

Перестраиваемый и стабилизированный по частоте лазер для исследования динамики охлаждения атомов Rb в магнитооптической ловушке

А.В.Яровицкий, О.Н.Прудников, В.В.Васильев, В.Л.Величанский,
О.А.Разин, И.В.Шерстов, А.В.Тайченачев, В.И.Юдин

Создана система, позволяющая стабилизировать частоту инжекционного лазера в любой точке в окрестности циклического перехода D₂-линии Rb в интервале +40... – 150 МГц и переключать её в пределах этого интервала за время ~1 мс. Предложен и реализован метод увеличения контраста опорного внутридоплеровского резонанса, наблюдаемого в циркулярно поляризованных полях. Приведены оценки предельного контраста резонанса. Эта система может использоваться для исследования аномальной силы светового давления, действующей на атомы в оптической мелассе. Описана магнитооптическая ловушка атомов Rb.

Ключевые слова: стабилизация частоты, нелинейная внутридоплеровская спектроскопия, лазерное охлаждение, инжекционный лазер.

1. Введение

Развитие инжекционных лазеров (ИЛ) привело к созданию многих типов одночастотных и перестраиваемых источников высококогерентного излучения. Это сопровождалось разработкой методов стабилизации их частоты [1], которые применяются в разных ИЛ. В настоящее время продемонстрирована возможность стабилизации частоты лазеров различных типов: с однородной накачкой, излучающих с торцов, с брэгговскими зеркалами и неоднородной накачкой, излучающих с поверхности (VCSEL) [2], с внешней обратной связью. ИЛ с внешним селективным резонатором и широкополосной системой стабилизации частоты по резонансу высокочастотного интерферометра обеспечивает высокую кратковременную стабильность и при использовании атомов Ca ($\lambda = 657$ нм) является основой одного из первичных стандартов частоты [3].

Во многих применениях, в частности в области лазерного охлаждения атомов, требуется сочетание высокой стабильности и возможности прецизионной отстройки частоты от атомного резонанса. Магнитооптические ловушки (МОЛ) используются для формирования ансамблей охлаждённых атомов, применяемых в атомной физике, спектроскопии, метрологии, физике конденсированных сред [4, 5]. Лазерное охлаждение не только используется как инструмент в атомной физике и метрологии, но и само служит объектом исследования.

В частности, в [6] была предсказана возможность существования новой силы трения, действующей на атомы

в лазерном поле. Механизм её формирования является субдоплеровским [7] и требует наличия вырожденности основного состояния по проекции углового момента. Особенность этой силы – чётная зависимость от отстройки частоты охлаждающего лазерного поля относительно атомного резонанса. Более того, в отличие от известных сил радиационного трения, новая сила не исчезает при точном резонансе.

Заметим, что обычная МОЛ, радикально подавляя доплеровское уширение, приводит к уширению атомных линий из-за пространственно-неоднородных зеемановских и световых сдвигов. Зеемановские сдвиги уровней существенны для периферийной области атомного ансамбля. В чисто вязкой ловушке (мелассе) магнитное поле можно сделать малым, но оптические сдвиги будут ощутимы при размерах атомного облака, сравнимых с размерами охлаждающих пучков. В мелассе с помощью новой силы и зеемановские, и световые сдвиги могут быть подавлены, что облегчит исследования в стационарном режиме при однородных условиях для всего ансамбля атомов.

В [6] теоретически исследована новая сила трения для атомов с угловым моментом в основном состоянии $F = 1/2$ и для одномерной конфигурации поля, образованной встречными эллиптически поляризованными волнами равной амплитуды. Расчёты для переходов с большими угловыми моментами в основном состоянии ($F = 1, 2$ и т. д.) [8] позволили уточнить детали образования новой силы, связанные с зеемановской когерентностью в основном состоянии. Предсказание о появлении новой силы осталось неизменным, поэтому её поиск можно проводить в Li, Na, K и изотопах Rb.

В [6] насыщение перехода предполагалось малым (частота Раби лазерных полей меньше естественной ширины перехода: $\Omega \ll \gamma$), а магнитное поле – нулевым. В этой работе было показано, что новая сила возникает, если эллипсы поляризации встречных полей одинаковы, направления вращения поляризации противоположны, а угол между большими полуосями эллипсов θ лежит в

А.В.Яровицкий, В.В.Васильев, В.Л.Величанский, О.А.Разин, И.В.Шерстов. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53

О.Н.Прудников. Новосибирский государственный университет, Россия, 630090 Новосибирск, ул. Пирогова, 2

А.В.Тайченачев, В.И.Юдин. Институт лазерной физики СО РАН, Россия, 630090 Новосибирск, просп. Лаврентьева, 13/3

пределах $0 < \theta < 45^\circ$. При малом насыщении зеемановское расщепление должно быть много меньше оптического сдвига: $\omega_H \ll \Omega^2/(\delta^2 + \gamma^2/4)^{1/2}$. Отсюда следует, что при отстройке $\delta = 0$ остаточное магнитное поле должно быть менее 10^{-2} Гс.

