

УДК 539.184

Г.А. Вишнякова^{1,2}, А.Ю. Самокотин^{1,2}, А.В. Акимов^{1,2},
Н.Н. Колачевский^{1,2}, А.В. Соколов², В.Н. Сорокин^{1,2},
В.И. Юдин^{3,4,5}, А.В. Тайченачев^{3,4}

¹ Московский физико-технический институт (государственный университет)
141700, Долгопрудный, Московская область, Институтский переулок, 9
e-mail: gulnarav7@gmail.com

² Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, 119991, Москва, Ленинский проспект, 53

³ Институт лазерной физики СО РАН, 630090, Новосибирск, пр-т Лаврентьева, 13/3

⁴ Новосибирский государственный университет, 630090, Новосибирск, ул. Пирогова, 2

⁵ Новосибирский государственный технический университет
630092, Новосибирск, пр-т К. Маркса, 20

РЕЗОНАНС КОГЕРЕНТНОГО ПЛЕНЕНИЯ НАСЕЛЕННОСТИ В N-СИСТЕМЕ И ИССЛЕДОВАНИЕ ВОЗМОЖНОСТИ КВАНТОВОЙ ФИЛЬТРАЦИИ

В работе обсуждаются условия, необходимые для реализации источника однофотонных импульсов с помощью квантовой фильтрации на основе явления когерентного пленения населенности в атомных N-системах. Экспериментально в парах Rb получены зависимости характеристик темных резонансов от интенсивностей лазерных полей. В этих зависимостях наблюдаются ярко выраженные максимумы. Их положения определяют оптимальные интенсивности полей, при которых система может эффективно работать как однофотонный квантовый фильтр. Показано, что в условиях эксперимента оптимальное отношение интенсивностей излучения перекачивающего (780 нм) и накачивающего (795 нм) лазеров составляет $0,5 \div 1,7$.

Ключевые слова: когерентное пленение населенности, однофотонный импульс, квантовая фильтрация, N-система, Rb, однофотонный квантовый фильтр.

Введение

Когерентное пленение населенности (КПН) является квантовым интерференционным эффектом, возникающим в широком классе многоуровневых атомных систем под действием многочастотного электромагнитного поля. Классическим объектом для исследования КПН является трехуровневая Λ -система, облучаемая двухчастотным световым полем [1, 2]. При выполнении особых частотных и фазовых соотношений в этой системе возникает суперпозиционное состояние (получившее название «темного» состояния), невзаимодействующее с возбуждающим электромагнитным полем. Находясь в этом состоянии, атомы перестают поглощать и переизлучать свет. В эксперименте это проявляется как узкий провал в контуре линии поглощения или люминесценции. В

последние 15 лет КПН неизменно является предметом фундаментальных исследований и прикладных разработок в областях прецизионной спектроскопии [2], метрологии [3], магнитометрии [4] и др.

Теоретические и экспериментальные работы по хранению и преобразованию световых импульсов с помощью когерентных возбуждений в атомной среде [5, 6, 7] привлекли внимание к исследованию обобщенных темных состояний (ОТС) в системе (атом+поле). В работе [8] было показано, что ОТС могут возникать как в классическом (когерентные состояния света), так и в квантованном (n-фотонные, или фоковские, состояния света) поле. Наиболее интересным является рассмотрение ОТС в системах атомных уровней, образующих при взаимодействии со световыми полями так называемые N-цепочки (рис. 1). N-цепочка представляет из

себя последовательность Λ -систем, дополненную одним резонансным переходом. За счет этого дополнительного перехода, играющего роль канала распада темного состояния, в такой системе в классическом поле КПН не возникает¹. Тем не менее, теоретическое рассмотрение взаимодействия такой системы со световым полем в рамках формализма вторичного квантования показывает, что ОТС может формироваться и для таких систем. Однако для этого требуется выполнение специфического условия: поле, резонансное с дополнительным переходом, должно быть квантованным, причем максимальное число фотонов в нем должно совпадать с длиной N -цепочки L (то есть с количеством Λ -систем в ее составе).

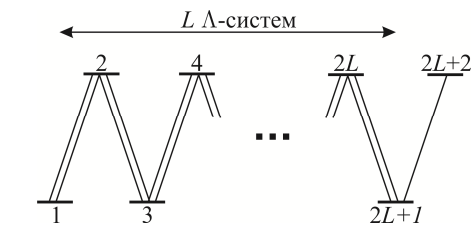


Рис. 1. N -цепочка длины L .

