

Низкопороговый диодный лазер с коротким резонатором для миниатюрных атомных часов

С.В.Каргапольцев, В.Л.Величанский, В.В.Васильев, М.Ш.Кобякова, А.В.Морозюк, Н.В.Ширяева, В.П.Коняев

Разработаны диодные лазеры с коротким резонатором (ДИЛКОР), излучающие на длине волны D₁-линии цезия $\lambda = 894$ нм. Низкие пороговые токи и энергопотребление позволяют использовать такие лазеры в малогабаритных атомных часах и магнитометрах. Параметры ДИЛКОР сопоставимы с параметрами лазеров, излучающих с поверхности.

Ключевые слова: полупроводниковый лазер, резонанс когерентного пленения населенностей, атомные часы.

1. Введение

В последнее время наблюдается повышенный интерес к созданию малогабаритных (объем ~ 1 см³) с низким энергопотреблением атомных часов на сверхтонких переходах Rb и Cs [1–3]. Такие атомные часы могут использоваться в портативных радиоприемниках и передатчиках с двусторонней широкополосной связью для защиты передаваемой информации, для синхронизации телекоммуникационных сетей, в точном приборостроении, в приемниках сигналов глобального позиционирования (GPS) с повышенной скоростью действия и лучшей помехоустойчивостью [4, 5] и в разрабатываемых аналогичных приемниках национальной системы ГЛОНАСС. Массовое изготовление компактных и дешевых генераторов сигналов точного времени позволит применять их в сотовых телефонах.

Компактные кварцевые генераторы имеют малое энергопотребление, но при этом обладают относительно низкой долговременной стабильностью (относительный уход частоты за сутки составляет $10^{-5} - 10^{-7}$), главным образом, из-за дрейфа температуры. Лучшие по этому параметру кварцевые генераторы с высокой долговременной стабильностью ($10^{-9} - 10^{-10}$ за сутки) имеют сравнительно большой объем (свыше 50 см³) и высокое энергопотребление (~ 3 Вт) [6]. Транспортируемые атомные стандарты частоты обладают высокой долговременной стабильностью, но их размеры и энергопотребление еще больше, чем у кварцевых генераторов. В результате многолетней работы по уменьшению габаритов атомных часов с оптической накачкой объем прибора достиг примерно 100 см³ [7]. В этих часах зондирующее СВЧ поле

непосредственно взаимодействует с атомами в СВЧ резонаторе. Возможность дальнейшего уменьшения габаритов принципиально ограничена тем, что характерный размер СВЧ резонатора сопоставим с длиной волны СВЧ поля [8]. Так, длина волны перехода между сверхтонкими подуровнями основного состояния в Cs составляет ~ 3.2 см.

В последние годы активно изучается новый подход к формированию опорного резонанса в атомных часах. Он основан на эффекте когерентного пленения населенностей (КПН) в бихроматическом лазерном поле [9, 10]. Как и в случае традиционного подхода, использующего двойной радиооптический резонанс, в новом поколении малогабаритных атомных часов стабилизируется частота СВЧ генератора. Однако СВЧ поле непосредственно с атомами не взаимодействует, а служит для формирования бихроматического лазерного поля. Разность частот компонент этого поля равна или кратна частоте СВЧ генератора. Когда она равна частоте сверхтонкого расщепления подуровней основного состояния, наблюдается провал в поглощении [11, 12]. Зависимость пропускания ячейки с атомами от разности частот компонент бихроматического поля (и частоты СВЧ генератора) формирует опорный КПН-резонанс (он же Λ -резонанс) атомных часов.

Преимущество данного метода состоит в исключении СВЧ резонатора из схемы и в возможности миниатюризации часов. Ряд институтов и компаний США работает сейчас над программой создания атомных часов с объемом ~ 1 см³, энергопотреблением около 30 мВт и относительной нестабильностью частоты 10^{-11} за час [1]. Оптический квантовый дискриминатор объемом 9 мм³ для таких часов был продемонстрирован в [2, 3]. Такой же дискриминатор может служить основой компактного магнитометра [13]. В работе [14] объем часов вместе со всей электроникой доведен до 10 см³.

Только диодные лазеры (ДЛ) способны обеспечить требуемые компактность и малое энергопотребление. При этом динамические характеристики лазера должны обеспечивать высокую эффективность СВЧ модуляции без возбуждения многомодового режима. Таким услови-

С.В.Каргапольцев, В.Л.Величанский, В.В.Васильев. Физический институт им. П.Н.Лебедева РАН, Россия, 119991 Москва, Ленинский просп., 53; e-mail: sergka@gambler.ru

М.Ш.Кобякова, А.В.Морозюк, Н.В.Ширяева, В.П.Коняев. ФГУП «НИИ "Полос" им. М.Ф.Степеля», Россия, 117342 Москва, ул. Введенского, 3

Поступила в редакцию 8 августа 2008 г., после доработки – 15 октября 2008 г.

ям удовлетворяют излучающие с поверхности лазеры VCSEL. Поскольку в России эти лазеры пока не производятся, в настоящей работе исследуется альтернативный вариант – диодные лазеры обычной геометрии (излучающие с краев), но с относительно коротким резонатором (ДИЛКОР).