2. Методы обнаружения новой силы трения

Выбор конкретной схемы эксперимента определяет рядом физических ограничений и технических возможностей. Существуют три способа регистрации силы, предсказанной в [6]: 1) охлаждение атомов непосредственно в вышеперечисленных условиях при одномерной геометрии и в отсутствие квадрупольного магнитного поля (без консервативной силы); 2) первоначальное накопление холодных атомов в чисто вязкой трёхмерной ловушке [9, 10] (т. е. без магнитного поля, но с «красной» отстройкой частоты лазера) с последующим переключением частоты, поляризации и интенсивности; 3) накопление большого числа охлаждённых атомов в существенно меньшем объёме МОЛ в оптимальных условиях («красная» отстройка порядка нескольких γ , циркулярная [11] или линейная [12] поляризация, неоднородное магнитное поле, сравнительно высокая интенсивность) с последующим быстрым изменением частоты, поляризации, интенсивности и отключением магнитного поля.

При нулевой отстройке частоты охлаждающего лазера от атомного резонанса известные доплеровские механизмы трения имеют нулевую эффективность и максимальную диффузию. В результате охлаждение быстрых атомов практически отсутствует и их концентрация в мелассе при нулевой отстройке будет очень низкой. В этих условиях наблюдение предсказанного в [6] механизма диссипации для медленных атомов представляется крайне затруднительным. Поэтому первый вариант в настоящей работе не рассматривается.

В двух других вариантах необходимы переключение частоты и поляризации (а в третьем – ещё и отключение магнитного поля), причем время переключения должно быть много меньше времени разлёта холодных атомов. Исследование зависимости числа захваченных в МОЛ атомов от степени эллиптичности поляризации лазерных полей, проведенное в данной работе, показало, что атомы эффективно накапливаются и при эллиптических поляризациях, поэтому переключения поляризации не требуется, что существенно упрощает эксперимент.

Ключевым моментом является возможность стабилизации с точностью до долей γ и быстрого переключения частоты лазера в пределах нескольких γ в окрестности частоты охлаждающего перехода. Ширина линии лазера должна быть при этом много меньше γ , а значит, недопустимо уширение спектра из-за модуляции, необходимое для экстремального регулирования (следует модулировать частоту опорного резонанса, а не лазера). Отметим ещё ряд дополнительных требований. При отключении консервативной силы на разлет атомов сильно влияет разбаланс интенсивностей встречных полей, когда их частота находится в области точного резонанса. Поэтому в нашей системе не использовались возвратные зеркала и все шесть пучков формировались независимо. Максимальная суммарная интенсивность пучков в зоне ловушки должна быть порядка интенсивности насыщения (~ 1.6 мВт/см² для D_2 -линии ⁸⁵Rb) и контролируемо уменьшаться до интенсивности, при которой происходит

субдоплеровское охлаждение. Для эффективного накопления большого числа атомов профиль пучков должен быть однородным, а диаметр – большим [13].

Возможность использования в эксперименте трёхмерной конфигурации охлаждающих пучков вместо одномерной, рассмотренной в [6], основана на следующих соображениях. Во-первых, существование аномальной составляющей силы трения, отличной от нуля в среднем по пространству, следует из соотношений симметрии, которые имеют место и для трёхмерного случая. Во-вторых, в условиях мелассы из-за флуктуаций временных фаз интерферирующих пучков силовые воздействия на атомы скрещенных пучков становятся независимыми друг от друга.

3. Техника эксперимента

В качестве охлаждающего лазера использовался прожекторный ИЛ с внешней дифракционной решёткой, работающей по схеме Литтмана.

Схема стабилизации, основана на зеемановском сдвиге уровней в однородном магнитном поле. Внутридоплеровский резонанс формируется как разность сигналов пропускания через атомную ячейку двух пробных пучков малого диаметра. Навстречу одному из этих пучков распространяется насыщающий пучок большего диаметра. Все три пучка имеют одинаковую циркулярную поляризацию (рис.1). Эта методика позволяет компенсировать доплеровски уширенный отклик системы на изменение магнитного поля, не зависящий от насыщающего поля. В частности, в разностном сигнале подавлена модуляция ширины и амплитуды доплеровского контура линии из-за изменения расстояния между магнитными подуровнями. Схема формирования резонанса, в которой атомы скапливаются на одном магнитном под-

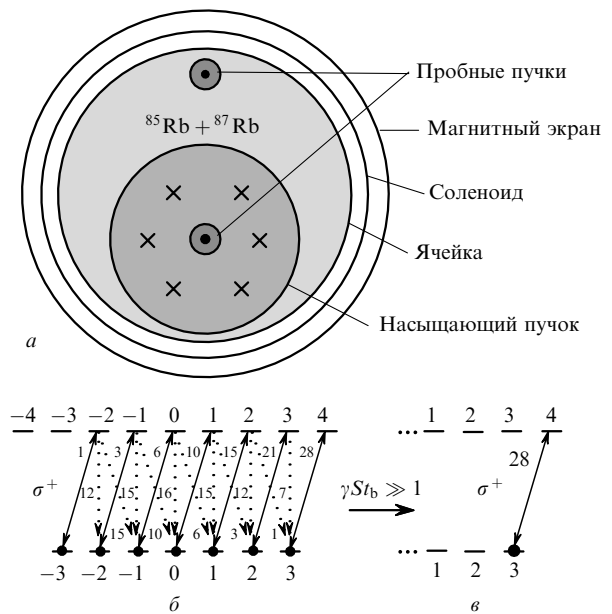


Рис.1. Взаимное расположение насыщающего и пробных пучков в атомной ячейке (а), относительные вероятности переходов в системе магнитных подуровней основного состояния рубидия в циркулярно поляризованном поле, резонансном циклическом переходе $5S_{1/2}(F=3) - 5P_{3/2}(F'=4)$ (⁸⁵Rb) (б), перекачка атомов на крайний подуровень в результате многократных циклов поглощения – испускания (в). Сплошные линии – вынужденные переходы, пунктирные – спонтанные.

