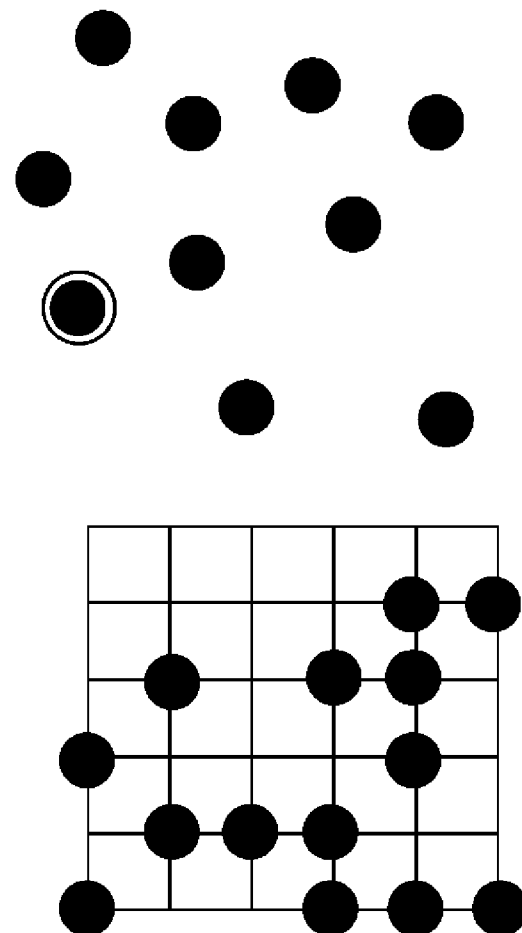
Фиг. 22М



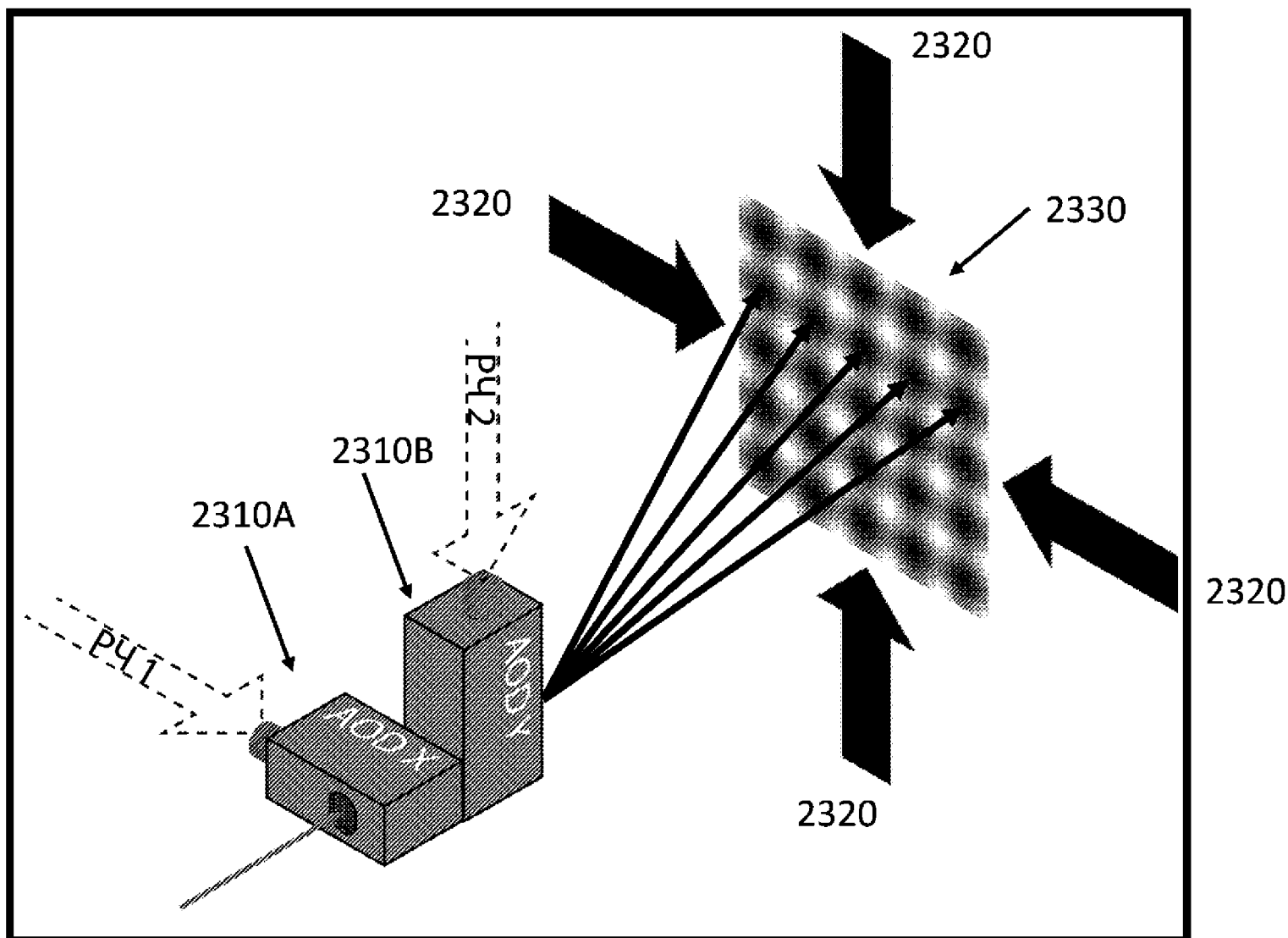
Фиг. 22N



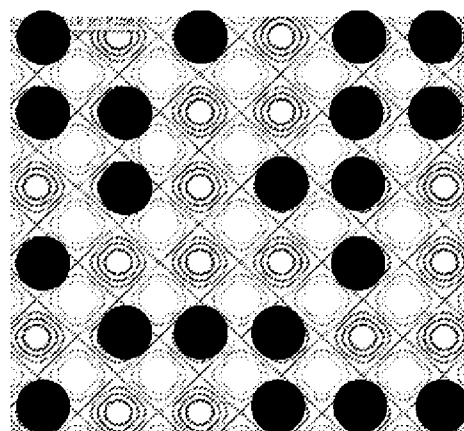
Фиг. 22О



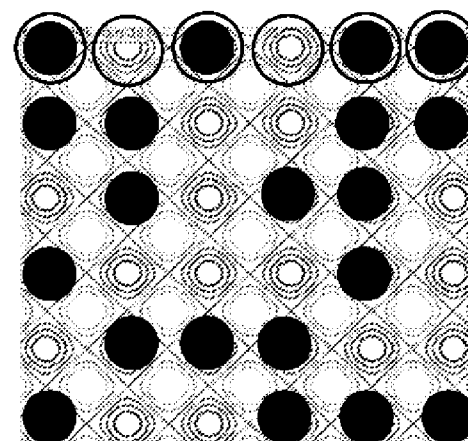
Фиг. 22Р



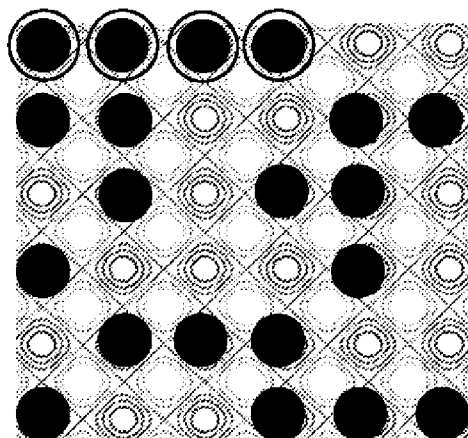