2. Требования к бихроматическому излучению

Спектральные характеристики. Для миниатюрных КПН-часов необходимо двухчастотное непрерывное излучение на длинах волн резонансных D_1 -линий Rb ($\lambda = 794.8$ нм) или Cs ($\lambda = 894.6$ нм). Частотный интервал между компонентами лазерного поля должен быть равен сверхтонкому расщеплению Δ_{hf} основного состояния щелочного металла, составляющему $\sim 3.030, 6.835$ и 9.193 ГГц для ^{85}Rb , ^{87}Rb и ^{133}Cs соответственно. При модуляции с частотой f используются либо две первые боковые полосы ($f = \Delta_{hf}/2$), либо одна из них и несущая ($f = \Delta_{hf}$). Важно, что нет жестких требований к спектральной ширине каждой из резонансных компонент поля. В большинстве методов зондирования допустима ширина порядка 1 ГГц, а в схеме из работы [15] ширина должна быть меньше расщепления уровня $5P_{1/2}$ ^{87}Rb (812 МГц), т. е. не более 100 МГц. Однако взаимная когерентность двух компонент должна быть высокой, т. е. их частотные флуктуации должны быть скоррелированы [12, 16]. Мерай взаимной когерентности служит ширина спектра биений этих компонент, которая должна быть на порядок меньше ширины КПН-резонанса. Для ширин опорного СВЧ резонанса 1–10 кГц, реализуемых в ячейках объемом несколько кубических миллиметров, ширина спектра биений не должна превышать 0.1–1 кГц.

Поляризация. Оптимальен вариант, когда поляризации обеих компонент линейны и ортогональны друг другу [17], однако он не прост в технической реализации. Допустим вариант, при котором обе компоненты имеют одинаковую циркулярную поляризацию, хотя он и приводит к заметному уменьшению контраста резонанса из-за дополнительных «ловушечных» состояний. Оба эти варианта подходят для атомов ^{85}Rb , ^{87}Rb и ^{133}Cs . Простейший вариант двух одинаковых линейных поляризаций (с высоким контрастом опорного резонанса) осуществим только для изотопа ^{87}Rb и при не слишком высоких давлениях буферного газа [15].

Мощность и пороговый ток. В работах [2, 3] полная мощность излучения на входе в ячейку составляла 12 и 3.5 мВт при диаметрах пучков 0.25 и 0.125 мм соответственно. При диаметре пучка 1–2 мм мощность излучения может быть доведена до 100 мВт без увеличения полевого уширения опорного резонанса. Есть две причины, по которым мощность излучения ДЛ должна превышать мощность излучения на входе в ячейку. Вблизи порога как частотные, так и амплитудные шумы излучения максимальны, так что желательно иметь заметное превышение тока накачки над пороговым значением. Кроме того, режим генерации ДЛ чувствителен к паразитной оптической обратной связи, которую можно подавить нейтральными фильтрами. При использовании фильтра с пропусканием 0.1–0.03 отраженное излучение будет ослаблено в 10^{-2} – 10^{-3} раз. Большинство перечисленных выше применений ДЛ предполагает их низкое энергопотребление, поэтому пороговый ток не должен превышать нескольких миллиампер.

3. Методы формирования бихроматического поля

Существует ряд методов генерации двухчастотного поля, использующих: 1) два независимых ДЛ с фазовой синхронизацией [18]; 2) фазовую привязку излучения двух независимых лазеров к гармоникам генератора гребенки частот [19]; 3) один лазер, стабильно генерирующий одну частоту на резонансной линии, и второй лазер (с СВЧ модуляцией тока накачки), частота которого захвачена частотой излучения первого лазера [14]; 4) электрооптическую модуляцию лазерного излучения [20]; 5) различные продольные моды одного лазера [21]; 6) два независимых диодных лазера с СВЧ модуляцией тока, имеющей соответствующую относительную фазовую задержку [22]; 7) два независимых высококогерентных лазера с внешними резонаторами [23]; 8) СВЧ-модуляцию тока ДЛ [9].

Достоинством первых двух и шестого методов является возможность независимого контроля поляризации и амплитуд компонент поля, стабильность режима и отсутствие лишних спектральных компонент. Главное достоинство последнего метода заключается в его простоте. Недостатки всех методов, кроме последнего, – сложность и большие габариты приборов, созданных на их основе. Если частота модуляции равна половине частоты сверхтонкого расщепления основного состояния, то рабочими являются только две первые боковые полосы. Однако помимо них в общем случае присутствуют еще несущая и более высокочастотные полосы. Эти «лишние» компоненты уменьшают отношение сигнал/шум и изменяют резонансную частоту СВЧ перехода из-за светового сдвига (динамического штарк-эффекта). Кроме того, при такой модуляции боковые полосы имеют одинаковую поляризацию, а одним из методов получения высокого контраста Λ -резонанса является бихроматическое излучение, в котором линейные поляризации компонент ортогональны [17]. Тем не менее метод высокочастотной модуляции тока лазера является наиболее приемлемым для миниатюрных атомных часов. Для его осуществления требуется один источник излучения и не нужны дополнительные оптические элементы. Именно этот метод применялся в [2, 3, 13].