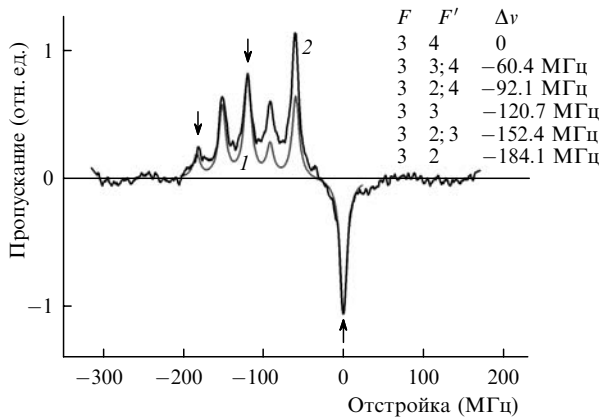


Рис.2. Сравнение теоретического (1) и экспериментального (2) спектров насыщенного поглощения на D_2 -линии ^{85}Rb в нулевом магнитном поле. Три из шести резонансов, отмеченных стрелками, соответствуют сверхтонким переходам $F = 3 - F' = 2, 3, 4$, остальные переходы являются перекрестными. Для всех резонансов, кроме $F = 3 - F' = 4$ (нулевая отстройка), перераспределение атомов по подуровням основного состояния и переход в возбуждённое состояние приводят к уменьшению поглощения.

уровне, позволяет варьировать его частоту магнитным полем без уширения резонанса. Схема стабилизации близка к рассмотренной в [14, 15], но в ней, в отличие от [14, 15], использовался нелинейный пик, а не провал в поглощении. При стабилизации частоты минимум пропускания в центре линии выгоден для минимизации дробовых шумов в схеме регистрации. Внутридоплеровский пик поглощения выделяется среди всех остальных резонансов в D_2 -линии (рис.2).

На рис.3 показана схема стабилизации, включающая трёхлучевую схему формирования опорного сигнала в одной ячейке и двухлучевую схему для наблюдения контрольного поляризационного резонанса во второй ячейке. Поворот плоскости поляризации пробных пучков в двух последовательных четвертьволновых пластинках позволяет разделить пробный и насыщающий пучки с помощью поляризационного делительного кубика. Сов-

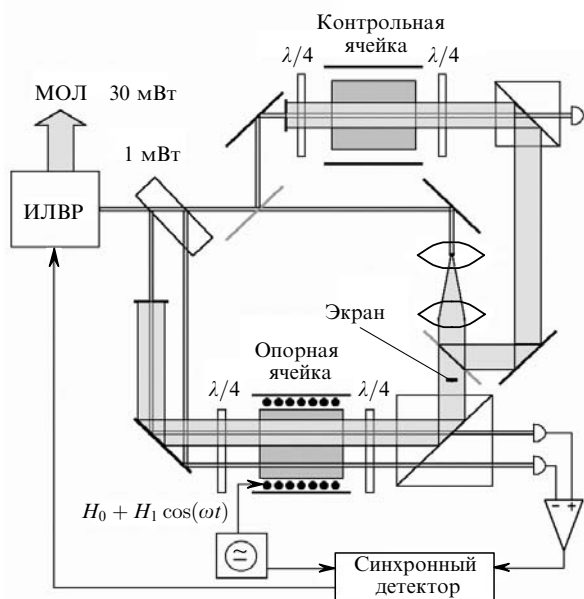


Рис.3. Схема стабилизации частоты инжекционного лазера с внешним резонатором (ИЛВР) по внутридоплеровскому резонансу поглощения в атомной ячейке.

местное использование экрана в центральной части насыщающего пучка и блокирующей диафрагмы не только устраняет конкурирующий механизм двухуровневой нелинейности (см. далее разд.5), но и подавляет паразитную оптическую обратную связь в лазере.

Сдвиг резонанса на крайнем магнитном подуровне пропорционален постоянному магнитному полю соленоида, в который помещена опорная ячейка. В этот же соленоид подается модулирующий сигнал с частотой 15 кГц, который формирует сигнал ошибки. Частота лазера, таким образом, оказывается свободной от модуляции и лазерная линия не уширяется. Сдвиг частоты опорного резонанса от магнитного поля совпадает с теоретическим значением и составляет 1.4 МГц/Гс. Нестабильность источника тока катушки равна 10 мкА, что соответствует нестабильности магнитного поля в ячейке 150 мкГс. Фоновое продольное магнитное поле в опорной ячейке экранировано до ~ 2 мГс.