Фиг. 23



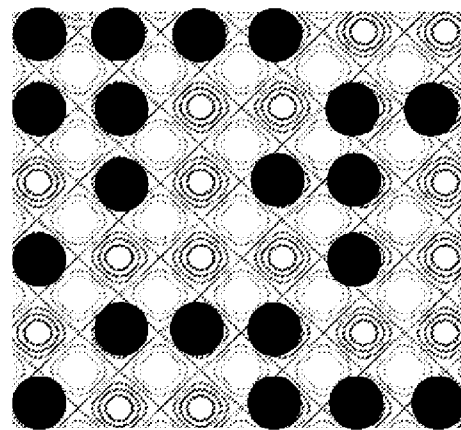
Фиг. 24А



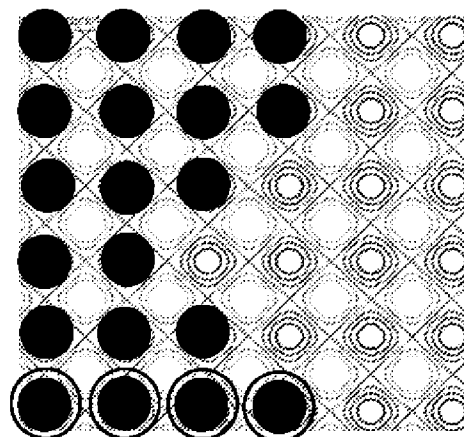
Фиг. 24В



Фиг. 24С

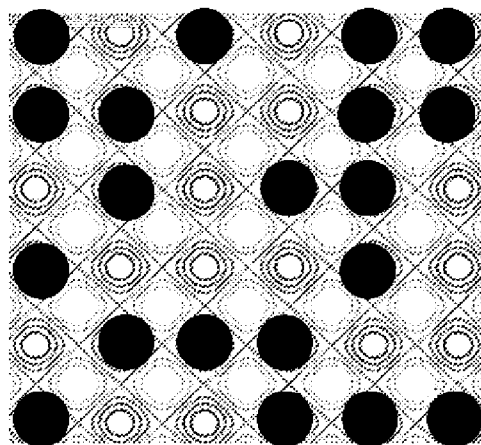


Фиг. 24D

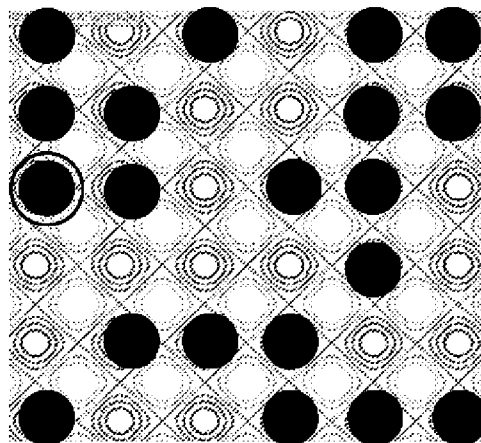