4. Требования к лазерам

Наиболее подходящим источником излучения для рассматриваемой задачи являются лазеры VCSEL. Длины резонаторов таких лазеров настолько малы (несколько микрон), что они всегда работают на одной продольной моде. Эти лазеры могут иметь пороговые токи менее 1 мА, рабочие токи около 2 мА и обеспечивают мощность излучения ~ 1 мВт. Энергопотребление этих лазеров не превышает 5 мВт (без учета затрат на термостабилизацию), и они допускают требуемую высокочастотную модуляцию. До недавнего времени такие лазеры были доступны только на длинах волн 852 и 780 нм, поэтому первые результаты по спектроскопии КПН-резонанса были получены на D_2 -линиях Cs и Rb. Как показано в [24], использование D_1 -линии вместо D_2 увеличивает контраст и отношение амплитуды Λ -резонанса к его ширине, а также улучшает стабильность часов. Относительно недавно компанией «Symmetrisom» был разработан VCSEL, излучающий на длине волны 894 нм [1], а в [3] продемонстрирован оптический квантовый дискриминатор мини-

турных атомных часов, использующий VCSEL на $\lambda = 794$ нм. К сожалению, такие лазеры на длинах волн D₁-линии Cs и Rb в России недоступны. В настоящей работе предлагается другой подход к формированию двухчастотного поля.

Для типичных ДЛ, производимых НИИ «Полус» (Россия), пороговый ток составляет 25–55 мА, мощность излучения равна 10–50 мВт и длина резонатора составляет 600–1000 мкм. Доступны лазеры на длину волны 895 нм. Миниатюрные часы не требуют большой мощности излучения, более того, энергетический бюджет прибора ограничивает ее на уровне ~ 1 мВт. Идея заключается в создании ДЛ, излучающего с торцов (перпендикулярно направлению тока), но с укороченным резонатором и большими коэффициентами отражения зеркал. Это позволит существенно понизить пороговый ток и энергопотребление лазера и одновременно увеличить устойчивость одночастотного режима. Возможны два варианта изготовления таких лазеров:

1. Уменьшение длины резонатора и порогового тока без изменения длины волны. Длина волны излучения ДЛ из каждой новой серии измеряется обычно вблизи порога генерации для определенных значений длины резонатора L_0 и коэффициентов отражения зеркал $R_1, R_2 = R_0$ (обычно $L_0 = 0.4$ мм, $R_0 = 0.32$). Если исходная длина волны близка к требуемой (~ 895 нм для D₁-линии Cs), то задача сводится к укорочению резонатора до величины L и к увеличению коэффициентов отражения зеркал R_1, R_2 до таких значений, при которых длина волны генерации λ_g не изменится. Она определяется (с точностью порядка величины межмодового интервала) спектральным максимумом коэффициента усиления. Близость к порогу и малые вариации суммарной интенсивности встречных волн по длине резонатора как для исходного, так и (тем более) для короткого резонатора с увеличенными коэффициентами отражения зеркал позволяют пренебречь насыщением усиления и считать коэффициент усиления g постоянным по длине:

$$g = \alpha - \frac{1}{2L} \ln(R_1 R_2), \quad (1)$$

где α – распределенные потери в резонаторе, а локальный коэффициент усиления g усреднен только по поперечным координатам. В этом приближении и положение спектрального максимума, и пороговая плотность тока накачки определяются только величиной g . Локальные коэффициенты усиления вблизи порога в исходном и укороченном резонаторах равны, если $R_1 R_2 = R_0^{2L/L_0}$. При этом принято, что распределенные потери в резонаторе не изменяются при изменении его длины. Это вполне оправданно, поскольку вместе с локальным коэффициентом усиления постоянной остается и пороговая плотность тока, и длина волны центра линии усиления. Пороговый ток уменьшается при этом в L/L_0 раз. Например, при уменьшении длины резонатора до 100 (50) мкм пороговый ток уменьшится в четыре (восемь) раз. Если коэффициент отражения одного из зеркал короткого резонатора $R_2 \approx 0.98$, то коэффициент отражения второго зеркала $R_1 = 0.58$ (0.77). Мощность генерации при той же рабочей плотности тока уменьшится, но и требования к мощности очень низкие.

2. Изменение порогового тока с одновременной подстройкой длины волны. Если в исходных образцах длина

волны отличается от требуемой, то, кроме уменьшения порога генерации, необходимо так подобрать параметры резонатора и локальное усиление (плотность тока), чтобы центр линии усиления укороченного резонатора вблизи порога совпал с требуемой длиной волны. Желательно, чтобы исходная длина волны была меньше необходимой. В этом случае локальный коэффициент усиления требуется понизить, и пороговый ток уменьшится из-за уменьшения не только длины резонатора и площади контакта, но и его плотности. В лазерах с квантово-размерными слоями не всегда можно точно предсказать зависимость длины волны излучения от уровня потерь, поэтому в данной работе эта характеристика определялась экспериментально.

