

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

[535.184+621.378.325](083.76)

## ЛАЗЕРНЫЕ СТАНДАРТЫ ЧАСТОТЫ

С. Н. Багаев, В. П. Чеботаев

## СОДЕРЖАНИЕ

1. Введение . . . . .	143
2. Принципы стабилизации частоты . . . . .	144
3. Оптические реперы . . . . .	146
3.1. Методы получения нелинейных резонансов . . . . .	146
3.2. Резонансы насыщенного поглощения и их свойства . . . . .	147
4. Современный оптический стандарт частоты . . . . .	153
5. Техника стабилизации частоты лазеров . . . . .	153
5.1. Быстродействующие системы стабилизации частоты . . . . .	153
5.2. Фазовая синхронизация лазеров . . . . .	156
5.3. Методы измерения стабильности частоты . . . . .	156
6. Лазеры с узкой линией излучения . . . . .	158
7. Долговременная стабильность и воспроизводимость частоты . . . . .	161
7.1. He — Ne-лазер с $\text{CN}_4$ -ячейкой . . . . .	162
7.2. He — Ne-лазер с $\text{I}_2$ -ячейкой . . . . .	167
7.3. Стабилизированный по частоте $\text{CO}_2$ — $\text{N}_2$ — He-лазер . . . . .	167
7.4. $\text{Ag}^+$ -лазер с $\text{I}_2$ -ячейкой . . . . .	168
7.5. Стабилизация частоты лазера на красителе . . . . .	168
8. Оптические часы . . . . .	169
9. Абсолютное измерение частот лазеров . . . . .	170
10. Применение оптических стандартов частоты . . . . .	172
11. Заключение . . . . .	174
Список литературы . . . . .	174

## 1. ВВЕДЕНИЕ

Одним из самых значительных достижений микроволновой квантовой электроники явилось создание квантовых стандартов частоты <sup>1,2</sup>, на основе которых создана атомная шкала времени <sup>3</sup>. Период колебаний цезиевого стандарта, частота которого привязана к центру перехода сверхтонкой структуры атома цезия, принята сейчас в качестве эталона времени и составляет 1/9192631770,0 секунды. Создание когерентных источников оптического диапазона, их научные и практические приложения стимулировали развитие работ по стабилизации частоты лазеров. Как и в микроволновом диапазоне, в основе стабилизации частоты лазеров лежат узкие оптические линии, к центру которых привязывается частота. Все известные в микроволновом диапазоне методы получения узких спектральных линий: метод молекулярного пучка <sup>1,2</sup>, метод накопительной колбы, используемый в H-мазере <sup>4</sup>, метод разнесенных полей <sup>5</sup> не нашли применения в оптической области. Главным образом это было связано с влиянием доплеровского уширения, которое можно было не принимать во внимание в микроволновом диапазоне. Поэтому в оптическом диапазоне потребовалось разработать принципиально новые методы получения узких спектральных линий. За последние годы были созданы лазеры с долговременной стабильностью и воспроизводимостью частоты не хуже, чем у мазеров. Кратковременная стабильность лазеров значительно превосходит характеристики лучших мазеров. Осуществление деления частоты стабиль-

ного лазера в радиодиапазон сделало возможным создание шкалы времени, основанной на использовании периода оптических колебаний<sup>6</sup>. Принципиальное решение этой проблемы повышает интерес с достижению предельно высоких значений стабильности лазеров, на основе которых станет возможным создание новых оптических стандартов времени и частоты.

В работах по стабилизации частоты можно выделить несколько этапов, каждому из которых были присущи свои задачи, методы и полученные результаты. Первый этап охватывает работы с самого начала создания лазеров (1960—1961 гг.) до 1968 г. Уже в самых первых исследованиях свойств лазеров была продемонстрирована высокая спектральная чистота лазерного излучения<sup>7</sup>. В этот период стабилизация частоты лазеров осуществлялась главным образом по максимуму доплеровского контура линии усиления и лэмбовского провала в мощности излучения лазера. Относительно невысокая узость репера ( $10^{-6}$ — $10^{-7}$ ) не позволяла достичь высокой кратковременной стабильности частоты. Она, по существу, определялась возмущениями резонатора лазера. Сравнительно высокое давление газа в активной среде и связанный с этим ударный сдвиг линии препятствовали получению высокой длительной стабильности и воспроизводимости частоты. Достигнутая относительная стабильность частоты лазеров лежала в пределах  $10^{-8}$ — $10^{-9}$ . Полное описание различных методов стабилизации и полученных результатов содержится в обзоре<sup>8</sup>, охватывающем работы до 1968 г.

Резкий скачок в области создания лазеров с высокой стабильностью частоты излучения произошел в последующие годы. Он связан с применением метода насыщенного поглощения<sup>9</sup>, позволившего получить интенсивные и узкие резонансы с относительной шириной до  $10^{-10}$ — $10^{-11}$ . Впервые с помощью этого метода стабилизация частоты была осуществлена в<sup>10</sup>. К настоящему времени созданы лазеры с относительной стабильностью частоты излучения  $10^{-14}$ — $10^{-15}$ , воспроизводимостью частоты на уровне  $10^{-13}$ — $10^{-14}$  и шириной линии излучения 0,07 Гц<sup>11</sup>. Одновременно с исследованиями по созданию оптических стандартов частоты начали развиваться работы по синтезу и измерению частот субмиллиметрового, ИК и видимого диапазонов<sup>12</sup>.