В связи с этим в работе [8] была высказана идея квантового фильтра, которая состоит в следующем. Пусть в оптически толстую среду, состоящую из атомов, система уровней которых формирует N -цепочку, поступает сильная световая волна σ^- поляризации (волна накачки) и одновременно слабый сигнальный (пробный) импульс σ^+ поляризации, в котором содержится больше L фотонов. Поскольку непоглощающее состояние КПН не формируется, кванты поля сигнального импульса начнут поглощаться и рассеиваться средой. Рассеяние будет происходить до тех пор, пока количество фотонов не снизится до L , при котором возникает ОТС. После этого импульс будет распространяться в среде без рассеяния. На выходе из среды после блокировки сильной волны (например, по поляризации) получим L -фотонный сигнальный импульс. Таким образом, ожида-

ется, что система будет работать в качестве квантового фильтра, который можно положить в основу нового типа источника фоковских состояний света. Такие источники находят применение в качестве инструментов в экспериментах по квантовой оптике и в квантовых системах передачи информации [9].

Для реализации квантового КПН-фильтра в стабильных бозонных изотопах ^{133}Cs , ^{85}Rb , ^{87}Rb , наиболее удобных для практического использования КПН, в [10] было предложено использовать магнитное поле для создания в двухчастотном поле $\sigma^+ - \sigma^-$ эффективной N -цепочки атомных уровней. Однако в слабых магнитных полях ввиду целочисленности полного момента F и линейности эффекта Зеемана по магнитному квантовому числу m_F в указанных изотопах формируются только Λ - или V -цепочки (нижними уровнями цепочек рассматриваем магнитные подуровни одного из сверхтонких компонентов основного состояния). Поэтому было предложено использовать сильные магнитные поля, в которых эффект Зеемана становится нелинейным по m_F . В этом случае Λ -цепочки становятся неэквидистантными: нижние энергетические расщепления в каждом из Λ -звеньев отличаются друг от друга (рис. 2).

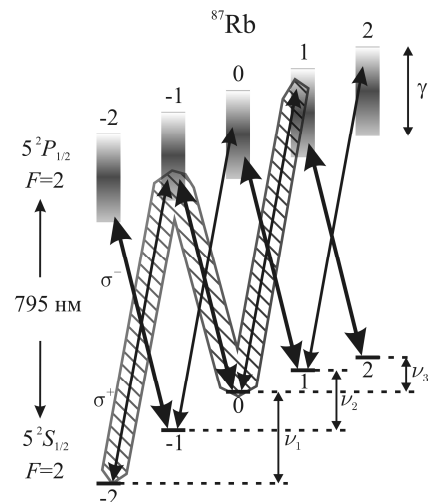


Рис. 2. Образование эффективной N -цепочки в атоме ^{87}Rb при взаимодействии с сильным накачивающим σ^- полем и слабым сигнальным σ^+ полем за счет нелинейного сдвига зеемановских подуровней в магнитном поле. Цифрами указаны магнитные квантовые числа m_F , ширина верхнего уровня обозначена γ , расщепления нижних уровней ν_1, ν_2, ν_3 .

¹ Хотя полностью непоглощающее состояние и не формируется, поглощение в резонансе КПН подавлено и это наблюдается в эксперименте в [13].

В рамках задачи квантовой фильтрации можно считать, что N-цепочка состоит из Λ -части и дополнительного «плеча» (рис. 1). Первая отвечает за распространение в среде L -фотонного импульса без поглощения, второе определяет, насколько быстро будут рассеиваться фотоны из импульса, если их больше L . Формирование темных состояний в Λ -системе не зависит от квантового состояния поля [8]. Поэтому вероятность распространения без поглощения L -фотонного импульса в атомной среде с N-цепочкой подуровней будет определяться эффективностью возбуждения темных резонансов в Λ -части N-цепочки в классических полях с большим числом фотонов в моде.

Одним из важных условий реализации квантового КПН-фильтра является пространственное размещение сигнального импульса длительностью τ внутри кюветы. При проверке этого условия необходимо учитывать уменьшение групповой скорости света на несколько порядков для сигнального импульса в резонансе КПН [11, 12]. Длительность импульса не должна превышать время его распространения через кювету. Увеличение этого времени в условиях резонанса КПН в свою очередь определяется отношением амплитуды и ширины резонанса – его важнейших характеристик. Амплитуда, в частности, определяет долю атомов, находящихся в темном состоянии. Чем больше амплитуда, тем эффективнее будет работать квантовый фильтр. С другой стороны, сигнальный импульс не может быть слишком коротким, поскольку спектральная ширина импульса $1/\tau$ не должна превышать ширину δ резонанса КПН, иначе однофотонный импульс не сможет распространяться в среде без рассеяния.

