

УДК 535.1, 535.22

## РЕЗОНАНСЫ КОГЕРЕНТНОГО ПЛЕНЕНИЯ НАСЕЛЕННОСТИ В ЗАДАЧЕ КВАНТОВОЙ ФИЛЬТРАЦИИ СВЕТОВЫХ ИМПУЛЬСОВ

А. Ю. Самокотин<sup>1,2</sup>, Г. А. Вишнякова<sup>1,2</sup>, Е. О. Терещенко<sup>1,2</sup>,  
А. В. Акимов<sup>1,2</sup>, Н. Н. Колачевский<sup>1,2</sup>, А. В. Соколов<sup>1</sup>, В. Н. Сорокин<sup>1,2</sup>

*В работе определены условия, необходимые для реализации источника однофотонных импульсов с помощью квантовой фильтрации на основе явления когерентного пленения населенности в  $N$ -системах атомных уровней. Экспериментально в парах  $Rb$  получены зависимости характеристик темных резонансов от интенсивностей лазерных полей. Эти зависимости определяют оптимальные соотношения интенсивностей и длительность импульсов используемых лазерных пучков, при которых система может эффективно работать как однофотонный квантовый фильтр.*

**Ключевые слова:** когерентное пленение населенности, однофотонные импульсы, квантовая фильтрация,  $N$ -системы.

*Введение.* Когерентное пленение населенности (КПН) [1, 2] является предметом фундаментальных исследований и прикладных разработок в областях прецизионной спектроскопии [2], метрологии [3], магнитометрии [4], для хранения и преобразования световых импульсов с помощью когерентных возбуждений в атомной среде [5–7]. В работе [8] были рассмотрены обобщенные темные состояния (ОТС) КПН в системе (атом+поле); 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).

<sup>1</sup> Учреждение Российской академии наук Физический институт им. П.Н. Лебедева РАН, Россия, 119991, Москва, Ленинский пр., 53.

<sup>2</sup> Московский физико-технический институт (государственный университет), 141700, Московская область, Долгопрудный, Институтский пер., 9; e-mail: samokotin@gmail.com.

$N$ -цепочка представляет собой последовательность из  $L$   $\Lambda$ -систем, дополненную одним резонансным переходом. За счет этого дополнительного перехода, играющего роль канала распада темного состояния, в такой системе в классическом поле КПН не возникает. Тем не менее, теоретическое рассмотрение [8] показывает, что ОТС может формироваться и для таких систем.

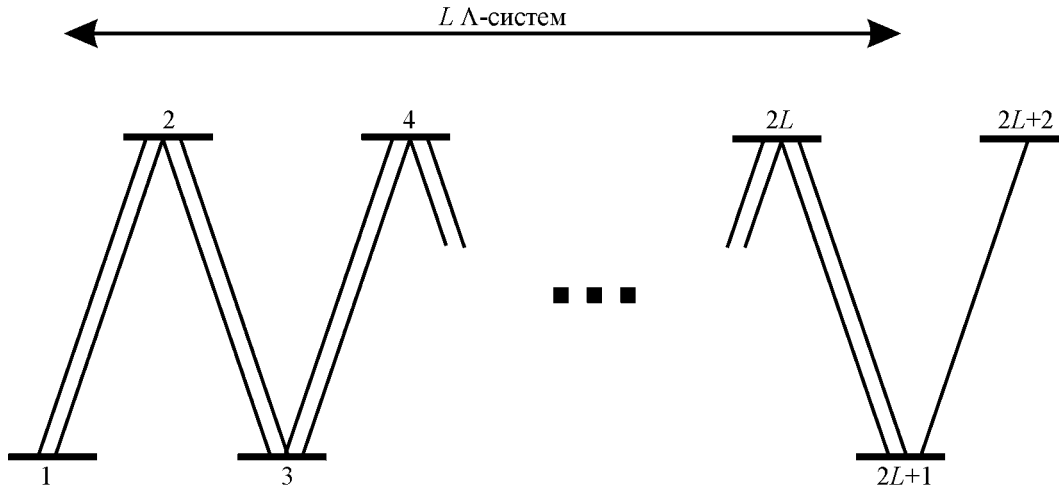


Рис. 1:  $N$ -цепочка длины  $L$ .