Новый этап работ (с конца 70-х годов по настоящее время) характеризуется разработкой новых методов получения предельно узких нелинейных резонансов (шириной 10—100 Гц) за счет увеличения времени взаимодействия частиц с полем: метода разнесенных оптических полей, двухфотонных резонансов, резонансов поглощения частиц, захваченных в ловушках. Развиваемые сейчас методы охлаждения частиц и селекции их по скоростям позволяют резко уменьшить влияние квадратичного эффекта Доплера. Все это обещает достигнуть стабильность частоты на уровне  $10^{-16}$ — $10^{-17}$ .

Детальное рассмотрение свойств стабильных по частоте лазеров и различных технических аспектов стабилизации выходит за рамки данного обзора. Здесь мы остановимся лишь на основных принципах создания лазерных стандартов частоты, описании лучших результатов по стабилизации частоты лазеров ИК и видимого диапазонов и кратко рассмотрим некоторые применения стабильных по частоте лазеров.

## 2. ПРИНЦИПЫ СТАБИЛИЗАЦИИ ЧАСТОТЫ

Даже самые узкие линии усиления газовых лазеров значительно превосходят ширину полосы пропускания резонатора, поэтому частота генерации в подавляющем большинстве случаев определяется частотой самого резонатора. Проблема стабилизации частоты лазера прямо связана с необходимостью стабилизации длины самого резонатора. Наибольший вклад в нестабильность оптической длины резонатора дают внешние тепловые, механические и акустические возмущения элементов конструкции лазера, а также флуктуации коэффициента преломления газоразрядной плазмы. Изменение

частоты генерации  $\delta\omega$  связано простым соотношением с флуктуацией длины резонатора  $L$ :

$$\delta\omega = \frac{\delta L}{L} \omega, \quad (1)$$

где  $\omega$  — частота генерации лазера,  $\delta L$  — изменение длины резонатора. Например, тепловой дрейф кварцевого резонатора при изменении температуры на  $1^\circ$  дает  $\delta\omega = 10^8 - 10^9$  Гц. Механические вибрации резонатора из-за акустических помех дают быстрые флуктуации частоты излучения. Частотный спектр этих возмущений сильно зависит от условий эксперимента и лежит в диапазоне до  $10^4$  Гц. Например, в лазерах на красителе со струей спектр возмущений определяется флуктуациями амплитуды накачки и колебаниями оптической плотности струи и лежит вплоть до 1 МГц.

Частота лазера привязывается к центру спектральной линии с помощью электронной системы автоматической подстройки частоты (АПЧ). Относительная точность настройки при регистрации сигнала первой гармоники в мощности излучения лазера определяется соотношением

$$\frac{\delta\omega}{\omega} = \frac{U_{\text{сш}} (\Delta f)^{1/2}}{2QK\eta\Delta I} \quad (2)$$

где  $Q = \omega/\gamma$  — добротность резонанса,  $\gamma$  — полуширина резонанса,  $K = \frac{\Delta\Omega}{\gamma}$ ,  $\Delta\Omega$  — амплитуда девиации частоты генерации пробным сигналом модуляции,  $\Delta I$  — интенсивность резонанса,  $\eta$  — чувствительность фотодетектора в В/Вт,  $U_{\text{сш}}$  — спектральная плотность шума на выходе фотодетектора,  $\Delta f$  — полоса системы стабилизации.

Самые узкие спектральные линии получают в газе. Наиболее важным фактором, определяющим их ширину является доплеровское уширение  $\Delta\omega_D \sim (v_0/c) \omega \sim 10^9 - 10^{10}$  Гц, где  $v_0$  — средняя тепловая скорость частицы. Узкие резонансы бездоплеровского уширения в оптическом диапазоне получены методами нелинейной лазерной спектроскопии. Их ширина прямо связана с однородной шириной и может быть в  $10^6$  раз меньше доплеровской ширины. Чем меньше ширина резонанса, тем точнее можно настраивать частоту на его центр. Однако при достижении кратковременной стабильности частоты узость резонанса не является определяющей, столь же важна интенсивность резонанса (другими словами, величина отношения сигнал/шум в системе АПЧ). Положение центра резонанса определяет длительную стабильность и воспроизводимость частоты. Для достижения высоких значений долговременной стабильности и особенно воспроизводимости частоты основная тенденция к получению очень узких резонансов сохраняется, так как их использование позволяет свести к минимуму влияние различных физических и технических факторов на сдвиги стабилизированной частоты лазера.

Дадим основные определения, которые обычно используются для описания характеристик стандартов частоты <sup>13</sup>. Точность частоты — степень, с которой частота генератора совпадает с частотой невозмущенного (находящегося в идеальных условиях) квантового перехода. Воспроизводимость частоты — степень, с которой генератор данного типа будет воспроизводить одну и ту же частоту от включения к включению и от образца к образцу. Стабильность частоты — степень, с которой частота генератора остается постоянной за время его непрерывной работы. При определении величины стабильности необходимо указывать временной интервал  $\tau$ , за который производилось измерение.