5. Эффективность модуляции

Эффективная модуляция частоты излучения лазера может быть реализована, когда частота модуляции меньше или порядка частоты релаксационных колебаний динамических переменных лазера. Поэтому предпочтителен вариант модуляции с $f = \Delta_{\text{hf}}/2$. Для малых амплитуд частота релаксационных колебаний

$$f_{\text{rel}} = \frac{1}{2\pi} \left[\frac{1}{\tau_c \tau_{\text{ph}}} \left(\frac{J}{J_{\text{th}}} - 1 \right) \right]^{1/2}, \quad (2)$$

где J и J_{th} – плотности рабочего и порогового токов накачки соответственно; τ_c – время жизни электронов; τ_{ph} – время жизни фотонов в резонаторе. В случае $f = \Delta_{\text{hf}}/2$ требуется, чтобы основная мощность излучения содержалась в боковых полосах первого порядка. Для этого индекс частотной модуляции m_{fm} должен быть достаточно большим (например, $m_{\text{fm}} \approx 2$, когда мощность несущей становится равной мощности высших боковых полос). Здесь целесообразно пользоваться следующей формулой, справедливой для более глубокой модуляции:

$$f_{\text{rel}} = \frac{1}{2\pi} \left(\frac{A p_0}{\tau_{\text{ph}}} \right)^{1/2}, \quad (3)$$

где p_0 – стационарная плотность фотонов; A – постоянная дифференциального оптического усиления;

$$\begin{aligned} \tau_{\text{ph}} &= \frac{1}{v_{\text{gr}}} \left(\alpha + \frac{1}{L} \ln \frac{1}{R} \right)^{-1} \\ &= \frac{1}{v_{\text{gr}}} \left[\alpha + \frac{1}{L} \ln(R_1 R_2)^{1/2} \right]^{-1} = \frac{1}{v_{\text{gr}}} g^{-1}; \end{aligned} \quad (4)$$

v_{gr} – групповая скорость света.

Уменьшение длины резонатора с одновременным увеличением коэффициентов отражения зеркал при сохранении неизменными пороговой плотности тока и локального усиления g не меняет времени жизни фотона в резонаторе.

Сопоставление частот релаксационных колебаний лазера с большой длиной резонатора и ДИЛКОР уместно проводить при одинаковом превышении над порогом. При первом варианте уменьшения длины резонатора, когда сохраняется g , остается неизменным и время жизни фотона в резонаторе (4). При постоянном времени жизни электронов τ_c в стационарном состоянии вблизи порога генерации концентрация электронов n связана с плот-

ностью постоянного тока J следующим соотношением:

$$n = J\tau_e/ed, \quad (5)$$

где d – толщина активной области.

Таким образом τ_{ph} и τ_e определяются величиной превышения тока накачки над пороговым током, и (2) дает одинаковый результат для обоих резонаторов. Тем не менее переход к короткому резонатору позволяет повысить f_{rel} , если максимальное превышение определяется лучевой прочностью выходной грани, а не перегревом лазера. Отметим еще, что укорочение резонатора приводит к уменьшению емкости р–п-перехода, что важно для эффективности высокочастотной модуляции.

При переходе к коротким резонаторам увеличивается расстояние между продольными модами, что облегчает сохранение одного типа колебаний при высоких частотах модуляции.

6. Сравнение характеристик ДИЛКОР и VCSEL

Основными достоинствами VCSEL являются: отсутствие других продольных мод, кроме рабочей, и, как следствие, повышенная устойчивость модового состава к высокочастотной модуляции тока; отсутствие разрывов в перестроенной характеристике; симметричное поле излучения; малое энергопотребление; планарная технология. В случае использования VCSEL в миниатюрных квантовых дискриминаторах малая расходимость их излучения является недостатком, поскольку при малых размерах квантового дискриминатора она приводит к малому диаметру коллимированного пучка, что при том же уровне мощности вызывает увеличение ширины опорного резонанса из-за полевого уширения.

В некоторых типах VCSEL наблюдается неконтролируемое переключение поляризации и возбуждение поперечных мод. Излучение ДИЛКОР имеет большую расходимость, но несимметричное распределение поля излучения. Из-за разрывов в перестроенных характеристиках выход годных для изготовления ДИЛКОР образцов составляет $\sim 30\%$. С другой стороны, наличие гребенки продольных мод облегчает настройку линии генерации на атомную линию. Для лазеров обоих типов требуется, чтобы центр линии усиления был близок к атомной линии. Попадание единственной продольной моды VCSEL в атомную линию может потребовать значительного изменения температуры лазера для настройки частоты.

7. Результаты экспериментов

В эксперименте использовался тройной твердый раствор InGaAs. Исследования проводились на образцах лазерных диодов с шириной мезаполоски (р-контакта) 3 мкм. Активный элемент изготавливался из пластины, выращенной по МОС-гидридной технологии. Составы и толщины слоев указаны в табл.1.

Длина волны электролюминесценции активного слоя $\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ составляла 889 нм. Активные элементы монтировались п-контактом на поверхности медной контактной пластины с помощью индия. Зависимость длины волны генерации λ_g от уровня распределенных потерь в резонаторе для этой пластины приведена в табл.2 и на рис.1. Для вариации потерь были изготовлены лазеры с

Табл.1.

Слой	Состав слоя	x	Толщина слоя (мкм)
Контактный	p^+ -GaAs	–	0.29
Р-эмиттер	$\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$	0.337	1.71
Р-волновод	$\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$	0.291	0.2
Активный	$\text{In}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$	–	0.02
N-волновод	$\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$	0.291	0.2
N-эмиттер	$\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$	0.337	3
Буферный	n^+ -GaAs	–	0.49
Подложка	GaAs	–	80

Табл.2.