В связи с этим в работе [8] была высказана идея квантового фильтра, которая подробно описана в [9]. В оптически толстой среде, состоящей из атомов, система уровней которых формирует  $N$ -цепочку, при наличии непрерывной сильной световой волны  $\sigma^-$  поляризации (накачки), фотоны из слабого сигнального импульса  $\sigma^+$  поляризации будут рассеиваться до тех пор, пока в импульсе не останется более  $L$  фотонов. Рассеяние фотонов будет происходить на правом переходе  $N$ -цепочки (рис. 1). Волна накачки блокируется на выходе из среды, и получаем  $L$ -фотонный импульс  $\sigma^+$  поляризации. Предполагается, что систему можно положить в основу нового типа источника фоковских состояний света, необходимых в экспериментах по квантовой оптике и в квантовых системах передачи информации [10]. Ранее нами было показано, что для реализации однофотонного квантового КПН-фильтра в стабильном бозонном изотопе  $^{87}\text{Rb}$  можно использовать сильное магнитное поле [9]. В поле с индукцией  $B > 70$  Гс эффект Зеемана становится нелинейным по магнитным квантовым числам  $m_F$ , и  $\Lambda$ -цепочки, образующиеся на магнитных подуровнях  $5^2S_{1/2}$  ( $F = 2$ ) и  $5^2P_{1/2}$  ( $F = 1$ ) в  $^{87}\text{Rb}$  в двухчастотном поле  $\sigma^+ - \sigma^-$ , превращаются в эффективные  $N$ -цепочки (рис. 2).

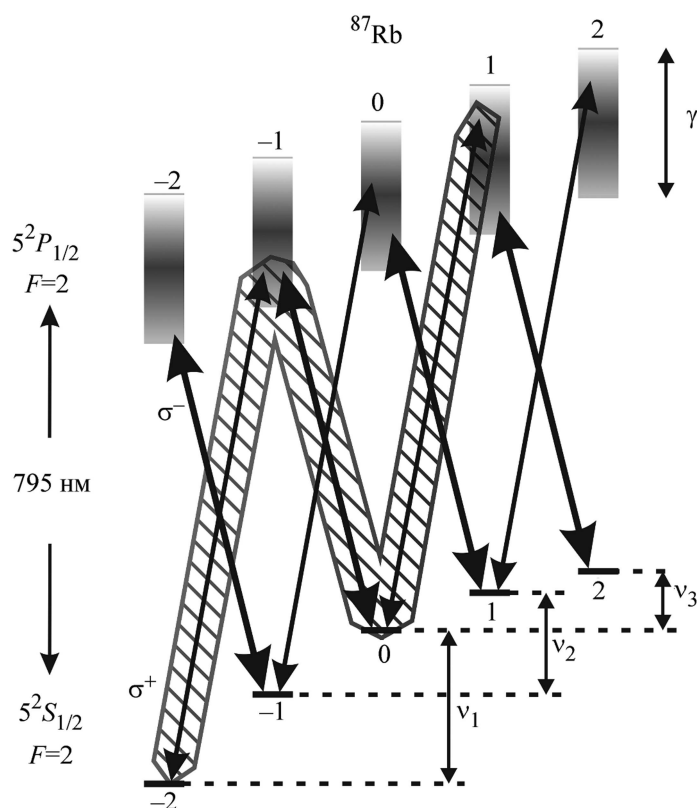


Рис. 2: Образование эффективной  $N$ -цепочки в атоме  $^{87}\text{Rb}$  при взаимодействии с сильным накачивающим  $\sigma^-$  полем и слабым сигнальным  $\sigma^+$  полем за счет нелинейного сдвига зеемановских подуровней в магнитном поле. Цифрами указаны магнитные квантовые числа  $m_F$ , ширина верхнего уровня обозначена  $\gamma$ , расщепления нижних уровней  $\nu_1$ ,  $\nu_2$ ,  $\nu_3$ .