Для описания свойств стабильных по частоте лазеров можно применять стандартные понятия, которые используются в микроволновом диапазоне. Оценка относительной стабильности частоты за время  $\tau$  —  $(\delta\omega/\omega_\tau)$  может

осуществляться посредством измерения выборочной дисперсии флуктуаций разности частот  $\Delta\omega = \omega_2 - \omega_1$  двух статистически независимых генераторов:

$$\left(\frac{\delta\omega}{\omega}\right)_\tau = \frac{1}{\omega} \left[ \frac{1}{2} \sigma^2(N, \tau, T) \right]^{1/2},$$

$$\sigma^2(N, \tau, T) = \frac{1}{N-1} \sum_{h=1}^N \left( \Delta\omega_h(\tau) - \frac{1}{N} \sum_{j=1}^N \Delta\omega_j(\tau) \right)^2 \quad (3)$$

где  $\sigma^2(N, \tau, T)$  — среднее значение дисперсии частотных флуктуаций за  $N$  измерений,  $T$  — период повторений отдельных измерений,  $\tau$  — время одного измерения (время усреднения). Оценки дисперсий по формуле (3) зависят от  $N$  и  $T$ , поэтому их трудно сравнивать в различных экспериментах. Более удобной является двухвыборочная «дисперсия Аллана»<sup>14</sup>:

$$\sigma^2(2, \tau) = \sigma^2(N=2, \tau, T=\tau) = \frac{1}{2} \langle (\Delta\omega_{h+1}(\tau) - \Delta\omega_h(\tau))^2 \rangle,$$

где  $\langle \dots \rangle$  — оператор усреднения. Эта характеристика в настоящее время наиболее распространена, как мера стабильности частоты генераторов во временной области. Хотя дисперсия Аллана не дает полной информации о статистических свойствах излучения, и переход к другим характеристикам излучения затруднен, ее основное достоинство — простая методика получения и возможность классификации шумов возмущений со степенными спектральными плотностями объясняют ее широкое использование, что дает возможность общего сравнения качества генераторов электромагнитного излучения различных диапазонов и типов.

Более полное описание статистических свойств лазерного излучения можно получить, измеряя спектральные характеристики: форму линии излучения (ширину линии) и спектральную плотность мощности (СПМ) флуктуаций частоты. Анализ в частотной области фурье-преобразований играет важную роль как в теоретическом плане, так и для прикладных целей с точки зрения распределения мощности в частотной области, поэтому понятие СПМ широко используется для описания стабильности генераторов, а оценка СПМ относительных отклонений частоты является основным показателем стабильности частоты. Следует отметить, что для микроволновых генераторов относительная стабильность частоты на уровне  $10^{-12}$ — $10^{-13}$  определяется флуктуациями фазы. В оптическом диапазоне, как правило, мы имеем дело с частотными флуктуациями, и лишь при достижении стабильности частоты на уровне  $10^{-15}$ — $10^{-16}$  фазовые возмущения становятся существенными, как и в микроволновом диапазоне. Поэтому в общем случае спектр оптического излучения имеет сложную форму, состоящую из узкой части, определяемой частотными флуктуациями, и широкого пьедестала, обусловленного амплитудными и фазовыми флуктуациями. Подробный анализ спектра излучения стабильных по частоте генераторов дан в<sup>15-17</sup>.

### 3. ОПТИЧЕСКИЕ РЕПЕРЫ

#### 3.1. Методы получения нелинейных резонансов

Известно большое число методов получения узких нелинейных резонансов без доплеровского уширения<sup>9</sup>. Для стандартов частоты важны методы, которые позволяют получать резонансы в центре спектральной линии. Это дает возможность прямо связать частоту излучения с центром перехода. В настоящее время три различных по физической природе метода представляют наибольший интерес для стандартов частоты: метод насыщенного

поглощения, резонансы двухфотонного поглощения в поле стоячей волны, метод разнесенных оптических полей.

Метод насыщенного поглощения — один из самых распространенных методов спектроскопии сверхвысокого разрешения. Резонансы поглощения возникают при нелинейном взаимодействии встречных волн с газом. Из-за эффектов насыщения в распределении разности заселенностей уровней частиц возникают два провала в окрестности скоростей  $v_z = \pm \Omega/k$ , где  $\Omega = \omega - \omega_0$  — расстройка частоты генерации  $\omega$  от центра линии  $\omega_0$ ,  $k = 2\pi/\lambda$  — волновое число. В центре спектральной линии провалы перекрываются, что приводит к увеличению эффектов насыщения и возникновению резонансного провала в линии поглощения с однородной шириной. Основная физическая идея этого метода была разработана в связи с теорией газового лазера<sup>18</sup>. Однако использовать усиливающую среду для получения очень узких резонансов было затруднительно из-за большой однородной ширины линии усиления. В линии поглощения однородная ширина может быть получена чрезвычайно малой благодаря низкому давлению газа и за счет выбора соответствующих переходов. В первых экспериментах резонансы линии поглощения наблюдались с помощью лазера с внутренней поглощающей ячейкой<sup>19, 20</sup>. Здесь уменьшение поглощения в центре линии привело к появлению в мощности излучения узкого пика при изменении частоты генерации лазера. Внутренняя поглощающая ячейка, как теоретически было показано в<sup>21</sup>, оказывает также автостабилизирующее действие на частоту генерации в пределах однородной ширины линии. Все основные результаты по стабилизации частоты были получены с помощью метода насыщенного поглощения, поэтому детально свойства нелинейных резонансов и полученные результаты будут рассмотрены ниже.

В основе метода двухфотонного резонанса<sup>22</sup> лежит устранение доплеровского сдвига при поглощении двух встречных фотонов. Двухфотонный резонанс обладает важными для применения свойствами: отсутствует эффект отдачи, все атомы независимо от скорости дают вклад в резонанс.