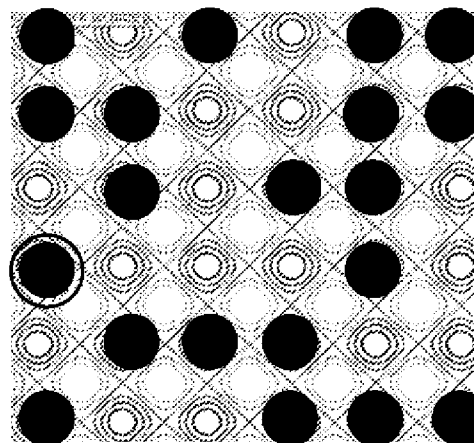


Фиг. 24Е

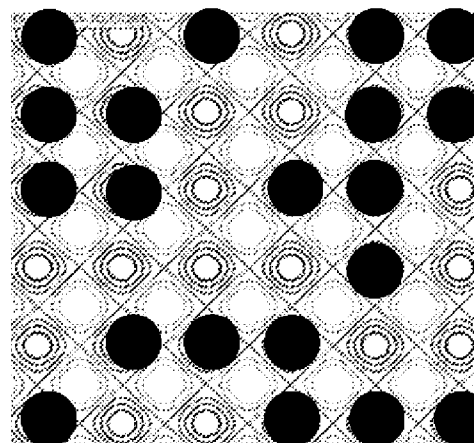
Фиг. 25А



Фиг. 25В

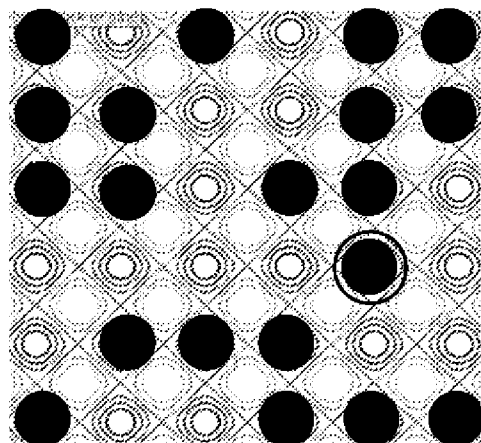


Фиг. 25С

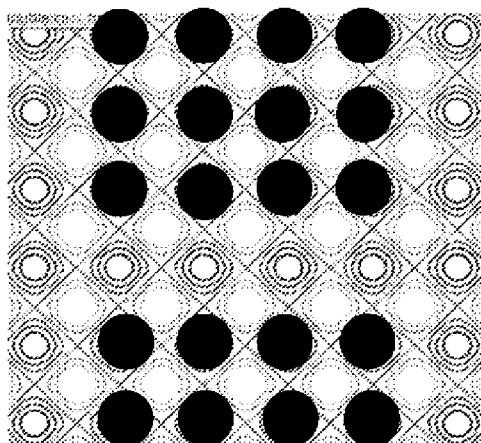
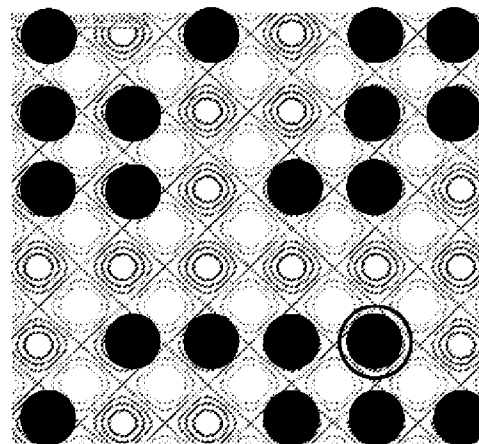