R_1	R_2	L (мкм)	λ_g (нм)	$-(2L)^{-1} \ln(R_1 R_2)$ (см^{-1})
0.32	0.32	200	870	57
0.32	0.32	400	893	28.5
0.32	0.32	600	897	19
0.32	0.32	100	847	114
0.32	0.98	100	870	58
0.65	0.98	100	895	22.5
0.85	0.98	100	902	9

разными длинами резонатора и разными коэффициентами отражения передней (R_1) и задней (R_2) граней. Монотонная зависимость длины волны генерации от потерь (см. рис.1) позволила определить оптимальные коэффициенты отражения зеркал для лазера с $L = 100$ мкм (светлая точка на рис.1) и изготовить серию таких лазеров. Они излучали на длине волны, близкой к длине волны D1-линии цезия, а их пороговые токи составляли 3.7–3.9 мА при температуре 21 °С. При токе 5 мА мощность генерации была равна ~ 1 мВт.

Характеристики лазеров исследовались на установке, схема которой дана на рис.2. Ток лазера модулировался СВЧ сигналом от генератора Agilent E8257C через T-коннектор (RF&DC ZFBT-6GW-FT). ДИЛКОР размещался в закрытом боксе на держателе, который имел двойной контур термостабилизации. Излучение через систему зеркал и делительных пластинок направлялось в ячейку Я1, помещенную в соленоид и магнитный экран, во вспомогательную ячейку Я2, в волокно измерителя длины волны (λ -метр LM-006, точность измерения 0.01 нм) и в интерферометр Фабри–Перо. Регистрация

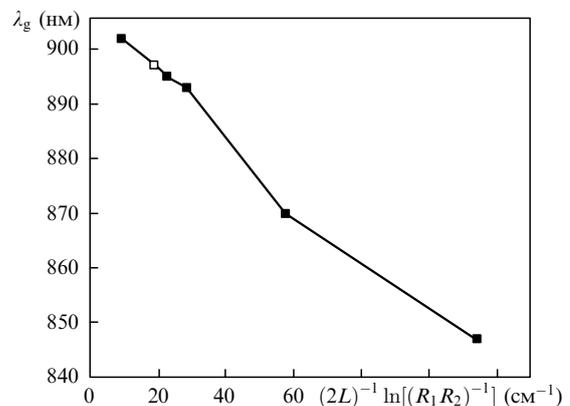


Рис.1. Зависимость длины волны генерации от потерь на зеркалах, распределенных по длине резонатора, для диодных лазеров с разными коэффициентами отражения зеркал R_1 , R_2 и длиной резонатора L .

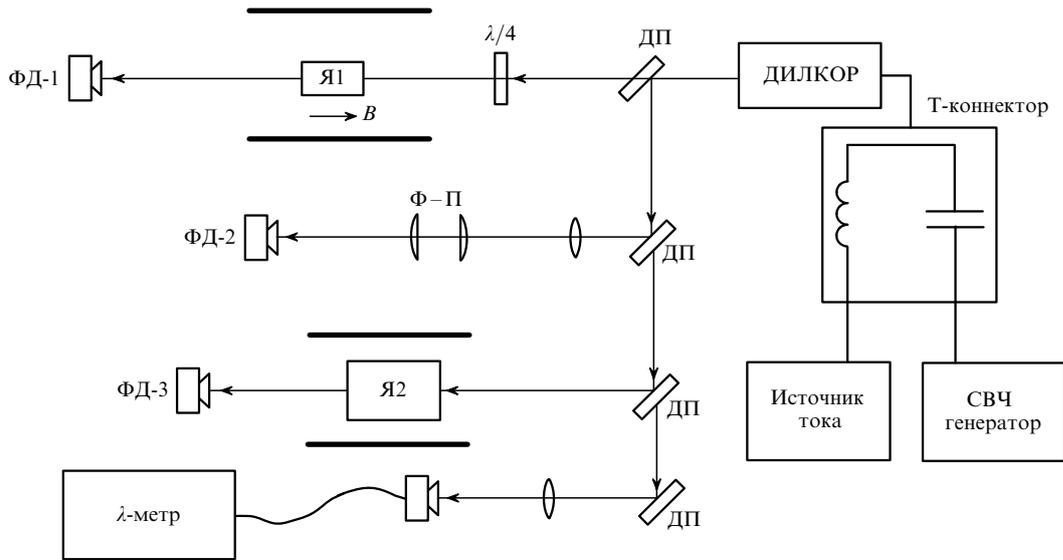


Рис.2. Схема установки:

ДИЛКОР – диодный лазер с коротким резонатором. ФД-1 – ФД-3 – фотоприемники; Я1 – ячейка с парами Cs и буферным газом Ar (95 Тор); Я2 – вспомогательная ячейка с парами Cs; Ф – П – конфокальный интерферометр Фабри – Перо с областью свободной дисперсии 7.5 ГГц; ДП – делительные пластины.

осуществлялась с помощью приемников ФД-1 – ФД-3. Далее описываются экспериментальные зависимости, полученные при исследовании одного лазера, но характерные для всей серии.

Для каждого лазера существуют области температур и токов, в которых генерация происходит на одной моде. На рис.3 показаны диапазоны температурной перестройки длины волны моды в районе D₁-линии Cs (при постоянном токе $I = 6.5$ мА) и токовой перестройки (при постоянной температуре $T = 21.5$ °С). На краях диапазонов перестройки генерация резко переключается на другую моду, отстоящую приблизительно на 1 нм. Интересно, что в случае температурной перестройки при постоянном токе область перестройки (0.34 нм) примерно в два раза больше, чем при перестройке током (0.16 нм). При перестройке лазера в больших частотных диапазонах интервалы температурной и токовой перестроек в среднем совпадают. При согласованном изменении тем-

пературы и тока лазера длину волны излучения можно оставлять неизменной. Это позволяет изменять мощность генерации без отстройки ее частоты от резонансной линии. На рис.4 представлены зависимости температуры лазера и мощности его излучения от тока накачки при постоянной длине волны генерации, настроенной на частоту сверхтонкого перехода $6S_{1/2}, F = 3 \rightarrow 6P_{1/2}, F' = 4$ атомов Cs. На самом деле на рисунке приведена температура датчика, закрепленного на корпусе держателя лазера в нескольких миллиметрах от него (она несколько меньше температуры активной области).