Метод разнесенных полей дает возможность эффективно увеличить время взаимодействия частиц с полем и получать предельно узкие резонансы. Он был разработан в микроволновом диапазоне<sup>5</sup> и лежит в основе цезиевого стандарта. Однако из-за доплеровского эффекта долгое время казалось, что в оптическом диапазоне этот метод использовать нельзя. В 1976 г. в<sup>23</sup> был предложен метод разнесенных оптических полей, в котором устранение доплеровского эффекта происходит благодаря явлениям типа эха. Последние два метода важны для получения предельно узких резонансов с относительной шириной  $10^{-13} - 10^{-14}$ . Потенциальные возможности этих методов были уже продемонстрированы в ряде работ<sup>24-33</sup>. Однако их широкое применение и получение практически важных результатов сдерживается трудностями получения стабильного и в то же время перестраиваемого по частоте излучения и регистрации очень малых поглощений.

### 3.2. Резонансы насыщенного поглощения и их свойства

Резонанс насыщенного поглощения может быть зарегистрирован как по изменению свойств самого излучения, проходящего через поглощающую среду (резонансы интенсивности излучения, резонансы коэффициента преломления<sup>34-36</sup>, резонансы поглощения слабой встречной волны<sup>37</sup>, поляризонный метод<sup>38</sup>), так и по детектированию непосредственно поглощенной энергии (резонансы флуоресценции<sup>39, 40</sup>, оптотермические и оптоакустические детекторы<sup>41, 42</sup>). Заранее трудно отдать предпочтение какому-либо методу. Предельная чувствительность может быть получена при селективной фотоионизации возбужденных частиц.

Коэффициент поглощения в поле стоячей волны при слабом насыщении имеет вид <sup>18</sup>

$$\alpha = \alpha_0 \left[ 1 - \frac{\kappa}{2} \left( 1 + \frac{\Gamma^2}{\Gamma^2 + \Omega^2} \right) \right] e^{-\Omega^2 / \Delta \omega_D^2}, \quad \kappa \ll 1, \quad (4)$$

где  $\alpha = 4\pi^{3/2} d^2 \Delta N / \hbar v_0$  — ненасыщенный коэффициент поглощения,  $\Omega = \omega - \omega_0$  — расстройка частоты поля  $\omega$  относительно центра линии  $\omega_0$ ,  $\Delta \omega_D$  — доплеровская ширина линии,  $\kappa = 4d^2 E^2 / \hbar^2 \Gamma^2$  — параметр насыщения поглощения,  $d$  — дипольный момент поглощающего перехода,  $\Delta N$  — разность заселенностей рабочих уровней в отсутствие поля,  $2E$  — амплитуда поля. Из (4) видно, что провал на доплеровском контуре в центре линии поглощения имеет однородную ширину  $2\Gamma$  и амплитуду —  $\alpha_0 \kappa / 2$ , пропорциональную интенсивности поля. Форма резонанса насыщенного поглощения в сильном поле стоячей волны рассмотрена в <sup>43-45</sup>.

Интенсивность нелинейного резонанса, возникающего при насыщении поглощения в поле стоячей волны, может быть записана в виде

$$\Delta I = q \alpha_0 \left( \frac{cE^2}{8\pi} \right) l S, \quad (5)$$

где  $l$  — длина поглощения,  $S$  — сечение светового пучка, коэффициент  $q$  определяет относительную глубину лэмбовского провала. Оптимальное значение поля для получения наибольшей глубины провала (максимальной интенсивности резонанса  $\Delta I_M$ ) достигается при величине параметра насыщения  $\kappa \approx 1,4$ , что соответствует  $q = 0,13$  <sup>9</sup>. Учитывая, что  $\alpha_0 = 4\pi^{3/2} d^2 \Delta N / \hbar v_0$ ,  $E^2 = 1,4 \hbar^2 \Gamma^2 / d^2$ ,  $\Gamma = (\partial \Gamma / \partial p) p$  ( $p$  — давление газа), и вводя необходимые нормировочные множители, получим из (5) выражение для абсолютной интенсивности резонанса

$$\Delta I_M [\text{Вт}] = 10^2 \frac{(\partial \Gamma / \partial p)^2 [\text{МГц/торр}] p^3 [\text{торр}] l [\text{см}] S [\text{см}^2] \xi}{(T [\text{К}]/m (\text{а. е. м.}))^{1/2}}, \quad (6)$$

где  $\xi$  — доля частиц на поглощающем уровне. Из (6) видно, что при уменьшении давления газа интенсивность резонанса быстро падает пропорционально кубу давления (или  $\sim \Gamma^3$ ). Например, для метана ( $\lambda = 3,39$  мкм) при  $\Gamma \sim 1$  кГц,  $l \sim 1$  м,  $S \sim 1$  см<sup>2</sup>,  $T = 300$  К,  $\xi = 0,01$  имеем  $\Delta I_M \sim 10^{-12}$  Вт, что находится на уровне обнаружительной способности фотодетекторов. При использовании внутренней поглощающей ячейки интенсивность резонанса существенно зависит от соотношения параметров насыщения усиливающей и поглощающей сред и режимов работы лазера.