Сигнал ошибки системы АПЧ после синхронного детектирования, интегрирования и усиления (рис.4) подается на пьезоэлемент, управляющий длиной резонатора. Полоса обратной связи системы по уровню -3 дБ составляет 2 кГц. Для определения частотной отстройки в режиме захвата используется резонанс нелинейного поглощения в контрольной атомной ячейке, формируемый двумя встречными пучками с одинаковой циркулярной поляризацией. Диаметры пучков и их интенсивности такие же, как и в опорной ячейке (рис.3). Фоновое продольное магнитное поле в контрольной ячейке экранировано до ~ 20 мГс.

На рис.5,а приведена переходная характеристика системы стабилизации при резком изменении тока в соленоиде опорной ячейки. Постоянная времени интегратора системы стабилизации составляет 1 мс, длительность аperiodического переходного процесса - несколько миллисекунд. На рис.5,б показана схема калибровки частоты по склону резонанса в контрольной ячейке.

Ширина шумовой дорожки при настройке частоты на склон резонанса опорной ячейки (флуктуации частоты лазера) равна 300 кГц в полосе приёмника 15 кГц. В приближении белого шума это соответствует 2.5 кГц в полосе 1 Гц. Таким образом, нестабильность частоты лазера составляет 7×10^{-12} Гц^{1/2}. Исследование диссипативной силы светового давления нового типа предпо-

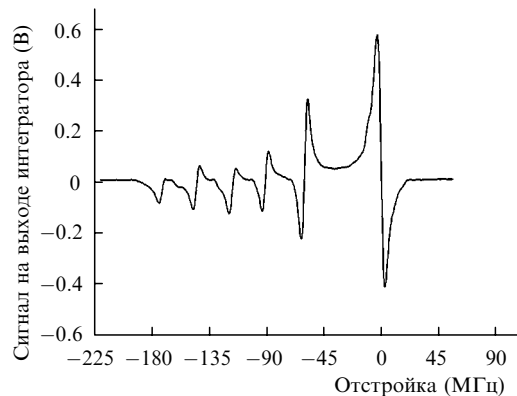


Рис.4. Дискриминационная кривая для резонансов на переходе $5S_{1/2} (F = 3) - 5P_{3/2} (F' = 2, 3, 4)$, полученная при модуляции продольного магнитного поля в опорной ячейке с ^{85}Rb и синхронном детектировании разностного сигнала поглощения двух пробных пучков. Интенсивность насыщающего пучка равна 0.1 мВт/см², время записи - 120 с.

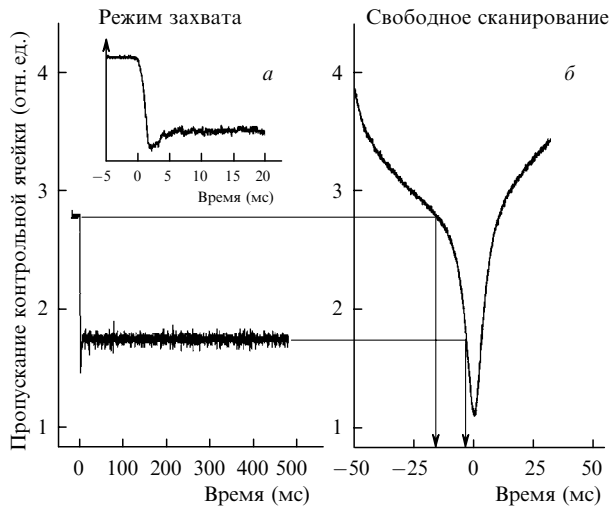


Рис.5. Пропускание контрольной ячейки при «ступенчатом» изменении магнитного поля в опорной ячейке в режимах стабилизации (а) и свободного сканирования лазера (б). На рис.5,б показан способ определения частотной отстройки. На вставке слева вверху приведен начальный этап переключения частоты.

лагает стабилизацию частоты лазера в области отстроек, близких к нулю. В описанной системе стабилизации это отвечает нулевому магнитному полю в опорной ячейке. В отсутствие значительной продольной компоненты магнитного поля поперечная фоновая компонента может изменять правила отбора при взаимодействии с циркулярно поляризованным полем, поэтому необходимо экранировать лабораторное поле. Остаточное магнитное поле расщепляет зеемановские подуровни, что накладывает ограничение на минимальную интенсивность насыщающего поля, т. к. скорость оптической накачки в основном состоянии должна превышать это расщепление.

Незначительное отличие поляризации светового поля от чисто циркулярной, т. е. присутствие в нем линейно поляризованной компоненты, в области нулевого магнитного поля приводит к образованию когерентных суперпозиций состояний с повышенным или пониженным поглощением. Наличие таких состояний нарушает работу системы стабилизации. В литературе эти эффекты известны как светоиндуцированное поглощение [16] и светоиндуцированная прозрачность [17]. Для системы стабилизации и перестройки частоты, основанной на эффекте Зеемана, светоиндуцированное поглощение приводит к искажению и даже разрыву линейной зависимости частоты лазера от продольного магнитного поля (с увеличением отклонения поляризации от циркулярной и при наличии поперечной составляющей поля).