Распространение без поглощения однофотонного импульса в атомной среде с  $N$ -системой подуровней будет определяться эффективностью возбуждения темных резонансов во входящей в нее  $\Lambda$ -системе в классических лазерных полях с большим числом фотонов в моде [8]. Поэтому важным является вопрос об исследовании резонанса КПН в  $\Lambda$ -системе, существующей в  $^{87}\text{Rb}$  в слабом магнитном поле.

Также важным условием реализации квантового КПН-фильтра является пространственное размещение сигнального импульса длительностью  $\tau$  внутри кюветы. При этом необходимо учесть значительное уменьшение групповой скорости сигнального импульса в условиях резонанса КПН [11, 12]. Длительность импульса не должна превышать время  $\Delta t$  его распространения через кювету. Величина  $\Delta t$  определяется амплитудой

и шириной резонанса, которые исследуются в данной работе. Амплитуда, кроме того, определяет долю атомов, находящихся в темном состоянии. Чем больше амплитуда, тем эффективнее будет работать квантовый фильтр. С другой стороны, чтобы сигнальный импульс мог распространяться в среде без рассеяния, его спектральная ширина  $1/\tau$  не должна превышать ширину  $\delta$  резонанса КПН.

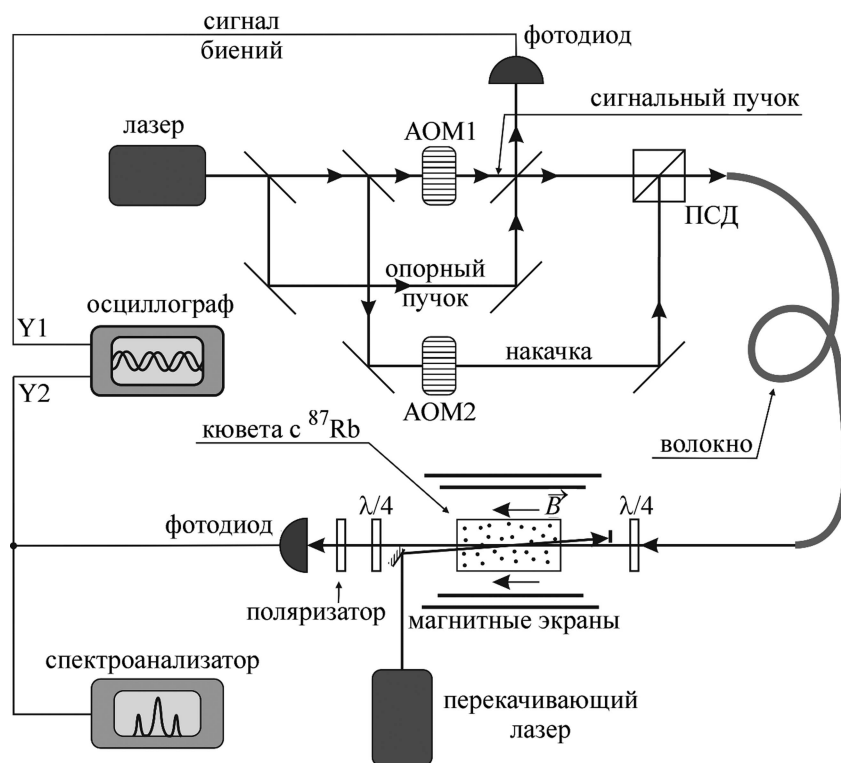


Рис. 3: Схема экспериментальной установки. ПСД обозначает поляризационный светоделитель,  $Y1$  и  $Y2$  – сигналы, подаваемые на первый и второй каналы осциллографа. Линзы на входе и выходе световода не показаны.

Другой существенной характеристикой системы является уровень пропускания света вне резонанса КПН (“фон”, см. также рис. 4 ниже). Этот 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 однофотонного состояния.