Первые эксперименты по применению резонансов насыщенного поглощения для стабилизации частоты были осуществлены в He—Ne-лазере на  $\lambda = 0,63$  мкм с Ne поглощающей ячейкой <sup>10</sup>. Достоинство метода насыщенного поглощения заключается в том, что поглощающий газ может использоваться при очень низких давлениях, когда однородная ширина линии поглощения, а следовательно ширина пика мощности, может быть малой. Особенно важным оказалось предложение <sup>10, 19, 21</sup> использовать в качестве нелинейного поглотителя колебательно-вращательные переходы (КВП) молекул и, в частности,  $F_2^{(2)}$ -линию поглощения метана (Р (7),  $\nu_3$ ), положение которой совпадает с линией усиления He — Ne-лазера на  $\lambda = 3,39$  мкм. Впервые стабилизация частоты He — Ne-лазера по нелинейному резонансу в метане была осуществлена в <sup>46</sup>. Большое время жизни и высокий коэффициент поглощения на КВП молекул в основном состоянии позволили получить резонансы с относительной шириной  $10^{-10}$ — $10^{-11}$  и достигнуть большого прогресса в создании лазеров с высокой стабильностью и воспроизводимостью частоты излучения <sup>9</sup>. Наиболее узкие резонансы с абсолютной шириной линии менее 1 кГц были получены в метане на  $F_2^{(2)}$ -линии перехода Р (7) полосы  $\nu_3$  ( $\lambda = 3,39$  мкм) в He — Ne/CH<sub>4</sub>-лазере с внешним <sup>47</sup> и внутренним <sup>48</sup> телескопическим расширителем пучка.

Рассмотрим кратко основные физические факторы, определяющие ширину и сдвиг нелинейных резонансов, что важно для создания оптических стандартов частоты. В молекулярном газе низкого давления, когда длина свободного пробега частиц порядка поперечных размеров светового пучка, ширина резонанса определяется прежде всего столкновениями и пролетными эффектами.

### 3.2.1 Столкновительное уширение и сдвиг резонанса

В области больших давлений поглощающего газа уширение и сдвиг спектральных линий для электронных и колебательно-вращательных переходов линейно зависят от плотности частиц и имеют величины  $\sim 10$  МГц/торр и  $\sim 1$  МГц/торр соответственно. Ширина узкого резонанса насыщенного поглощения при низком давлении нелинейно меняется от плотности газа<sup>49-54</sup>, и наблюдается резкое уменьшение его сдвига в области малых давлений<sup>55</sup>.

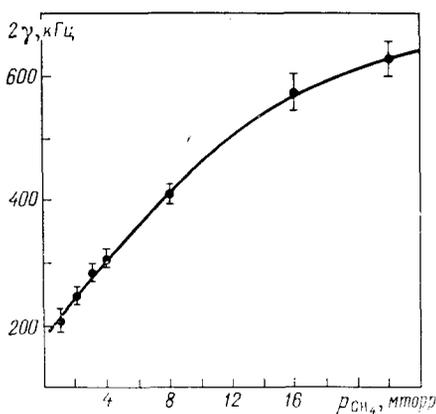


Рис. 1. Зависимость ширины  $2\gamma$  резонанса в метане на  $\lambda = 3,39$  мкм от давления собственного газа<sup>49</sup>

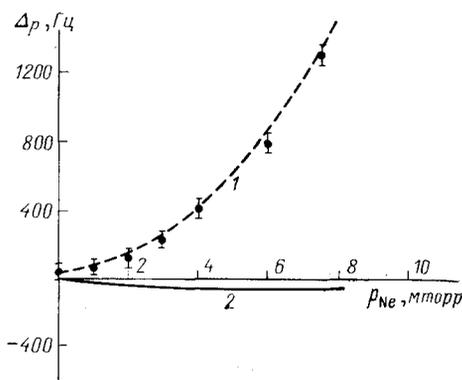


Рис. 2. Зависимость сдвига максимума резонанса  $\Delta p$  в метане на E-линии [P (7),  $\nu_3$ ] от давления неона<sup>57</sup>.

Давление метана — 2 мторр. Штриховая кривая 1 — сдвиг резонанса в метане на E-линии, кривая 2 — расчетная зависимость сдвига максимума резонанса из-за квадратичного эффекта Доплера

На рис. 1 показана экспериментальная зависимость ширины резонанса в метане на  $F_2^{(2)}$ -линии от давления<sup>49</sup>. В области давлений 1—5 мторр наклон зависимости составляет  $30 \pm 2$  МГц/торр. С ростом давления наклон уменьшается и при давлении  $\approx 20$  мторр имеет величину  $10 \pm 5$  МГц/торр. В этой области давлений уширение резонанса совпадает с уширением доплеровского контура<sup>56</sup>. Качественная картина обнаруженного явления связана с влиянием упругого рассеяния частиц на малые углы без сбоя фаз<sup>49</sup>.

На рис. 2 представлена характерная нелинейная зависимость столкновительного сдвига резонанса в метане на E-линии (переход P (7),  $\nu_3$ )<sup>57</sup>. В области давлений газа 6—8 мторр величина сдвига составляет  $\approx 300$  Гц/мторр. С уменьшением плотности газа сдвиг быстро уменьшается. При давлении  $\approx 1$  мторр наклон сдвига равен  $\approx 30$  Гц/мторр. Резкое уменьшение сдвига резонанса в области малых давлений способствует достижению высоких значений воспроизводимости частоты. Например, при давлении  $\approx 1$  мторр достаточно поддерживать давление постоянным с точностью 10%, чтобы обеспечить воспроизводимость частоты на уровне  $3 \cdot 10^{-14}$ . Теория уширения и сдвига резонанса в газе низкого давления<sup>58, 59</sup> согласуется с экспериментом.