С другой стороны, по минимуму резонанса светоиндуцированного поглощения можно точно настраивать состояние поляризации и подавлять поперечную компоненту поля. Кроме того, наличие резонанса даёт возможность калибровки нуля продольной компоненты магнитного поля. По нашему мнению, данный резонанс явился причиной «загадочного» нарушения линейности перестройки при нулевом магнитном поле, отмеченного в работе [14]. Для иллюстрации на рис.6 представлена зависимость сигнала насыщенного поглощения в опорной ячейке от магнитного поля вблизи центра линии. Узкий резонанс светоиндуцированного поглощения в центре линии на циклическом переходе имеет ширину порядка 150 кГц и обязан своим существованием незначитель-

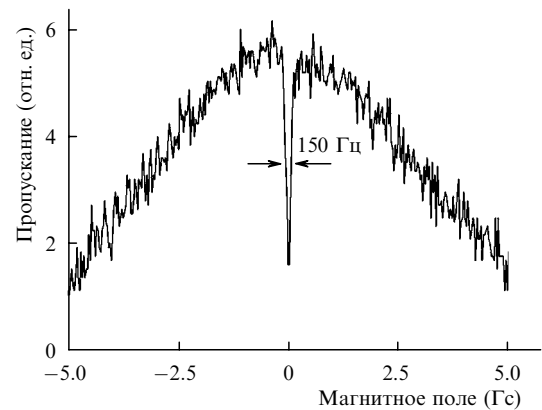


Рис.6. Характерный вид резонанса светоиндуцированного поглощения в опорной ячейке при неполном устранении в насыщающем поле линейно поляризованной компоненты.

ному отклонению поляризации насыщающего пучка от чисто циркулярной.

4. Магнитооптическая ловушка

Приведем основные параметры МОЛ. Давление в металлической камере с просветленными окнами, присоединенной к магниторазрядному насосу, поддерживается на уровне 10^{-8} Тор. Фоновая концентрация атомов Rb, поступающих из стеклянного отростка камеры, температура которого контролируется, и остаточное давление прочих газов определяют время накопления атомов в ловушке (0.7–1 с). Шесть пучков охлаждающего лазера с интенсивностью до 3 мВт/см^2 и диаметром 10 мм поступают в камеру каждый через своё окно. Во всех пучках на вращающихся оправках установлены четвертьволновые пластинки, с помощью которых задается эллипс поляризации охлаждающих пучков. Четыре пучка лазера подкачки общей мощностью 1–2 мВт поступают в камеру по вертикальному и одному из горизонтальных направлений. Градиент магнитного поля в центре камеры (точке нулевого магнитного поля) может достигать значения 6 Гс/см , ограниченного разогревом парных катушек, причем отношение градиентов вдоль и поперек оси этих катушек составляет 1.9:1. При оптимальных параметрах в этой ловушке может быть накоплено до 1.5×10^7 атомов с характерным размером облака 0.4 мм и температурой от 20 до 50 мК. Динамика сигнала флуоресценции захваченных атомов наблюдается с помощью системы линз, формирующей изображение холодного ансамбля атомов, и ФЭУ, установленного за диафрагмой. Изображение ансамбля контролируется также с помощью телесистемы, состоящей из ПЗС-камеры и монитора.

На рис.7,а показан сигнал флуоресценции холодных атомов в МОЛ, а на рис.7,б – сигналы пропускания контрольной ячейки при медленном изменении частоты охлаждающего лазера вблизи частоты перехода. В течение первых 100 с частота стабилизированного лазера линейно уменьшалась вблизи охлаждающего перехода, в следующие 50 с она росла, а затем была зафиксирована при отстройке –10 МГц. Малая скорость дрейфа уровня сигнала на склоне частотного дискриминатора (нижняя кривая на рис.7,б) обеспечивала долговременную устойчивую работу системы стабилизации охлаждающего лазера. Флуоресценция, собираемая из области ловушки (вер-

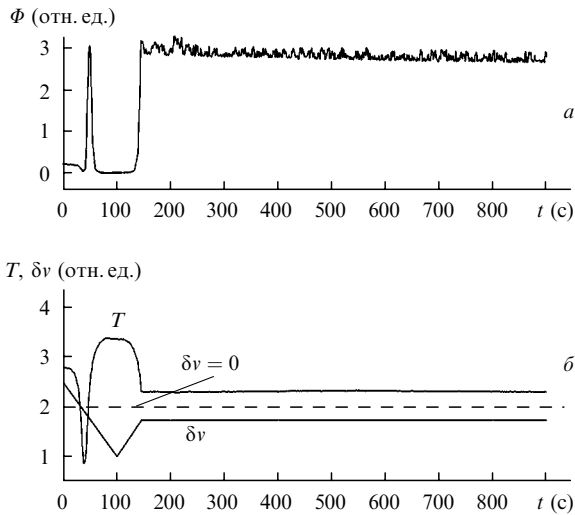


Рис.7. Временные зависимости интенсивности флуоресценции Φ ансамбля холодных атомов в ловушке (а), а также пропускания контрольной ячейки T и отстройки частоты лазера $\delta\nu$ (б). Время записи равно 15 мин.

хняя кривая на рис.7,б), имеет локальный минимум вблизи точного резонанса, обусловленный насыщением перехода в фоновых парах Rb во встречных сильных полях.