Для исследования частотной зависимости эффективности генерации боковых полос ток лазера модулировался на частотах от 0.5 до 5 ГГц. Для оценки соотношения мощностей в несущей и боковых полосах использовался интерферометр с областью свободной дисперсии 7.5 ГГц. Он позволяет оценить диапазон непрерывной перестройки частоты излучения и степень подавления соседних мод. Модуляционные характеристики лазера приведены на рис.5. В них дают вклад частотные характери-

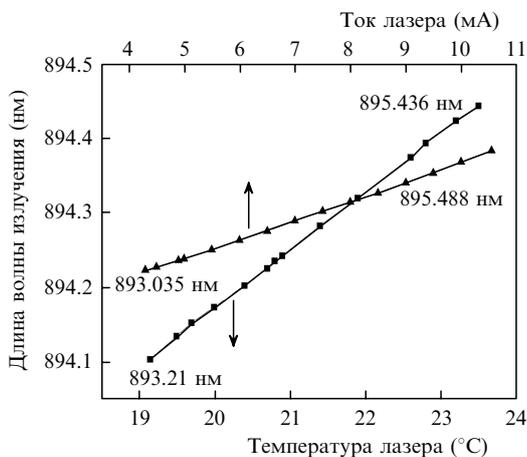


Рис.3. Зависимости длины волны излучения лазера от тока (при постоянной температуре 21.5 °С) (▲) и от температуры держателя лазера (при постоянном токе 6.5 мА) (■). На границах диапазона перестройки указаны длины волн мод, на которые происходит переключение генерации.

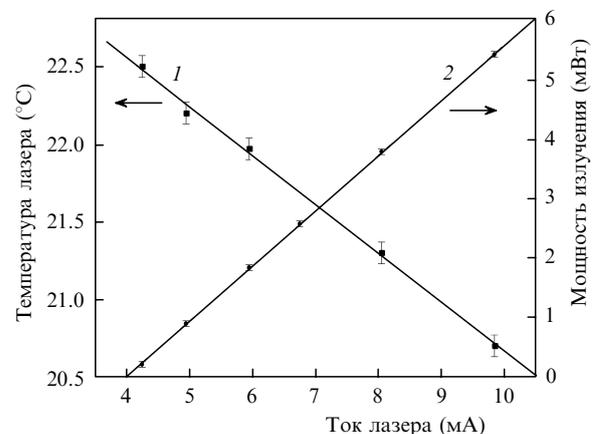


Рис.4. Зависимости температуры (1) и мощности (2) лазера от тока накачки при фиксированной длине волны генерации, соответствующей переходу $F = 3 \rightarrow F' = 4$ D₁-линии Cs.

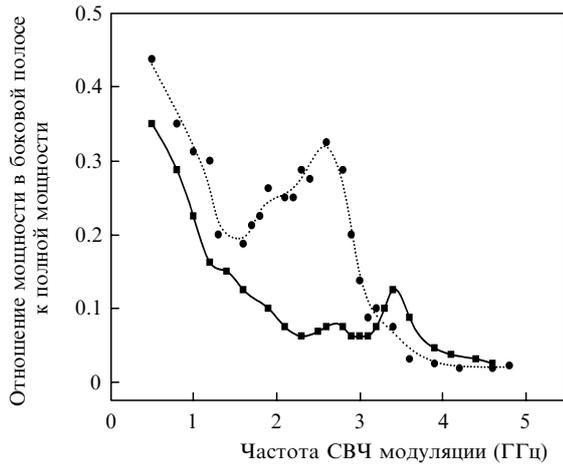


Рис.5. Зависимости отношения мощности в боковой полосе 1-го порядка к полной мощности лазерного излучения от частоты СВЧ модуляции при выходной мощности СВЧ генератора 30 мВт и токе лазера 7(●) и 9 мА (■).

стики и лазера, и СВЧ тракта. На рис.5 показаны зависимости мощности излучения в боковой полосе первого порядка от частоты СВЧ модуляции лазера при постоянной подаваемой мощности модуляции ~ 0.03 мВт. Пики (локальные максимумы) на кривых определяются частотой релаксационных колебаний. Видно, что максимум сдвигается в сторону больших частот при большем токе. Мелкомасштабные вариации зависимостей обусловлены изменением отражения СВЧ поля от лазерного кристалла и от узлов ввода СВЧ излучения при изменении частоты СВЧ модуляции.