Другой существенной характеристикой системы является уровень пропускания света вне резонанса КПН («фон», см. также рис. 4 ниже). Это уровень определяется как поглощением света в кювете, так и эффективностью блокировки накачивающего пучка на выходе из активной среды. Отношение амплитуды резонанса к

фону аналогично отношению сигнал/шум, которое будет определять эффективность квантового фильтра при заданной чистоте n -фотонных состояний.

В работе [13] были экспериментально исследованы резонансы КПН на линии $5^2S_{1/2} (F=2) \leftrightarrow 5^2P_{1/2} (F=1)$ ^{87}Rb в сильном магнитном поле методом частотно-модуляционной спектроскопии. В настоящей работе проведено экспериментальное исследование темных резонансов в слабом магнитном поле в цепочке Λ -систем, в таком же режиме возбуждения, какой предполагается использовать в прототипе однофотонного КПН-фильтра. Фактически мы работали с Λ -частью N-цепочки, формирующейся на таком переходе в сильном магнитном поле. Целью данного исследования является определение оптимальных параметров схемы возбуждения ^{87}Rb (в первую очередь интенсивностей лазерных полей), обеспечивающих максимальную эффективность фильтрации. Знание допустимых значений параметров является критическим для реализации квантового КПН-фильтра по описанной схеме.

В отличие от [13] в данной работе был выбран переход:

$$5^2S_{1/2} (F=2) \leftrightarrow 5^2P_{1/2} (F=2),$$

поскольку для него при взаимодействии с сильным σ^- полем не происходит оптическая накачка на подуровни, не входящие в N-цепочку. В этом случае накачка происходит лишь на подуровень с минимальным значением $m_F = -2$, в то время как для перехода $5^2S_{1/2} (F=2) \leftrightarrow 5^2P_{1/2} (F=1)$ накачиваются сразу два магнитных подуровня ($m_F = -2$ и $m_F = -1$), из которых только один ($m_F = -2$) входит в N-цепочку. Атомы, оказавшиеся вне N-цепочки, не будут попадать в темное состояние и будут рассеивать фотоны из сигнального поля даже в случае однофотонного импульса.

Экспериментальная установка и методика измерений

Ядром экспериментальной установки (рис. 3) является подогреваемая до 30–80°C кювета с парами изотопически обогащенного ^{87}Rb и буферным газом Ne при

давлении 1 кПа. Кювета помещена в соленоид с дополнительными подмотками, обеспечивающий создание магнитного поля с индукцией B и неоднородностью на длине кюветы не более $5 \cdot 10^{-4}$. Соленоид помещен в двухслойный магнитный экран для подавления неоднородного лабораторного магнитного поля (остаточная неоднородность не превышает 0,2 мГс). Буферный газ позволяет уменьшить времяпролетное уширение [14] и достигнуть существенного увеличения спектральной ширины верхних уровней за счет столкновительного уширения (с 6 до порядка 150 МГц). Такое увеличение позволяет сигнальному и накачивающему лазерным полям оставаться в резонансе с переходами ^{87}Rb при смещении зеемановских подуровней в магнитном поле. Это обеспечивает оптическую накачку в состоянии $5^2S_{1/2}(F=2, m_F=-2)$ и функционирование всех звеньев N-цепочки в условиях нелинейного эффекта Зеемана.

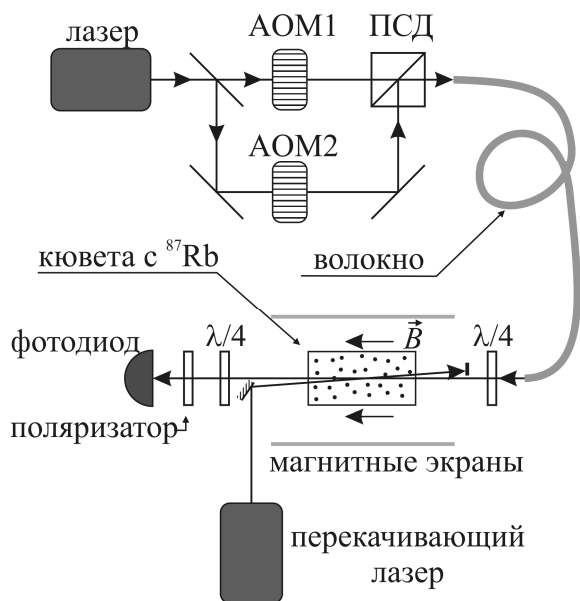


Рис. 3. Схема экспериментальной установки. ПСД обозначает поляризационный светоделитель.