5. Контраст поляризационного резонанса

В схеме встречных пучков (рис.1,а) одновременно действуют два нелинейных механизма: уменьшение поглощения за счёт перевода части атомов в возбуждённое состояние ($5P_{3/2}, F' = 4$) и увеличение поглощения за счёт оптической накачки на крайний магнитный подуровень основного состояния ($5S_{1/2}, F = 3, m = 3$) (рис.1,б, в). Будем называть их соответственно двухуровневым и поляризационным механизмами насыщения.

Время релаксации поляризации основного состояния определяется временем пролёта атома через световой пучок t_f . Оно много больше времени жизни возбуждённого состояния γ^{-1} . Для эффективной накачки атомов на крайний магнитный подуровень необходимо значительное число актов поглощения – испускания, описываемое безразмерным параметром насыщения поляризации в основном состоянии γSt_f , где S – параметр насыщения в двухуровневой системе. Увеличение поглощения при перекачке атомов на крайний магнитный подуровень вызвано тем, что на циклическом переходе $F \rightarrow F + 1$ вероятность поглощения с крайнего магнитного подуровня в циркулярно поляризованном поле выше, чем в среднем по мультиплету (рис.1,б). Из-за конкуренции двух названных механизмов форма и знак нелинейного резонанса определяются интенсивностью и диаметром насыщающего пучка. При малом диаметре и большой интенсивности в сигнале поглощения доминирует провал. С ростом диаметра пучка и падением интенсивности он сменяется пиком. При промежуточных параметрах широкий поляризационный пик прорезан узким двухуровневым провалом (см. рис.8, а также [18]). Разная ширина пиков обусловлена различием параметров насыщения S и γSt_f . Заметим, что на других переходах D_2 -линии оба нелинейных механизма уменьшают поглощение.

Оценим оптимальные условия наблюдения поляризационного резонанса. Максимальный контраст нели-

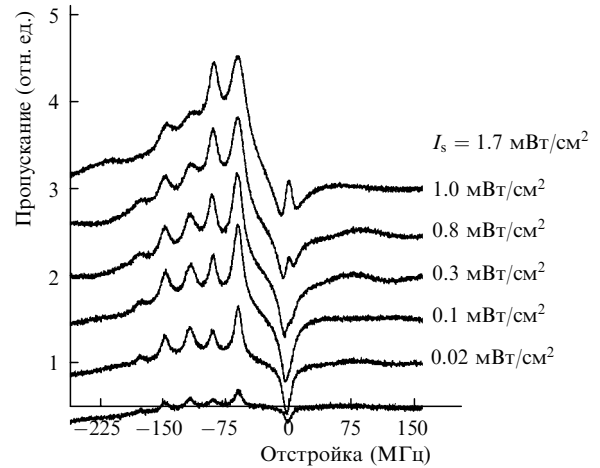


Рис.8. Спектры пропускания D_2 -линии ^{85}Rb при различных интенсивностях насыщающего пучка в нулевом магнитном поле.

нейного поглощения по отношению к линейному реализуется при слабом полном поглощении в оптически тонкой ячейке. В случае бесконечно широкого насыщающего пучка с малой интенсивностью ($S \ll 1$, но $\gamma St_f \gg 1$) оптическая накачка приводит к предельной поляризации основного состояния, однородной по объёму, в котором распространяется пробное излучение. Пусть α_{lin} и α_{nl} – коэффициенты поглощения в центре линии без насыщающего поля и при его наличии соответственно. Контраст нелинейного пика поглощения $c_{\text{nl}} = (\alpha_{\text{nl}} - \alpha_{\text{lin}}) / \alpha_{\text{lin}}$ может, в принципе, принимать значения больше единицы. В пределе $\gamma St_f \gg 1$ имеем [19]

$$\alpha_{\text{nl}}^{\text{max}} \propto (C_{F,F,1,1}^{F+1,F+1})^2 = 1,$$

$$\alpha_{\text{lin}}^{\text{max}} \propto \frac{1}{2F+1} \sum_m (C_{F,m,1,1}^{F+1,m+1})^2 = \frac{2F+3}{3(2F+1)}, \quad (1)$$

$$c_{\text{nl}}^{\text{max}} = \frac{4F}{2F+3},$$

где F – полный момент основного состояния; $C_{F,F,1,1}^{F+1,F+1}$ и $C_{F,m,1,1}^{F+1,m+1}$ – коэффициенты Клебша – Гордона. Для изотопов рубидия наибольший контраст $c_{\text{nl}}^{\text{max}}(^{87}\text{Rb}) = 8/7$ (114 %) и $c_{\text{nl}}^{\text{max}}(^{85}\text{Rb}) = 4/3$ (133 %). На рис.9 приведены расчётные зависимости контраста нелинейного резонанса от интенсивности и времени пролёта в оптически тонкой ячейке при одновременном действии двух вышеуказанных механизмов (нижние кривые в парах кривых). Однако если линейное поглощение слишком мало, то мала и нелинейная компонента. При увеличении поглощения (концентрации атомов или длины ячейки) интенсивность насыщающего поля и поляризация среды становятся пространственно-неоднородными, и контраст нелинейного резонанса убывает, хотя число поглощённых в центре линии пробных фотонов растёт.