## 3.2.2. Пролетные эффекты

В области низких давлений поглощающего газа время когерентного взаимодействия частиц с полем в значительной степени определяется временем пролета частицы через световой пучок. При нелинейном взаимодействии поля с газом вклад частиц в образование резонанса зависит от их поперечной скорости  $v$ . При уменьшении давления, а следовательно, и однородной ширины линии  $2\Gamma$  вклад частиц с малыми скоростями в насыщение поглощения будет возрастать. Величина этого эффекта определяется параметром  $\beta = \Gamma\tau$ , который характеризует соотношение между ударной шириной  $2\Gamma$  и шириной, определяемой конечным временем пролета частицы с тепловой скоростью  $v_0$  через световой пучок  $\tau = a/v_0$  ( $a$  — радиус пучка). При  $\beta \ll 1$  (пролетная область) медленные частицы будут определять форму резонанса, что приводит к сужению резонанса. Первое наблюдение сужения резонанса в пролетной области было осуществлено в метане на  $F_2^{(2)}$ -линии<sup>60</sup>. Теоретические вопросы влияния пролетных эффектов на форму резонанса насыщенного поглощения рассматривались в<sup>61-64</sup>.

Детальный анализ поведения ширины резонанса и его производной \*) для светового пучка гауссова профиля был выполнен в<sup>62</sup>. В области  $\beta \gg 1$  полуширина резонанса  $\gamma$  определяется в основном однородной полушириной линии  $\Gamma$ :

$$\gamma = \Gamma \left( 1 + \frac{2,5}{\beta^2} \right). \quad (7)$$

При  $0,5 \leq \beta \leq 2$  имеем  $\gamma = \Gamma + 0,58/\tau$ . Добавка  $0,58/\tau$  к однородной полуширине линии определяет вклад пролетных эффектов в уширение резонанса. В пролетной области, когда  $\beta \ll 1$ , полуширина резонанса описывается выражением

$$\gamma = 1,51 \frac{\beta^{1/2}}{\tau}. \quad (8)$$

При уменьшении давления (т. е.  $\beta$ ) резонанс сужается. Полуширина  $\tilde{\gamma}$  производной резонанса по частоте ( $\tilde{\gamma}$  равно расстоянию от нуля до максимума производной) при  $\beta \ll 1$  определяется только ударной полушириной  $\Gamma$  ( $\tilde{\gamma} = 1,4 \Gamma$ ), а влияние пролетных эффектов проявляется лишь в изменении наклона уширения резонанса от давления. На рис. 3 представлены результаты эксперимента<sup>65</sup> по исследованию поведения ширины резонанса и его производной от давления в широкой области изменения параметра  $\beta$ . Эксперименты были выполнены в метане на  $\lambda = 3,39$  мкм с помощью He — Ne/CH<sub>4</sub>-лазера. Видно что данные эксперимента хорошо согласуются с результатами численного расчета<sup>62</sup>.

Полевое уширение резонанса в пролетной области было исследовано в<sup>66</sup>. Поведение резонанса насыщенного коэффициента преломления было рассмотрено в<sup>67</sup>. Как и в случае производной резонанса поглощения при  $\beta \ll 1$  полуширина резонанса в коэффициенте преломления пропорциональна  $\Gamma$ .

Переход к низким давлениям сопровождается, однако, резким уменьшением интенсивности резонанса, что становится главным ограничивающим фактором применения метода насыщенного поглощения для создания оптических стандартов частоты. Поведение интенсивности резонанса в пролетной области при слабом насыщении описывается простым выражением<sup>65</sup>

$$\Delta I = \alpha_0 l \frac{\kappa \beta^2}{2} \ln \frac{1}{\beta} \frac{cE^2}{2\pi} \pi a^2. \quad (9)$$

\*) Исследование поведения формы производной резонанса по частоте важно как для задач стабилизации частоты, так и для спектроскопических экспериментов.

Из (9) видно, что при уменьшении давления газа (т. е.  $\beta$ ) интенсивность резонанса быстро падает пропорционально  $p^5$ . Резкое уменьшение интенсивности резонанса в пролетной области делает практически невозможным

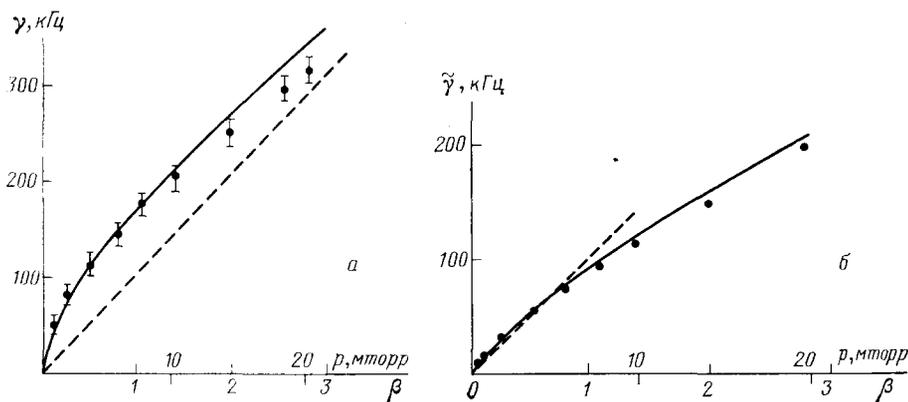


Рис. 3. Зависимость полуширины резонанса  $\gamma$  и его производной  $\tilde{\gamma}$  от параметра  $\beta = \Gamma \tau^{65}$ . Значки — эксперимент; сплошная кривая — теория; штриховая кривая соответствует чисто ударному уширению,  $a = 0,08$  см

использование эффекта сужения резонанса для достижения очень малых ширин линий  $\sim 1$  кГц. Увеличение интенсивности и уменьшение ширины резонансов в газе низкого давления возможно при использовании телескопических расширителей пучка <sup>47, 48</sup>.

### 3.2.3. Другие физические факторы

При достижении очень малых относительных ширин резонансов —  $10^{-11}$ — $10^{-12}$  — заметное влияние на их форму будут оказывать также такие физические эффекты, как квадратичный эффект Доплера и эффект отдачи.