Источником света в установке служит полупроводниковый лазер с внешним резонатором (далее «основной лазер»), работающий на длине волны 795 нм и стабилизированный по линии насыщенного поглощения на переходе $5^2S_{1/2}(F=2) \leftrightarrow 5^2P_{1/2}(F=2)$, регистрируемой в отдельной кювете с парами ^{87}Rb . Излучение основного лазера разделяется на два

пучка (накачивающий и сигнальный). Каждый из этих пучков пропускается через отдельный акустооптический модулятор (АОМ), работающий в двухпроходной схеме. Частоты АОМов настроены так, чтобы частота пучка накачки находилась в резонансе с переходом σ^- (см. рис. 2), а частота пробного – с переходом σ^+ (с учетом столкновительного сдвига уровней, составляющего оценочно 20 МГц). После этого пучки совмещаются на светоделительном поляризационном кубике. Таким образом, получается бихроматическое поле, компоненты которого имеют линейные взаимно-ортогональные поляризации. Далее пучки пропускаются через одномодовое оптоволокно, выходной объектив которого формирует единую пространственную гауссову моду излучения с диаметром 2,4 мм по уровню $1/e^2$ (в кювете). После прохождения через пластинку $\lambda/4$ линейные поляризации пучков преобразуются в σ^+ и σ^- циркулярные поляризации, соответственно. Далее пучок направляется в кювету коллинеарно магнитному полю. На выходе из кюветы излучение снова пропускается через пластинку $\lambda/4$, которая преобразует поляризации обратно в линейные, после чего происходит подавление пучка накачки поляризатором. Мощность прошедшей через кювету сигнальной волны регистрируется фотодиодом, сигнал с фотодиода подается на осциллограф. Частота волны накачки сканируется путем сканирования частоты соответствующего АОМа и на осциллографе наблюдается спектр резонансов КПН.

Существенной технической трудностью при реализации квантового фильтра по описанной схеме является выделение однофотонного сигнального импульса на фоне сильной волны накачки на выходе из активной среды. Блокировка накачки при сохранении сигнального импульса возможна поляризационными и спектральными методами.

Нами используется описанный выше поляризационный метод. Его недостатком является необходимость подстраивать пластинку $\lambda/4$ при каждом изменении

интенсивностей лазерных пучков и температуры кюветы из-за «поворота» поляризации в среде, зависящего от распределения населенности между магнитными подуровнями. Коэффициент ослабления накачки k_{att} в этом методе определяется качеством поляризационных элементов на входе и выходе из кюветы и точностью их настройки. Типичные значения коэффициента подавления, получаемые нами экспериментально, составляют $k_{att} \sim (1 \div 3) \cdot 10^3$.

Значение k_{att} определяет, насколько мощный пучок накачки допустимо иметь на выходе из среды, чтобы добиться заданной чистоты n -фотонного состояния.

Важной особенностью нашего эксперимента является использование дополнительного перекачивающего лазера с $\lambda=780$ нм для возвращения в цикл взаимодействия с излучением основного лазера атомов, находящихся на уровне $5^2S_{1/2}(F=1)$ из-за безызлучательных релаксаций с уровня $5^2S_{1/2}(F=2)$ и спонтанного распада с уровня $5^2P_{1/2}(F=2)$. Перекачивающий лазер настраивается в резонанс с переходом:

$$5^2S_{1/2}(F=1) \leftrightarrow 5^2P_{3/2}(F=1 \text{ или } F=2)$$

(линии насыщенного поглощения отдельных переходов не разрешаются полностью). Вследствие оптической накачки населенность уровня $5^2S_{1/2}(F=2)$ увеличивается при постоянной концентрации рубидия, которая определяется температурой кюветы. Линейно поляризованный пучок перекачивающего лазера имеет такой же диаметр, как и пучок основного лазера, и направляется навстречу ему под небольшим углом (не более 10^{-3} рад) так, чтобы их максимальное перекрытие достигалось в центре кюветы.