Коэффициенты α_{lin} и α_{nl} описывают в данном случае локальное поглощение, а долю поглощенной полной мощности обозначим A_{lin} и A_{nl} соответственно в линейном и нелинейном случаях. При слишком большом линейном поглощении ($A_{\text{lin}} \sim 100\%$) нелинейная добавка пренебрежимо мала. Можно грубо оценить полное поглощение в ячейке, в котором нелинейная составляющая

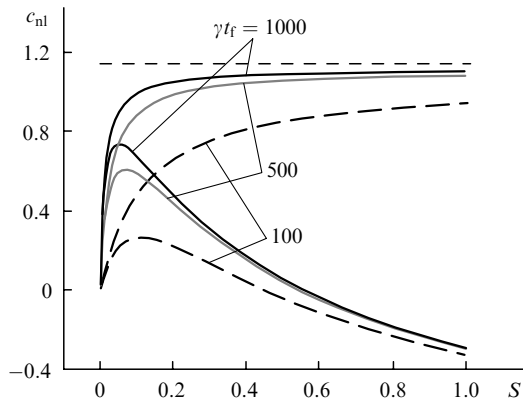


Рис.9. Теоретические зависимости нелинейного контраста $c_{nl} = (\alpha_{nl} - \alpha_{lin})/\alpha_{nl}$ на циклическом переходе с подуровня с $F = 2$ основного состояния ^{87}Rb от параметра насыщения S . В каждой паре кривых для одного и того же значения γt_f верхняя кривая соответствует схеме с экранировкой центральной части насыщающего пучка. Горизонтальная штриховая линия – предельный контраст (114 %), обсуждаемый в тексте.

максимальна, предполагая, что в центральной области насыщающего пучка поглощение однородно по всей длине ячейки L , а поляризация основного состояния имеет предельное значение и справедливы соотношения (1). Линейное поглощение в однородной среде $A_{lin} = 1 - t$, где $t = \exp(-\alpha_{lin}L)$ – пропускание ячейки, а изменение поглощения в центре линии из-за насыщающего поля

$$A_{nl} - A_{lin} = t - t^\beta, \quad \beta = \frac{\alpha_{nl}^{max}}{\alpha_{lin}^{max}}. \quad (2)$$

Нелинейная добавка (2) является максимальной при $t = \beta^{-1/(\beta-1)} \approx 50\%$:

$$(A_{nl} - A_{lin})_{max} = \beta^{-\beta/(\beta-1)}(\beta - 1), \quad (3)$$

что составляет 30 % от мощности излучения, падающего на ячейку, и 60 % от линейного поглощения. Таким образом, контраст нелинейного резонанса в «толстой» ячейке при оптимальных условиях наблюдения приблизительно в два раза меньше предельного контраста (1). Точные значения контраста для изотопов немного различаются, однако уточнение оценки в рамках нашей модели нецелесообразно.

На рис.2 приведены экспериментальный и теоретический [20] сигналы насыщенного поглощения для одинаково ориентированных циркулярных поляризаций пробного и насыщающего пучков на D_2 -линии ^{85}Rb . Выражение, полученное в [20], описывает вероятность поглощения на всех переходах сверхтонкой структуры при $\gamma t_f \gg 1$, $\gamma S t_f < 1$ и учитывает скалярное, магнитодипольное и квадрупольное рассеяния, которые одинаковы по порядку величины. Для собственных резонансов (отмечены стрелками) наблюдается хорошее соответствие теории и эксперимента.

В настоящей работе предложен способ устранения конкуренции двух механизмов нелинейности, заключающийся в частичной экранировке насыщающего пучка в области распространения пробного пучка меньшего диаметра. На рис.10 приведён пример нелинейного резонанса поглощения с нелинейным контрастом $c_{nl} = 38\%$ ($t =$

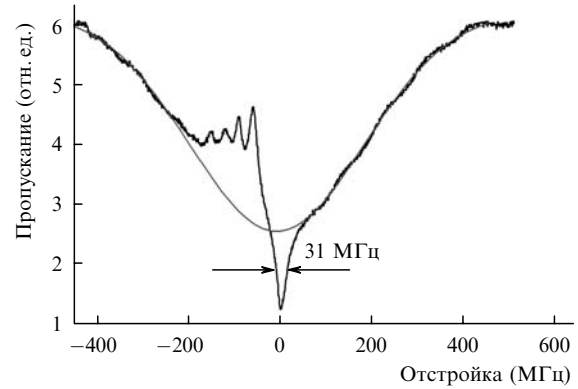


Рис.10. Нелинейный резонанс на переходе $5S_{1/2} (F = 3) - 5P_{3/2} (F' = 4)$ (^{85}Rb) с контрастом 38 %, полученный при интенсивности насыщающего пучка $I_s = 1.7 \text{ мВт/см}^2$ и его диаметре 14 мм. В центральной части пучка находился экран диаметром 2.5 мм, в тени которого распространялся пробный пучок диаметром 2 мм с интенсивностью 0.15 мВт/см^2 . Гладкая кривая – аппроксимация гауссовой кривой линейного контура поглощения, построенная по данным поглощения в крыльях линии.