Фиг. 25D

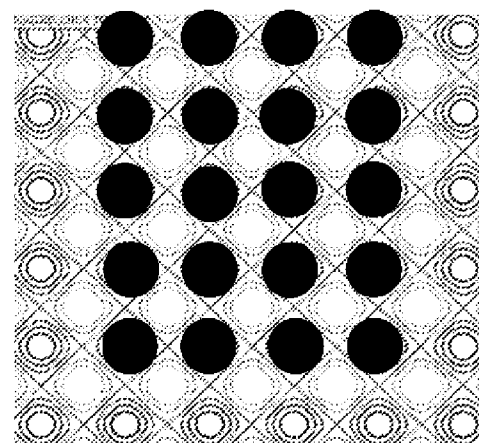
Фиг. 25Е



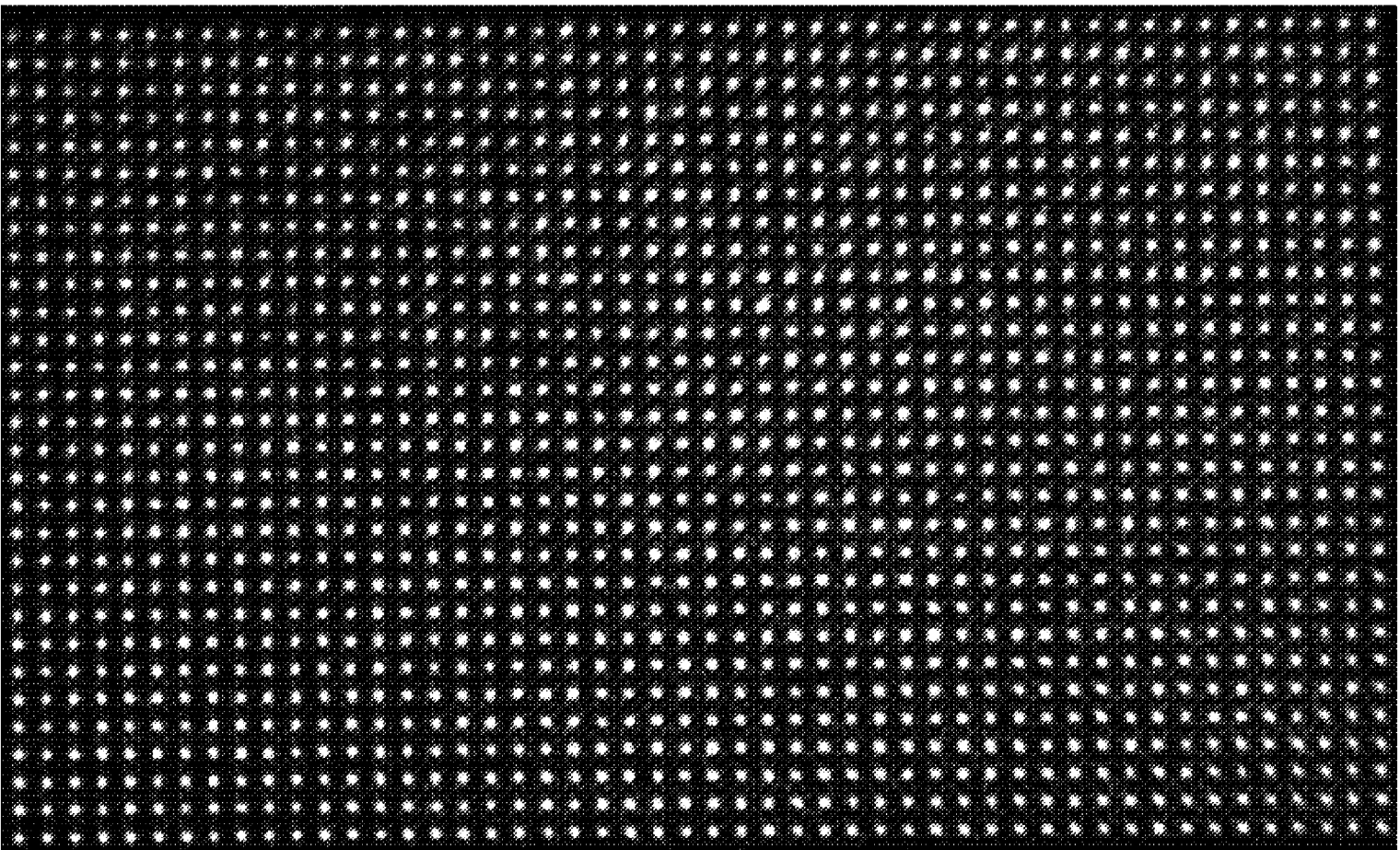