Полученные результаты и обсуждение

В настоящей работе экспериментально исследованы характеристики темных резонансов в Λ -системе на переходе $5^2S_{1/2}(F=2) \leftrightarrow 5^2P_{1/2}(F=2)$ в продольном магнитном поле 0,6 Гс. В поле с индукцией $B > 50$ Гс [13] данная система является Λ -частью N -системы.

На рис. 4 приведен типичный спектр резонансов КПН, регистрируемых в эксперименте. Для исследования зависимостей характеристик резонанса от параметров эксперимента контур резонанса аппроксимируется суммой распределения Лоренца и линейного дрейфа. Первое характеризует возникновение темного состояния, второе определяется мощностью сигнального пучка, проходящего через кювету во внерезонансных условиях и (не более 10%) мощностью остаточного пучка накачки. Линейный дрейф связан с небольшим изменением эффективности АОМа при сканировании его рабочей частоты. Амплитуда резонанса (т.е. лоренцовского компонента сигнала) нормируется на мощность сигнального пучка на входе в кювету за вычетом доли, теряемой после этого на окошках кюветы и оптических элементах (около 30%). На графиках (рис. 5,6) приведены зависимости ширины, амплитуды резонанса и отношения амплитуды резонанса к фону от интенсивности излучения накачивающего (I_{pump}) и перекачивающего (I_{repump}) лазеров.

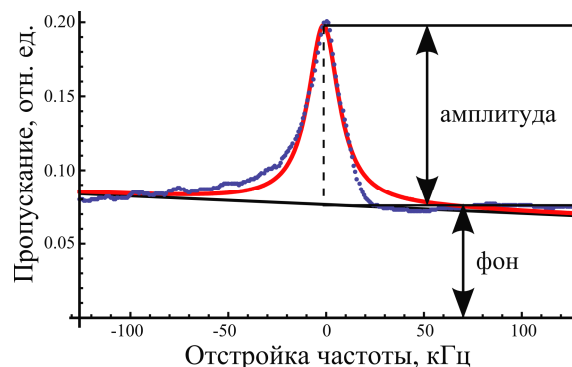


Рис. 4. Характерный вид спектра резонанса КПН (точки), получаемый в эксперименте. Сплошной линией показана аппроксимация суммой лоренцовского контура и линейной функции.

Зависимость ширины резонанса от I_{pump} показывает почти линейный рост ширины с интенсивностью, что объясняется увеличением скорости накачки в темное состояние. В упрощенной модели [1] ширину δ резонанса КПН можно представить в виде суммы двух слагаемых:

$$\delta = \Gamma_{coh} + \Gamma_{pump}, \quad (1)$$

где Γ_{coh} – вклад эффектов, приводящих к дефазировке нижних уровней Λ -системы; Γ_{pump} – скорость накачки в темное состояние. В слабых световых полях

$$\Gamma_{\text{pump}} = \Omega^2 / \gamma. \quad (2)$$

Здесь Ω – частота Раби для поля накачки, γ – однородная ширина верхнего уровня, в нашем случае определяемая столкновительным уширением в буферном газе. Теоретическая оценка γ для буферного газа Ne при давлении 1 кПа дает $\gamma \approx 150$ МГц.

Величина Γ_{coh} определяется некогерентностью лазерных полей, скоростью безызлучательной релаксации магнитных подуровней и времяпролетным уширением Γ_{time} из-за конечного времени взаимодействия атомов и лазерного поля. В нашем случае взаимная некогерентность накачивающего и сигнального полей определяется нестабильностью радиочастотных генераторов, возбуждающих АОМы, и по результатам измерений не превосходит 500 Гц. Времяпролетное уширение связано со скоростью диффузии атомов Rb в атомах Ne. Оценка с помощью формулы (2) из [14] и значений коэффициентов диффузии из [15] дает $\Gamma_{\text{time}} \approx 9$ кГц. Переходы между магнитными подуровнями с расщеплением порядка 1 МГц строго запрещены. Длина свободного пробега Rb в Rb при 60 °C составляет 2 м, Rb в Ne –

$2 \cdot 10^{-5}$ м, однако поскольку сечение столкновений $\sigma_{\text{RbNe}} \approx 16 \cdot 10^{-16}$ см² на 9 порядков больше сечения деполаризации основного состояния $\sigma_{\text{RbNe}}^{\text{dep}} \approx 3,3 \cdot 10^{-24}$ см² [16], когерентность нижних уровней Λ -системы может выдерживать, не распаваясь, до 10^9 столкновений с атомами Ne, что соответствует длине пробега 20 км. Таким образом, $\Gamma_{\text{coh}} \approx \Gamma_{\text{time}} \approx 9$ кГц. Эта величина определяет минимальное значение ширины δ резонанса КПН при малых интенсивностях полей, что хорошо согласуется с экспериментальными результатами (рис. 5,а). При больших интенсивностях света величина $\delta \approx \Gamma_{\text{pump}}$, однако формула (2) не находит количественного согласия с экспериментом.