а) Квадратичный эффект Доплера является принципиальным ограничением ширины сверхузких резонансов. Вследствие разброса частиц по абсолютным скоростям каждая молекула будет иметь резонансную частоту, зависящую от ее абсолютной скорости. Поэтому линия ансамбля частиц будет иметь дополнительное уширение <sup>68</sup>:

$$\Delta_D \approx \frac{1}{2} \left( \frac{v_0}{c} \right)^2 \omega_0 = \frac{kT}{mc^2} \omega_0. \quad (10)$$

Например, для молекул метана при температуре  $T = 300$  К ( $v_0 = 5 \cdot 10^4$  см/с) имеем уширение резонанса, равное 150 Гц ( $\Delta_D/\omega_0 \approx 10^{-12}$ ). В случае, когда однородная ширина линии 2Г меньше величины  $\Delta_D$ , то имеет место неоднородное уширение линии из-за квадратичного эффекта Доплера.

Квадратичный эффект Доплера является наиболее важным фактором, ограничивающим воспроизводимость и точность частоты оптических стандартов частоты. Сдвиги резонанса из-за влияния этого фактора при изменении давления газа и интенсивности поля в резонаторе будут наблюдаться в пролетной области, где вклад атомов (молекул) в интенсивность резонанса зависит от их скорости. В общем виде зависимость сдвига максимума резонанса (для случая слабого насыщения) может быть записана в виде

$$\Omega_{\max} = \frac{kT}{mc^2} \omega_0 (F_1(\beta) + F_2(\beta) \kappa). \quad (11)$$

Функции  $F_1(\beta)$  и  $F_2(\beta)$  характеризуют соответственно сдвиг от давления и наклон полевого сдвига и нелинейно зависят от величины параметра  $\beta^{63, 66}$  (рис. 4). При малых значениях  $\beta$  сдвиги сильно уменьшаются. Оценки сдвигов для метана ( $\lambda = 3,39$  мкм) при  $\Gamma \sim 10^3$  Гц,  $\beta \sim 1$  и  $\kappa \sim 1$  дают относительную величину  $\sim 10^{-14}$  при изменении интенсивности поля и давления газа в два раза. Для уменьшения влияния квадратичного эффекта Доплера необходимо использовать тяжелые молекулы, охлаждать газ или осуществлять селекцию молекул по абсолютным скоростям<sup>69</sup>.

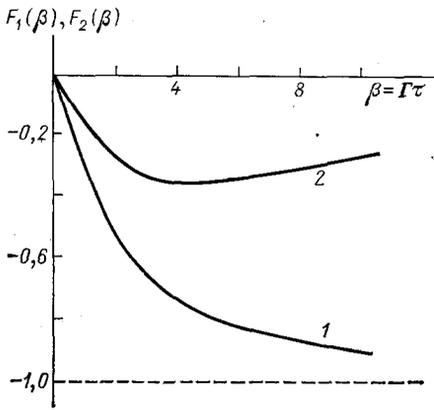


Рис. 4. Сдвиг максимума резонанса  $\Omega_{\max}/\Delta_D = F_1(\beta)$  (1) и наклон полевого сдвига  $(1/\Delta_D)\partial\Omega_{\max}/\partial\kappa = F_2(\beta)$  (2) от давления газа из-за влияния квадратичного эффекта Доплера<sup>63</sup>  
 $\Delta_D = (kT/mc^2) \omega_0$

б) Э ф ф е к т о т д а ч и приводит к расщеплению нелинейного резонанса на  $2\delta$  ( $\delta = \hbar k^2/2m$ )<sup>70</sup>. В случае, когда полуширина резонанса  $\gamma$  больше  $\delta$  и резонанс не расщепляется, влияние эффекта отдачи проявляется в асимметрии контура резонанса, обусловленной различием времени жизни верхнего и нижнего уровней перехода. Полевой сдвиг центра из-за эффекта отдачи возникает в сильном поле, когда существуют когерентные эффекты<sup>71</sup>.

Величина сдвига также зависит от констант релаксации уровней. Для колебательно-вращательных переходов молекул константы релаксации уровней определяются полным сечением упругого рассеяния и слабо различаются. В этом случае сдвиги, обусловленные эффектом отдачи, малы и не превышают  $10^{-15}$ .

Для сравнения в табл. I представлены теоретические и экспериментальные данные влияния различных физических факторов на сдвиги узкого нелинейного резонанса применительно к He — Ne/CH<sub>4</sub>-лазеру с телескопиче-

Таблица I

Влияние различных физических факторов на сдвиги резонанса в метане на F<sub>2</sub><sup>(2)</sup>-линии

Параметр	Физический фактор	Сдвиг частоты Гц ( $a = 7$ см, $\kappa = 0,1$ )	
		$p = 10^{-4}$ торр	$p = 10^{-5}$ торр
Давление (изменение в 2 раза)	Столкновения	3	0,3
	Эффект отдачи	10	0,3
	Квадратичный эффект Доплера	5	1
	Магнитная сверхтонкая структура (МСТС)	10	< 1
Интенсивность (изменение в 2 раза)	Эффект отдачи	1	0,2
	Квадратичный эффект Доплера	8	0,08
	МСТС	10	0,03
Температура (изменение на 1°)	Квадратичный эффект Доплера	0,1	0,01
	Столкновения	0,1	< 0,01

ческим расширителем светового пучка <sup>48</sup>. Можно видеть, что в области давлений  $\sim 10^{-5}$  торр воспроизводимость частоты этого лазера достигается на уровне  $10^{-14}$ .