В настоящей работе проведено экспериментальное исследование темных резонансов на переходе  $5^2S_{1/2}(F=2) \leftrightarrow 5^2P_{1/2}(F=2)$   $^{87}\text{Rb}$  в слабом магнитном поле  $B = 0.6$  Гс в цепочке  $\Lambda$ -систем в таком же режиме возбуждения, какой предполагается использо-

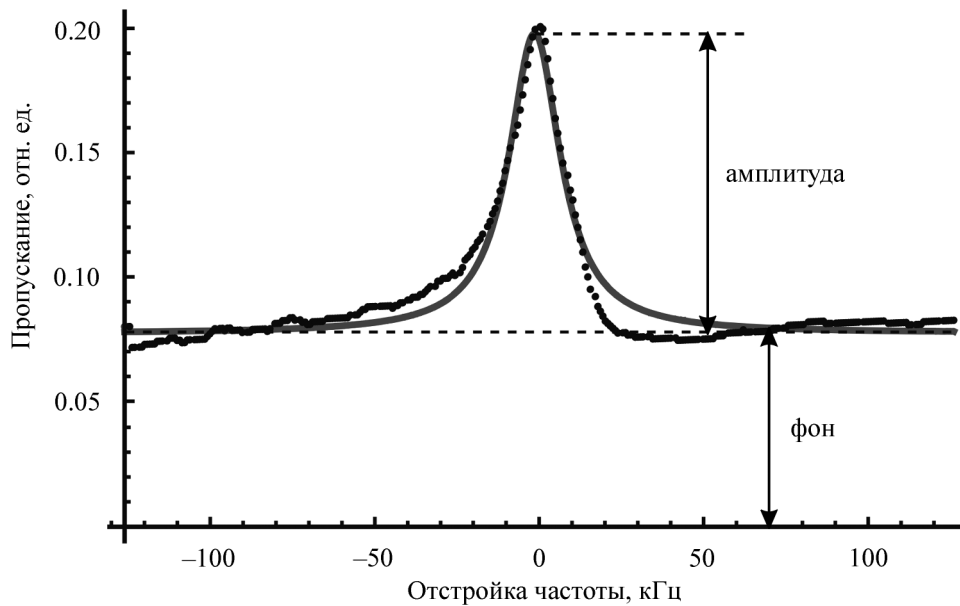


Рис. 4: Характерный вид спектра резонанса КПН (точки), получаемый в эксперименте. Сплошной линией показана аппроксимация суммой лоренцевского контура и константы (фона).

вать в прототипе однофотонного КПН-фильтра. Целью данного исследования являлось определение оптимальных параметров схемы возбуждения  $^{87}\text{Rb}$  (интенсивностей лазерных полей и длительности сигнального импульса), обеспечивающих максимальную эффективность фильтрации.

*Экспериментальная установка и методика измерений.* Ядром экспериментальной установки (рис. 3) является подогреваемая до 30–80 °С кювета (длина  $l = 7.5$  см) с парами изотопически обогащенного  $^{87}\text{Rb}$  и буферным газом Ne при давлении 1 кПа. Кювета помещена в соленоид с дополнительными подмотками, обеспечивающий неоднородность магнитного поля 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 [13] и достигнуть существенного увеличения спектральной ширины верхних уровней до 150 МГц за счет столкновительного уширения. Такое увеличение позволяет сигнальному и накачивающему лазерным полям оставаться в резонансе с переходами  $^{87}\text{Rb}$  при смещении зеемановских подуровней в магнитном поле, обеспечивая оптическую накачку в состояние  $5^2S_{1/2}$  ( $F = 2, m_F = -2$ ) и функционирование всех звеньев  $N$ -цепочки в условиях нелинейного эффекта Зеемана.

Излучение стабилизированного полупроводникового лазера (далее – “основного”), настроенного на переход  $5^2S_{1/2}(F = 2) \leftrightarrow 5^2P_{1/2}(F = 2)$   $^{87}\text{Rb}$  с  $\lambda = 795$  нм, разделяется на два пучка (накачивающий и сигнальный) (рис. 3). 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  $\sigma^-$  (см. рис. 2), а частота сигнального – с переходом  $\sigma^+$  (с учетом столкновительного сдвига уровней, составляющего оценочно 20 МГц). После этого пучки совмещаются на светоделительном поляризационном кубике (ПСД). Таким образом, получается бихроматическое поле (+ опорный пучок, см. ниже), компоненты которого имеют линейные взаимно ортогональные поляризации. С помощью одноволоконного оптоволоконного кабеля и линз формируется единая пространственная гауссова мода излучения с диаметром 2.4 мм ( $1/e^2$ ). После прохождения через пластинку  $\lambda/4$  линейные поляризации пучков преобразуются в  $\sigma^+$  и  $\sigma^-$  циркулярные поляризации соответственно. Далее пучок направляется в кювету коллинеарно магнитному полю. На выходе из кюветы пластинка  $\lambda/4$  преобразует поляризации пучков обратно в линейные, после чего происходит подавление пучка накачки поляризатором с коэффициентом подавления  $k_{\text{att}} = (1 \div 3) \cdot 10^3$ . Мощность прошедшей через кювету сигнальной волны регистрируется фотодиодом. Спектр резонансов КПН наблюдается на осциллографе при сканировании частоты волны накачки с помощью АОМа.