С ростом интенсивности излучения накачки I_{pump} амплитуда резонанса сначала растет, достигает максимума, затем медленно спадает (рис. 5,б), причем положение максимума и характер спада зависят от $I_{\text{герпумп}}$. Максимум отношения амплитуды к фону (рис. 5,в) достигается при меньших значениях I_{pump} , чем максимум амплитуды, что говорит о необходимости поиска компромисса между этими величинами в диапазоне $I_{\text{pump}} = (20 \div 80)$ мВт/см² для $I_{\text{герпумп}} = 40,7$ мВт/см² и $I_{\text{pump}} = (5 \div 20)$ мВт/см² для $I_{\text{герпумп}} = 6,6$ мВт/см².

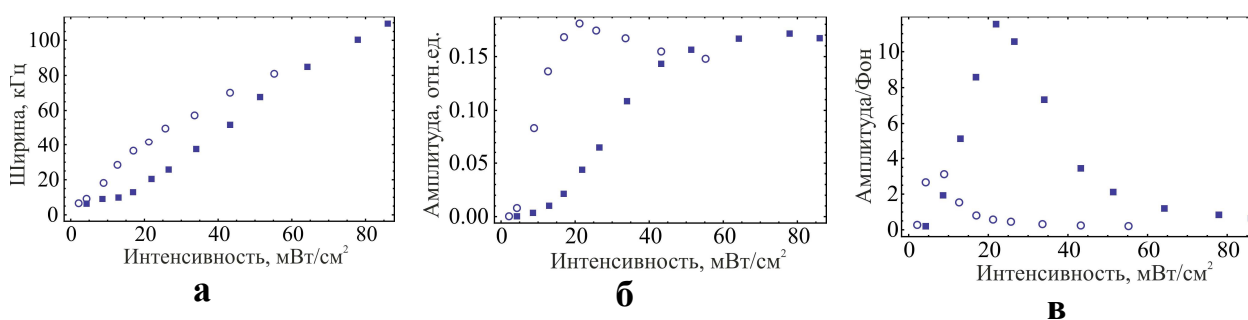


Рис. 5. Зависимости ширины (а), амплитуды (б) резонанса КПН и отношения амплитуды резонанса к пропусканию вне резонанса (фону) (в) от интенсивности накачивающего пучка на его оси при интенсивности перекачивающего пучка 40,7 мВт/см² (квадраты) и 6,6 мВт/см² (кружки). Амплитуда резонанса нормирована на мощность пробного пучка на входе в кювету. Отношение интенсивности пробного пучка к интенсивности пучка накачки поддерживалось постоянным и равным 0,1. Температура кюветы 60 °C.

Зависимости на рис. ба, б демонстрируют ярко выраженные максимумы спектральной ширины и амплитуды

резонанса КПН при определенных значениях $I_{\text{герпумп}}$ для двух значений I_{pump} . Совпадения положения максимумов в этих

зависимостях говорит о том, что они связаны с общим максимумом скорости накачки в темное состояние. В зависимости отношения амплитуды резонанса к фону от $I_{\text{герпумп}}$ также имеется максимум (рис. 6,в), но его положение и последующий спад существенно зависит от

$I_{\text{рпумп}}$. Учитывая необходимость максимизации и амплитуды и отношения амплитуда/фон, получаем оптимальный диапазон $I_{\text{герпумп}}=(10\div 70)$ мВт/см² для $I_{\text{рпумп}}=21,4$ мВт/см² и $I_{\text{герпумп}}=(5\div 15)$ мВт/см² для $I_{\text{рпумп}}=8,6$ мВт/см².