Для настройки на центр интервала между двумя компонентами линий поглощения с различных сверхтонких подуровней основного состояния с $F = 3$ и $F = 4$, кроме СВЧ модуляции тока лазера на частоте 4.596315885 ГГц, использовалась пилообразная модуляция на частоте 25 Гц. Мощность СВЧ модуляции (4 мВт) обеспечивала перераспределение в каждую боковую полосу до 25% полной мощности излучения. Для настройки использовался спектр поглощения на D_1 -линии Cs во вспомогательной оптической ячейке (длина 5.5 см, диаметр 4 см). На рис.6 показано изменение мощности излучения, прошедшего через ячейку, при сканировании токком спектра лазерного излучения, состоящего из несущей, двух доминирующих боковых полос и полос высших порядков. Наклон кривой обусловлен изменением мощности лазера при перестройке токком (низкочастотная модуляция тока). Каждая компонента спектра прописывает четыре доплеровских контура для переходов $F = 3, 4 \rightarrow F' = 3, 4$. Центральные резонансы А и В отвечают совпадению двух первых боковых полос с компонентами резонансного дублета (А соответствует $F' = 4$, В – $F' = 3$). Пары соседних резонансов слева и справа от центральных отвечают совпадению несущей (и боковых полос высшего порядка) с резонансным дублетом и т. д.

С помощью данного лазера наблюдался КПН-резонанс в цезии. Лазер настраивался на вершину доплеровского контура А или В. На рис.7 показан центральный КПН-резонанс, соответствующий метрологическому 0–0-переходу, наблюдавшийся в экранированной ячейке длиной 3 см и диаметром 25 см, в которой содержался насыщенный пар Cs и Ar (95 Тор) в продольном магнитном поле. Контраст КПН-резонанса по отношению к фоновому

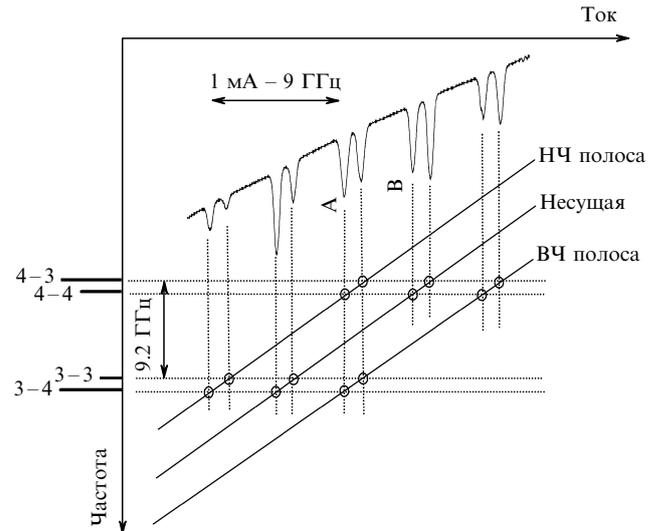


Рис.6. Зависимость пропускания трехчастотного лазерного поля ячейкой с парами Cs от тока накачки лазера при перестройке в области D_1 -линии (вверху). Внизу сплошными наклонными линиями показано изменение длин волн несущей и боковых полос. Горизонтальные пунктирные линии соответствуют четырем компонентам D_1 -линии. Слева приведены их относительные интенсивности. Условия наблюдения КПН-резонанса выполняются только для двух центральных пиков А и В.

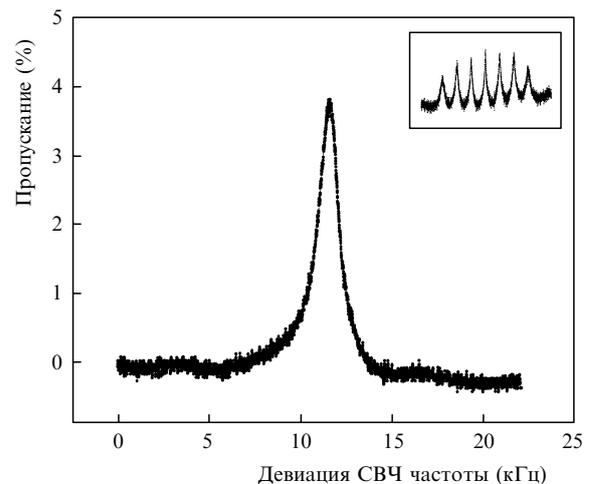


Рис.7. КПН-резонанс, соответствующий 0–0-переходу в Cs, полученный в ячейке с аргоном (95 Тор) при интенсивности падающего излучения 2.9 мВт/см². Полная ширина резонанса на полувысоте равна 1.1 кГц, контраст по отношению к фоновому поглощению составляет 4%. Остальные резонансы отстроены продольным магнитным полем. На вставке показаны семь КПН-резонансов (число зеемановских компонент сверхтонкого подуровня $F = 3$ основного состояния цезия), прописанных в ячейке с антирелаксационным покрытием в магнитном поле ~ 3 мТ. Интервал между соседними резонансами 12 кГц.

му поглощению составил 4% при температуре 30 °С. Резонанс не оптимизирован по интенсивности лазерного поля и температуре ячейки. Ширина резонанса (~ 1.1 кГц) совпадает с шириной, полученной ранее на этой же ячейке и при тех же интенсивностях лазерного излучения с использованием полихроматического когерентного излучения лазера, центральная частота которого привязана к частоте задающего лазера с внешним резонатором [25]. На вставке показаны все семь КПН-резонансов, соответствующих зеемановскому расщеплению подуровня

$6S_{1/2}$ (использовалась ячейка без буферного газа, но с антирелаксационным покрытием).