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 отдельных переходов не разрешаются полностью). Вследствие оптической накачки через уровень  $5^2P_{1/2}$  населенность уровня  $5^2S_{1/2}(F = 2)$  увеличивается. Линейно-поляризованный пучок перекачивающего лазера диаметром 2.4 мм ( $1/e^2$ ) направляется навстречу основному пучку под небольшим углом (не более  $10^{-3}$  рад) с достижением максимального перекрытия пучков в центре кюветы.

Время  $\Delta t$  распространения импульсов через кювету в нашем эксперименте определяется по разности фаз сигнального пучка в условиях КПН до и после кюветы. Для этого формируется опорный пучок на несдвинутой частоте излучения лазера (рис. 3) и измеряются фазы его биений с непрерывным сигнальным пучком до и после кюветы.

С помощью осциллографа можно измерить изменение фазы  $\delta\varphi$  оптического поля при изменении его частоты на  $\delta\omega$  (измеряется спектроанализатором) в условиях КПН.

*Полученные результаты и обсуждение.* 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 константы (фона). Фон определяется мощностью сигнального пучка, проходящего через кювету во внерезонансных условиях и мощностью остаточного пучка накачки (не более чем на 10%). Амплитуда резонанса нормируется на мощность сигнального пучка на входе в кювету за вычетом доли, теряемой после этого на окошках кюветы и оптических элементах (около 30%).

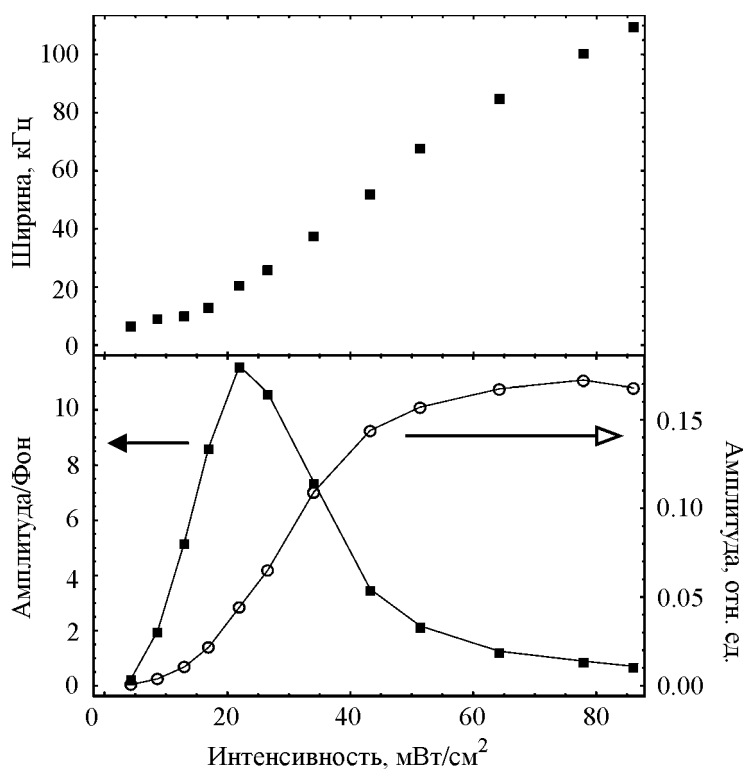


Рис. 5: Зависимости ширины резонанса КПН (верхний график), амплитуды резонанса КПН (нижний график, кружки) и отношения амплитуды резонанса к пропусканию вне резонанса (фону) (нижний график, квадраты) от интенсивности накачивающего пучка на его оси при интенсивности перекачивающего пучка  $41 \text{ мВт/см}^2$ .