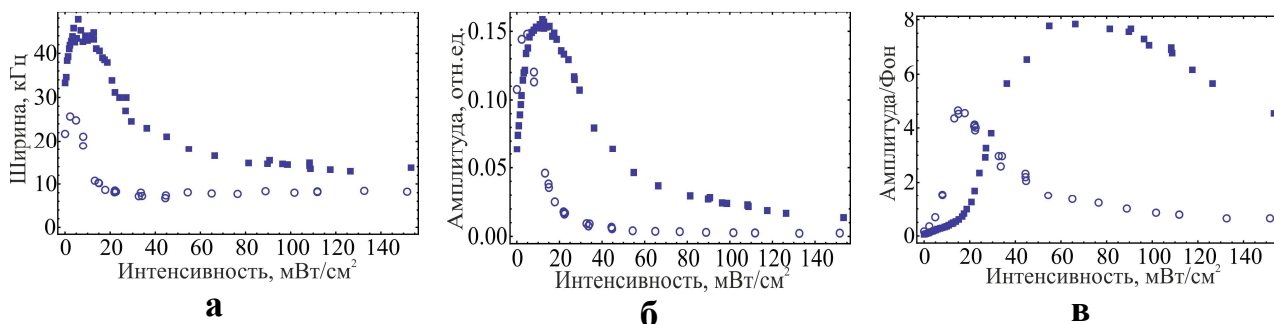


Рис. 6. Зависимости ширины (а), амплитуды (б) резонанса КРН (б) и отношения амплитуды резонанса к пропусканию вне резонанса (фону) (в) от интенсивности пучка перекачивающего лазера на его оси при интенсивности пучка накачки 21,4 мВт/см² (квадраты) и 8,6 мВт/см² (кружки). Амплитуда резонанса нормирована на мощность пробного пучка на входе в кювету. Отношение интенсивности пробного пучка к интенсивности пучка накачки поддерживалось постоянным и равным 0,1. Температура кюветы 60°С.

Комбинируя полученные диапазоны в приближении линейной зависимости положений максимумов (рис. 5, 6) от $I_{\text{рпумп}}$ и $I_{\text{герпумп}}$, можно получить эмпирическое условие на отношение интенсивностей накачивающего и перекачивающего лазеров: $I_{\text{герпумп}}/I_{\text{рпумп}}=0,5\div 1,7$.

Заключение

Экспериментальное исследование резонансов КРН в Λ -системе на переходе $5^2S_{1/2} (F=2) \leftrightarrow 5^2P_{1/2} (F=2)$ в D_1 линии ^{87}Rb показало, что в зависимостях амплитуды, ширины резонанса и отношения амплитуды к фону от интенсивностей

излучения накачивающего и перекачивающего лазеров есть ярко выраженные точки максимума. Эти точки определяют оптимальные диапазоны изменения лазерных интенсивностей, при которых система сможет эффективно работать как однофотонный фильтр. Для значений

$$I_{\text{герпумп}}=(10\div 70) \text{ мВт/см}^2, \\ I_{\text{рпумп}}=(10\div 80) \text{ мВт/см}^2$$

показано, что в условиях эксперимента оптимальное соотношение:

$$I_{\text{герпумп}}/I_{\text{рпумп}}=0,5\div 1,7.$$

СПИСОК ИСПОЛЬЗОВАННОЙ ЛИТЕРАТУРЫ

1. Arimondo E. // In: Progress in Optics XXXV, Ed. by E. Wolf. – 1996. Elsevier, Amsterdam. – P. 257-354.
2. Wynands R., Nagel A. // Appl. Phys. – 1999. – В 68. – P. 1.
3. Kitching J., Hollberg L., Knappe S., Wynands R. // Electron. Lett. – 2001. – 37. – P. 1449.
4. Affolderbach C., Stähler M., Knappe S, Wynands R // Appl. Phys. – 2002. – В 75 – P. 605.
5. Fleischhauer M., Lukin M.D. // Phys. Rev. Lett. – 2000. – 84. – P. 5094.
6. Liu C., Dutton Z., Behroozi C.H., Hau L.V. // Nature. – 2001. – 409. – P. 490.

7. Phillips D.F., Fleischhauer A., Mair A., Walsworth R.L., Lukin M.D. // *Phys. Rev. Lett.* – 2001. – 86. – P. 783.
8. Таїченачев А.В., Тумаїкін А.М., Юдин В.І. // *EPL*. – 2005. – 72. – P. 562.
9. Duan L.-M., Lukin M.D., Cirac J.I., Zoller P. // *Nature*. – 2001. – 414. – P. 413.
10. Taichenachev A.V., Yudin V.I. // In: *Technical Digest of ICONO-2007*. – May 28–June 1, 2007, Minsk, Belarus I04/III-5.
11. Matsko A.B. et al. // In: *Advances In Atomic, Molecular, and Optical Physics*, Ed. by B.Bederson, H.Walther. – 2001. – P. 191-242.
12. Kash M.M. et al. // *Phys. Rev. Lett.* – 1999. – 82. – P. 5229.
13. Taichenachev A. et al. // *J. Exp. Theor. Phys.* – 2008. – 88. – P. 355.
14. Arimondo E. // *Phys. Rev.* – 1996. – A 54. – P. 2216.
15. Franz F.A., Volk C. // *Phys. Rev.* – 1976. – A 14. – P. 1711.
16. Franz F.A. // *Phys. Rev.* – 1965. – 139. – A 603.