5 %) при интенсивности насыщающего пучка порядка интенсивности двухуровневого насыщения. Центральная часть пучка была экранирована. Зависимость нелинейного контраста от интенсивности в этой ситуации показана на рис.9 (верхние кривые в каждой паре кривых). С ростом $\gamma S t_f$ контраст поляризационного резонанса стремится к максимальному значению (3), однако при этом начинает расти и ширина резонанса.

6. Заключение

Создана система стабилизации и управления частотой инжекционного лазера вблизи частоты циклического охлаждающего перехода в атомах Rb. Диапазон изменения отстроек составил $+40 \dots -150$ МГц. Кратковременная стабильность частоты, оценённая по сигналу пропускания на склоне независимого контрольного резонанса без учёта его собственных флуктуаций, составляет 2.5 кГц в полосе 1 Гц. Реализован метод повышения контраста внутридоплеровского резонанса, заключающийся в частичной экранировке насыщающего пучка. Получен большой контраст (до 50 %) внутридоплеровского резонанса на циклическом переходе. Предложены объяснение аномального поведения системы стабилизации при нулевом магнитном поле в опорной ячейке, состоящее в учёте механизмов светоиндуцированного поглощения и светоиндуцированной прозрачности, а также способ устранения этого эффекта, нарушающего режим стабилизации частоты. Проведён расчёт, подтверждающий наличие аномальной силы трения в эллиптических световых полях при нулевой отстройке и угловом моменте основного состояния $F > 1/2$. Рассчитаны зависимости контраста поляризационного резонанса на циклическом переходе от интенсивности и времени взаимодействия.

Авторы выражают благодарность В.А.Саутенкову, Е.Р.Элия (E.R.Eliel) и Дж.П.Вудману (J.P.Woerdman) за предоставление вакуумной части МОЛ, В.П.Яковлеву, В.К.Егорову и А.А.Гумайкину – за полезные советы и обсуждения, С.А.Зиброву и Е.С.Князьян – за помощь в практической работе.

Настоящая работа выполнена при поддержке гранта МНТЦ № 2651р.

1. Ikegami T., Sudo S., Sakai Y. *Frequency Stabilization of Semiconductor Laser Diodes* (Boston, London, Artech House, 1995).
2. Kitching J., Knappe S., Vukicevic N., Hollberg L., Wynands R., Weidmann W. *IEEE Trans. Instr. Meas.*, **49**, 1313 (2000).
3. Oates C.W., Hollberg L., et al. *Opt. Lett.*, **25**, 1603 (2000); Celikov A., Riehle F., Velichansky V.L., Helmcke J. *Opt. Commun.*, **107**, 54 (1994).
4. Balykin V.I., Minogin V.G., Letokhov V.S. *Rep. Prog. Phys.*, **63**, 1429 (2000).
5. Adams C.S., Riis E. *Prog. Quantum Electron.*, **21**, 1 (1997).
6. Прудников О.Н., Тайченачев А.В., Тумаикин А.М., Юдин В.И. *Письма в ЖЭТФ*, **70**, 439 (1999).
7. Dalibard J., Cohen-Tannoudji C. *J. Opt. Soc. Am. B*, **6**, 2023 (1989).
8. Prudnikov O.N., Taichenachev A.V., Tumaikin A.M., Yudin V.I. *Tech. Dig. IQEC/LAT* (M., 2002).
9. Chu S., Hollberg L., Bjorkholm J.E., Cable A., Ashkin A. *Phys. Rev. Lett.*, **55**, 48 (1985).
10. Hope A., Haubrich D., Schadwinkel H., Strauch F., Meshede D. *Europhys. Lett.*, **28**, 7 (1994).
11. Lindquist K., Stephens M., Wieman C. *Phys. Rev. A*, **46**, 4082 (1992).
12. Emile O., Bardou F., Salomon C., Laurent Ph., Nadir A., Clairon A. *Europhys. Lett.*, **20**, 687 (1992).
13. Gibble K.E., Kasapi S., Chu S. *Opt. Lett.*, **17** (7), 526 (1992).
14. Dinnen T.P., Wallace C.D., Gould P.L. *Opt. Commun.*, **92**, 277 (1992).
15. Ikegami T., Ohshima S., Ohtsu M. *Jpn. J. Appl. Phys.*, **28** (10), 1839 (1989).
16. Akulshin A.M., Barreiro S., Lezama A. *Phys. Rev. A*, **57** (4), 2996 (1998); Lezama A., Barreiro S., Akulshin A.M. *Phys. Rev. A*, **59** (6), 4732 (1999).
17. Arimondo E. In: *Progress in Optics*. Ed. by E.Wolf (Amsterdam: Elsevier, 1996, v. XXXV, pt V, pp 256–354).
18. Gamidov R., Taskin I., Sautenkov V. *Proc. Fifth Symposium on Frequency Standards and Metrology* (Massachusetts: Woods Hole, 1995, pp 445–449).
19. Частное сообщение.
20. Акульшин А.М., Величанский В.Л., Крашенинников М.В., Саутенков В.А., Смирнов В.С., Тумаикин А.М., Юдин В.И. *ЖЭТФ*, **96**, № 1(7), 107 (1989).