На графиках (рис. 5, 6) приведены зависимости ширины, амплитуды резонанса и отношения амплитуды резонанса к фону от интенсивности излучения накачивающего ( $I_{\text{pump}}$ ) и перекачивающего ( $I_{\text{герупмр}}$ ) лазеров. Отношение интенсивности сигнального

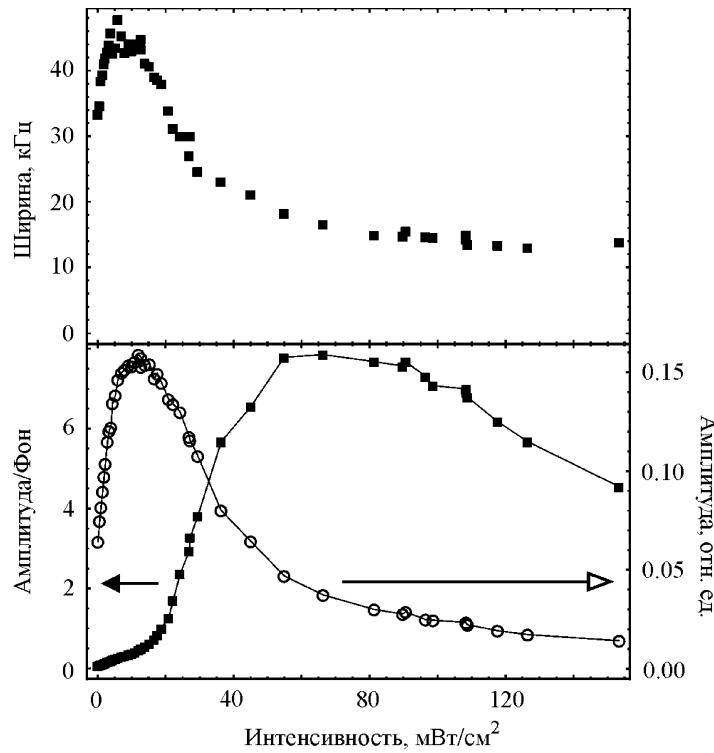


Рис. 6: Зависимости ширины резонанса КПН (верхний график), амплитуды резонанса КПН (нижний график, кружки) и отношения амплитуды резонанса к пропусканию вне резонанса (фону) (нижний график, квадраты) от интенсивности пучка перекачивающего лазера на его оси при интенсивности пучка накачки 21 мВт/см<sup>2</sup>.

пучка к интенсивности пучка накачки поддерживалось постоянным и равным 0.1; температура кюветы составляла 60 °С.

Зависимость ширины резонанса от  $I_{\text{pump}}$  (рис. 5, сверху) показывает рост ширины с интенсивностью, что объясняется увеличением скорости накачки в темное состояние. В упрощенной модели [1] ширину  $\delta$  резонанса КПН можно представить в виде суммы двух слагаемых:

$$\delta = \Gamma_{\text{coh}} + \Gamma_{\text{pump}},$$

где  $\Gamma_{\text{coh}}$  – вклад эффектов, приводящих к дефазировке нижних уровней  $\Lambda$ -системы;  $\Gamma_{\text{pump}}$  – скорость накачки в темное состояние, зависящая от частоты Раби  $\Omega$  поля накачки, и однородной ширины верхнего уровня  $\gamma$ . В нашем случае  $\Omega/2\pi$  [МГц] =  $1.66\sqrt{I_{\text{pump}}}$  [мВт/см<sup>2</sup>], а  $\gamma$  определяется столкновительным уширением в буферном газе и составляет  $\gamma \approx 150$  МГц.