8. Заключение

Для малогабаритных атомных КПП-часов предложен вариант диодных лазеров, которые могут использоваться вместо лазеров, излучающих с поверхности с вертикальным резонатором. Изготовлена серия из 17 образцов длиной 100 мкм с пороговым током менее 4 мА и длиной волны генерации ~ 894 нм. Четыре образца при рабочем токе 5 мА работали в непрерывном одночастотном режиме с выходной мощностью 1 мВт. При изменении частоты модуляции тока вблизи 4.6 ГГц наблюдался КПП-резонанс, формируемый двумя первыми боковыми полосами в ячейке с парами Cs и буферного газа. В настоящее время проводятся ресурсные испытания ДИЛКОР. Данная работа особенно важна с точки зрения создания отечественных приборов, т. к. в России пока отсутствуют технологии по производству лазеров с вертикальным резонатором. ДИЛКОР могут найти применение и в транспортируемых магнитометрах, широко используемых в геологоразведке. Отметим, что в июне 2007 г. компания «Honeywell» сообщила о создании миниатюрных атомных часов (со всей электроникой, кроме батареи питания) с относительной нестабильностью опорной частоты 5×10^{-12} , объемом 1.7 см³ и энергопотреблением 57 мВт [26].

- Lutwak R., Emmons D., English T., et al. *Proc. 35th Annual Precise Time and Time Interval (PTTI) Systems and Application Meeting* (San Diego, CA, 2003, pp. 1510–1530).
- Knappe S., Shah V., Schwindt P., Hollberg L., Kitching J., Liew L., Moreland J. *Appl. Phys. Lett.*, **85**, 1460 (2004).
- Knappe S., Schwindt P., Shah V., Hollberg L., Kitching J. *Opt. Express*, **13**, 1249 (2005).
- Vig J. *IEEE Trans. Ultrason. Ferroelectr. Freq. Control.*, **40**, 522 (1993).
- Kuster J.A., Adams C.A. *RF Design*, May 1999, pp. 28–38.
- www.marion.ru
- Gerginov V., Knappe S., Schwindt P. D. D, Shah V., Liew L., Moreland J., Robinson H. G., Hollberg L., Kitching J. *Techn. Dig. Joint IEEE Intern. Freq. Cont. Symp. and Precise Time and Time Interval (PTTI) Syst. and Appl. Meet.* (Vancouver, Canada, 2005, p. 758).
- Vanier J., Levine M., Janssen D., Delaney M. *Proc. 6th Symp. Frequency Standards and Metrology* (Fife, Scotland, University of St Andrews, 2001, p. 155).
- Cyr N., Tetu M., Breton M. *IEEE Trans. Instr. Measur.*, **42**, 640 (1993).
- Vanier J. *Appl. Phys. B*, **81**, 421 (2005).
- Arimondo E. *Progress in Optics*. Ed. by E. Wolf (Amsterdam, Elsevier, 1996, Vol. XXXV, p. 251).
- Агапьев Б.Д., Горный М.Б., Матисов Б.Г., Рождественский Ю.В. *УФН*, **163**, 1 (1993).
- Schwindt P., Knappe S., Shah V., Hollberg L., Kitching J. *Appl. Phys. Lett.*, **85**, 6409 (2004).
- Lutwak R., Deng J., Riley W., Varghese M., Leblanc J., Teplot G., Mescher M., Serkland D.K., Geib K.M., Peake G.M. *Proc. 36th Annual Precise Time and Time Interval (PTTI) Syst. and Appl. Meet.* (Washington, DC, 2007, p. 339).
- Зибров С.А., Величанский В.Л., Зибров А.С., Тайченачев А.В., Юдин В.И. *Письма в ЖЭТФ*, **82**, 534 (2005).
- Fleischhauer M., Imamoglu A., Maragou J. *Rev. Modern Phys.*, **77**, 633 (2005).
- Jau Y.Y., Miron E., Post A.B., Kuzma N.N., Happer W. *Phys. Rev. Lett.*, **93**, 160802 (2004)
- Brant S., Nagel A., Wynands R., Meschede D. *Phys. Rev. A*, **56**, (1997).
- Акимов А.В., Колачевский Н.Н., Соколов А.В., Матвеев А.Н., Канорский С.И., Китс Р.А., Папченко А.А., Сорокин В.Н. *Квантовая электроника*, **34**, 983 (2004).
- Мустель Е.Р., Парыгин В.Н. *Методы модуляции и сканирования света* (М.: Наука, 1970).
- Фадюшин А.Б., Величанский В.Л., Лукин М.Д., Сенков Н.В., Скалли М.О., Фляйшхауер М. *Квантовая электроника*, **32**, 597 (2002)
- Shah V., Knappe S., Schwindt P.D.D., Gerginov V., Kitching J. *Opt. Lett.*, **31**, 2335 (2006).
- Akulshin A.M., Celikov A.A., Velichansky V.L. *Opt. Commun.*, **84**, 139 (1991).
- Stahler M., Wynands R., Knappe S., et al. *Opt. Lett.*, **27**, 1472 (2002).
- Bouyer J., Breant C., Schanne P. *Proc. SPIE Int. Soc. Opt. Eng.*, **1837**, 324 (1992).
- Younger D.W., Lust L.M., Carlson D.R., et al. *The 14th Intern. Conf. on Sol.-State Sensors, Actuators and Microsystems* (Lyon, France, 2007, p. 39).