Стаття надійшла до редакції 29.05.2011

G.A. Vishnyakova^{1,2}, A.Yu. Samokotin^{1,2}, A.V. Akimov^{1,2},
N.N. Kolachevsky^{1,2}, A.V. Sokolov², V.N. Sorokin^{1,2},
V.I. Yudin^{3,4,5}, A.V. Таїченачев^{3,4}

¹ Moscow Institute of Physics and Technology (State University)
Institutskii per., 9, Dolgoprudny, Moscow Region, 141700
e-mail: gulnarav7@gmail.com

² P.N. Lebedev Physical Institute of the Russian Academy of Science
Leninskij prosp., 53, Moscow, 119991

³ Institute of Laser Physics SB RAS, Ac. Lavrentyev's prosp., 13/3, Novosibirsk, 630090

⁴ Novosibirsk State University, Pirogova Str., 2, Novosibirsk, 630090

⁵ Novosibirsk State Technical University
Karl Marx Avenue, 20, Novosibirsk, 630092

RESONANCE OF COHERENT POPULATION TRAPPING IN N-SYSTEM AND RESEARCH OF QUANTUM FILTRATION POSSIBILITY

This paper discusses conditions required for realization of a source of single-photon pulses using quantum filtration based on coherent population trapping in atomic N-systems. Dependences of dark resonance characteristics on laser intensities are obtained experimentally in Rb vapor. These dependences demonstrate clearly expressed maximums. Its positions determine such optimal field intensities that system can effectively work as a single-photon quantum filter. It is shown that under the experimental conditions an optimum ratio of repumping (780 nm) and pumping (795 nm) laser radiation intensities is $0,5 \div 1,7$.

Key words: coherent population trapping, single-photon pulses, the quantum filtering, N-system, Rb, single-photon quantum filter.

Г.О. Вішнякова^{1,2}, О.Ю. Самокотін^{1,2}, О.В. Акімов^{1,2},
М.М. Колачевський^{1,2}, О.В. Соколов², В.М. Сорокін^{1,2},
В.І. Юдін^{3,4,5}, О.В. Тайченачев^{3,4}

¹ Московський фізико-технічний інститут (державний університет)
141700, Московська область, Долгопрудний, Інститутський провулок, 9
e-mail: gulnarav7@gmail.com

² Фізичний інститут ім. П.М. Лебедева РАН, 119991, Москва, Ленінський проспект, 53

³ Інститут лазерної фізики СО РАН
630090, Новосибірськ, пр-т Лаврентьєва, 13/3

⁴ Новосибірський державний університет, 630090, Новосибірськ, вул. Пирогова, 2

⁵ Новосибірський державний технічний університет
630092, Новосибірськ, пр-т К. Маркса, 20

РЕЗОНАНС КОГЕРЕНТНОГО ЗАХОПЛЕННЯ НАСЕЛЕНОСТІ У N-СИСТЕМІ ТА ДОСЛІДЖЕННЯ МОЖЛИВОСТІ КВАНТОВОЇ ФІЛЬТРАЦІЇ

У роботі обговорюються умови, необхідні для реалізації джерела однофотонних імпульсів за допомогою квантової фільтрації на основі явища когерентного захоплення населеності в атомних N-системах. Експериментально в парах Rb отримані залежності характеристик темних резонансів від інтенсивностей лазерних полів. У цих залежностях спостерігаються яскраво виражені максимуми. Їх положення визначають оптимальні інтенсивності полів, при яких система може ефективно працювати як однофотонний квантовий фільтр. Показано, що в умовах експерименту оптимальне відношення інтенсивностей випромінювання перекачуючого (780 нм) і накачуючого (795 нм) лазерів складає $0,5 \div 1,7$.

Ключові слова: когерентне захоплення населеності, однофотонний імпульс, квантова фільтрація, N-система, Rb, однофотонний квантовий фільтр.