Основной вклад в величину  $\Gamma_{\text{coh}}$  дает времяпролетное уширение  $\Gamma_{\text{time}}$  из-за конечного времени взаимодействия атомов и лазерного поля. Времяпролетное уширение связано со скоростью диффузии атомов Rb в Ne. Оценка с помощью формулы (2) из [13] и значений коэффициентов диффузии из [14] дает  $\Gamma_{\text{time}} \approx 9$  кГц. Эта величина определяет минимальное значение ширины  $\delta$  резонанса КПН при малых интенсивностях поля накачки, что хорошо согласуется с экспериментальными результатами (рис. 5).

Зависимость амплитуды резонанса от  $I_{\text{pump}}$  имеет максимум, после которого начинается медленный спад (рис. 5, снизу); положение максимума и характер спада зависят от  $I_{\text{герпумп}}$ . Максимум отношения амплитуды к фону достигается при меньших значениях  $I_{\text{pump}}$ , чем максимум амплитуды, что говорит о необходимости поиска компромисса между этими величинами в диапазоне  $I_{\text{pump}} = (20 \div 80)$  мВт/см<sup>2</sup> для  $I_{\text{герпумп}} = 41$  мВт/см<sup>2</sup>.

Зависимости на рис. 6 демонстрируют ярко выраженные максимумы спектральной ширины и амплитуды резонанса КПН при определенных значениях  $I_{\text{герпумп}}$ . 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, его положение и последующий спад существенно зависит от  $I_{\text{pump}}$ . Учитывая необходимость максимизации и амплитуды и отношения амплитуда/фон, получаем оптимальный диапазон  $I_{\text{герпумп}} = (10 \div 70)$  мВт/см<sup>2</sup> для  $I_{\text{pump}} = 21$  мВт/см<sup>2</sup>.

Зависимости на рис. 5 и 6, а также аналогичные для других  $I_{\text{герпумп}}$  и  $I_{\text{pump}}$  соответственно, позволяют определить оптимальное соотношение  $I_{\text{герпумп}}$  и  $I_{\text{pump}}$ :

$$I_{\text{герпумп}}/I_{\text{pump}} = 0.5 \div 1.7.$$

Измерения дисперсии фазы проводились в следующих условиях: интенсивности сигнального и накачивающего пучков 4 мВт/см<sup>2</sup> и 40 мВт/см<sup>2</sup> соответственно, интенсивность перекачивающего пучка 40 мВт/см<sup>2</sup>, температура кюветы 60 °С. Изменение фазы составило  $\delta\varphi = 2\pi \cdot (0.13 \pm 0.02)$  для изменения круговой частоты сигнальной волны  $\delta\omega = 2\pi \cdot (13 \pm 1)$  кГц в условиях КПН, что соответствует дисперсии фазы

$$\frac{\delta\varphi}{\delta\omega} = (10 \pm 2) \text{ рад/МГц.}$$

В эксперименте разница частот опорной и сигнальной волн равна 400 МГц  $\sim \delta$ , поэтому опорная волна не принимает участия в формировании темных резонансов. Следовательно, волновое число опорной волны не меняется в кювете при изменении

частоты сигнальной волны в пределах спектральной ширины резонанса КПН. Разница фаз сигналов биений на входе и выходе из кюветы  $\delta\varphi = \delta k \cdot l$ , где  $\delta k$  – разница волновых чисел сигнальной волны в воздухе и в кювете. Отсюда

$$\frac{\delta\varphi}{\delta\omega} = \frac{l\delta k}{\delta\omega} = \frac{1}{v_g} = \Delta t,$$

где  $v_g$  – групповая скорость света для сигнального пучка в кювете. Получаем, что

$$v_g = (0.75 \pm 0.13) \cdot 10^4 \text{ м/с},$$

$$\Delta t = (10 \pm 2) \text{ мкс}.$$

Величина  $\Delta t$  является ограничением сверху на длительность сигнального импульса, который может полностью разместиться в кювете. Отметим, что в отсутствие явления КПН  $\Delta t = 0.25$  нс.