Фиг. 25F



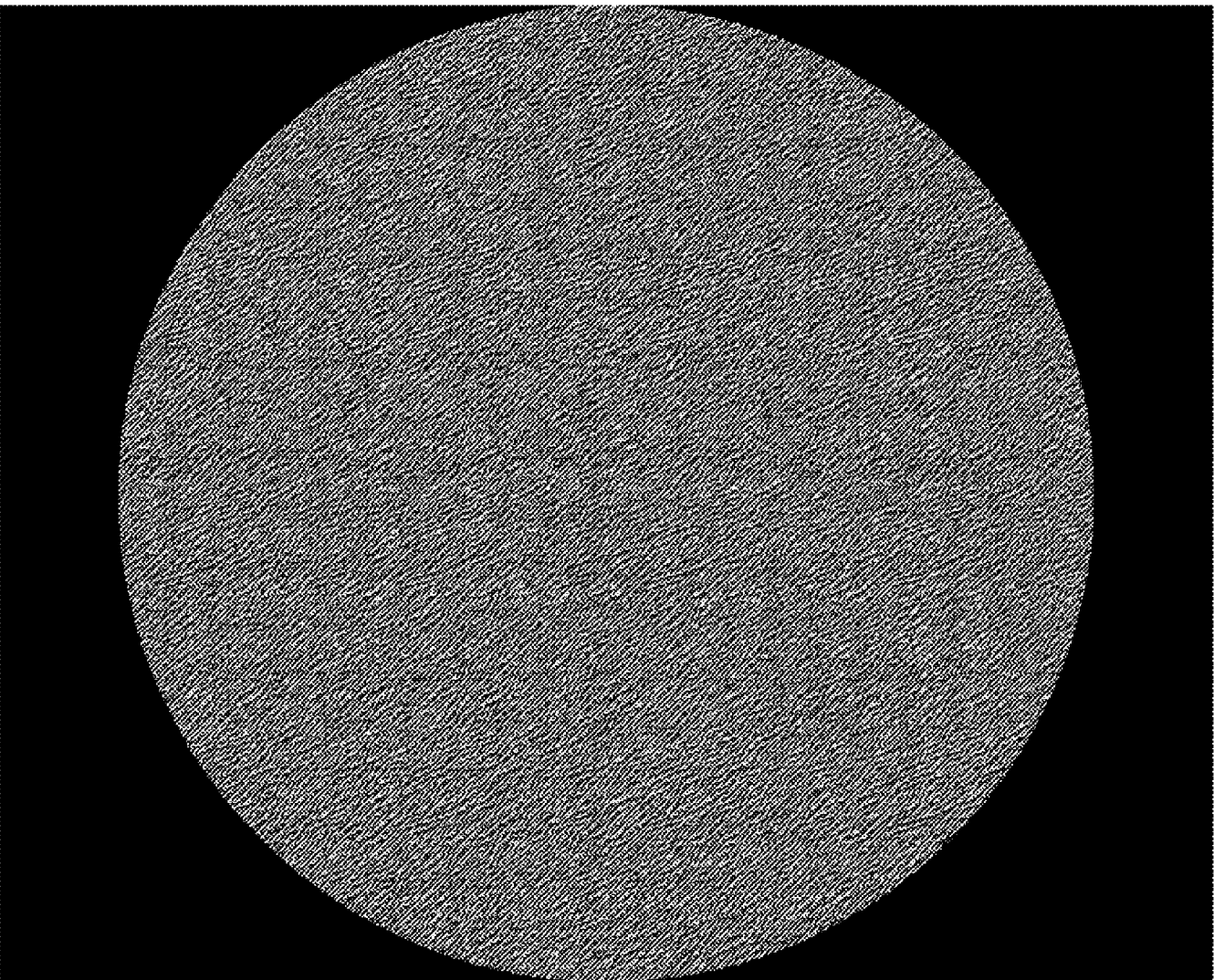
Фиг. 25G



Фиг. 25H



Фиг. 26



Фиг. 27