Теоретическая модель, предложенная в [12], приводит к выражению для групповой скорости  $v_g = c/(1 + n_g)$ , где в пределе больших  $\Omega$

$$n_g = \frac{3}{8\pi} N \lambda^2 \frac{\gamma_r \Omega^2 c}{[\Gamma_{\text{coh}}(\Delta\omega_D + \gamma/2) + \Omega^2]^2},$$

здесь  $N$  – атомная плотность,  $\gamma_r$  – радиационная полуширина верхнего уровня,  $\Delta\omega_D$  – полуширина доплеровского теплового распределения атомов по проекции скорости,  $c$  – скорость света. В нашем случае  $N = 2.9 \cdot 10^{11} \text{ см}^{-3}$ ,  $\gamma_r/2\pi = 3 \text{ МГц}$ ,  $\Delta\omega_D/2\pi = 265 \text{ МГц}$ ,  $\Gamma_{\text{coh}} = 9 \text{ кГц}$ , и модель дает  $n_g = 3 \cdot 10^4$ ,  $\Delta t = 7 \text{ мкс}$ , что соответствует экспериментальным результатам. Также модель дает согласие с экспериментом в величине коэффициента ослабления сигнального пучка в кювете.

*Заключение.* Экспериментальное исследование резонансов КПН в  $\Lambda$ -системе на переходе  $5^2S_{1/2}(F=2) \leftrightarrow 5^2P_{1/2}(F=2)$  в  $D_1$  линии  $^{87}\text{Rb}$  позволило определить оптимальные диапазоны изменения лазерных интенсивностей, при которых система сможет эффективно работать как однофотонный фильтр. Для значений  $I_{\text{гермупр}} = (10 \div 70) \text{ мВт/см}^2$ ,  $I_{\text{румпр}} = (10 \div 80) \text{ мВт/см}^2$  показано, что в условиях эксперимента оптимальное соотношение  $I_{\text{гермупр}}/I_{\text{румпр}} = 0.5 \div 1.7$ . Для значений интенсивностей пучков внутри оптимального диапазона ( $I_{\text{гермупр}} \approx I_{\text{румпр}} \approx 40 \text{ мВт/см}^2$ ) получено значение дисперсии фазы сигнального пучка в условиях резонанса КПН  $(10 \pm 2) \text{ рад/МГц}$ , что соответствует максимальной длительности сигнальных импульсов, подходящих для квантовой фильтрации, равной 10 мкс. Импульсы такой длительности легко получить в эксперименте.

## Л И Т Е Р А Т У Р А

- [1] E. Arimondo, in *Progress in Optics*, Ed. by E. Wolf (Elsevier, Amsterdam, 1996), Vol. 35, p. 257.
- [2] R. Wynands, A. Nagel, *Appl. Phys. B* **68**, 1 (1999).
- [3] J. Kitching, L. Hollberg, S. Knappe, R. Wynands, *Electron. Lett.* **37**, 1449 (2001).
- [4] C. Affolderbach, M. Stähler, S. Knappe, R. Wynands, *Appl. Phys. B* **75**, 605 (2002).
- [5] M. Fleischhauer, M. D. Lukin, *Phys. Rev. Lett.* **84**, 5094 (2000).
- [6] C. Liu, Z. Dutton, C. H. Behroozi, L. V. Hau, *Nature* **409**, 490 (2001).
- [7] D. F. Phillips et al., *Phys. Rev. Lett.* **86**, 783 (2001).
- [8] A. V. Taichenachev, A. M. Tumaikin, V. I. Yudin, *EPL* **72**, 562 (2005).
- [9] А. В. Тайченачев и др., *Письма в ЖЭТФ* **88**, 409 (2008) [*JETP Lett.*, **88**, 355 (2008)].
- [10] L.-M. Duan, M. D. Lukin, J. I. Cirac, P. Zoller, *Nature* **414**, 413 (2001).
- [11] A. B. Matsko et al., in *Advances In Atomic, Molecular, and Optical Physics*, Ed. by B. Bederson, H. Walther (Academic Press, 2001), Vol. 46, p. 191.
- [12] M. M. Kash et al., *Phys. Rev. Lett.* **82**, 5229 (1999).
- [13] E. Arimondo, *Phys. Rev. A* **54**, 2216 (1996).
- [14] F. A. Franz, C. Volk, *Phys. Rev. A* **14**, 1711 (1976).

Поступила в редакцию 4 июля 2011 г.