#### 4. СОВРЕМЕННЫЙ ОПТИЧЕСКИЙ СТАНДАРТ ЧАСТОТЫ

Для получения предельно высоких значений долговременной стабильности и воспроизводимости частоты необходимо использовать сверхузкие резонансы с шириной  $\sim 1$  кГц и меньше.

Принципиальная схема современного оптического стандарта частоты (ОСЧ), использующего сверхузкий резонанс в качестве частотного репера, показана на рис. 5 <sup>48, 72</sup>. Он включает стабильный по частоте лазер 1 с узкой

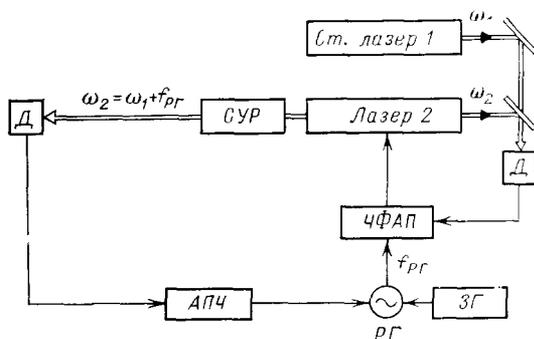


Рис. 5. Схема современного оптического стандарта частоты.

Д — фотодетектор; СУР — система получения сверхузкого резонанса; ЧФАП — электронная система частотно-фазовой синхронизации; РГ — радиогенератор; ЗГ — звуковой генератор; АПЧ — экстремальная система автоподстройки частоты

линией излучения, перестраиваемый лазер 2 и систему получения сверхузкого резонанса (СУР). Частота лазера 2 с помощью системы фазовой автоподстройки (ФАП) синхронизируется с частотой стабильного лазера 1 со сдвигом по частоте, определяемым частотой  $f_{PG}$  радиогенератора. Ширина линии излучения перестраиваемого лазера в этом случае становится равной ширине линии излучения лазера 1. Излучение лазера 2 используется для получения сверхузких резонансов. Плавная настройка частоты на максимум такого резонанса осуществляется с помощью экстремальной системы автоматической подстройки частоты. Для получения сигнала ошибки в системе АПЧ частота радиогенератора, а следовательно, и частота лазера 2 модулируется с помощью генератора пробного сигнала (ЗГ). При отклонении частоты от центра резонанса с выхода АПЧ на радиогенератор поступает сигнал ошибки, который перестраивает частоту радиогенератора (и частоту лазера 2) так, чтобы частота лазера совпала с максимумом резонанса. Важным достоинством такой системы ОСЧ является возможность одновременно получать высокие значения кратковременной и долговременной стабильности частоты и воспроизводимости частоты.

#### 5. ТЕХНИКА СТАБИЛИЗАЦИИ ЧАСТОТЫ ЛАЗЕРОВ

##### 5.1. Быстродействующие системы стабилизации частоты

Частота лазера настраивается на центр узкого резонанса и удерживается там с помощью экстремальной системы автоматической подстройки частоты (АПЧ). Простейшая схема стабилизации частоты лазера показана на рис. 6. Она включает частотный репер, с помощью которого формируется сигнал управления частотой лазера; модулирующий элемент, необходимый для получения сигнала ошибки; систему АПЧ и управляющий элемент, перестраивающий частоту лазера. Если частота смещена относительно максимума резонанса, в мощности излучения появляется переменный сигнал на

частоте модуляции (сигнал первой гармоники \*). Фазочувствительный детектор системы автоматической подстройки частоты, детектируя сигнал первой гармоники, выдает напряжение определенной полярности в зависимости от того, в какую сторону от максимума сдвинута частота. Это напряжение поступает на управляющий элемент лазера, с помощью которого частота устанавливается в центр резонанса (нуль сигнала первой гармоники).

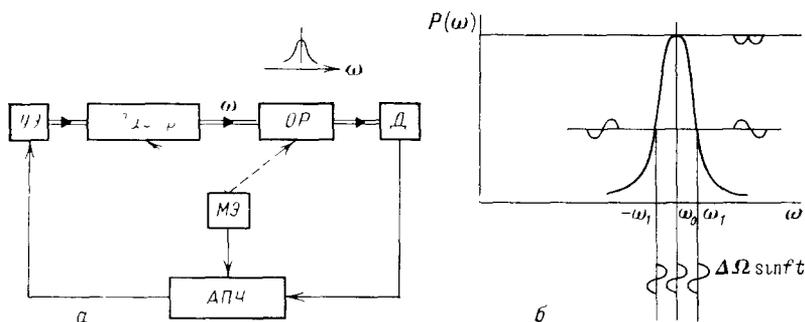


Рис. 6. а — Схема стабилизации частоты лазера; ОР — оптический репер; МЭ — модулирующий элемент; УЭ — управляющий элемент. б — Принцип получения сигнала ошибки

Для получения сигнала ошибки в системе АПЧ используется модуляционный метод. Наиболее часто осуществляется модуляция частоты лазера  $\tilde{\omega} = \omega + \Delta\Omega \sin ft$  ( $f$  — частота модуляции,  $\Delta\Omega$  — амплитуда девиации частоты генерации) синусоидальным пробным сигналом, который подается на управляющий элемент с зеркалом. При больших ширинах резонанса  $\sim 10^5$ — $10^7$  Гц, когда индекс модуляции может быть большим ( $m = \Delta\Omega/f \gg 1$ ), имеет место уширение спектра излучения лазера из-за частотной модуляции. В случае использования узких резонансов ( $\gamma \sim 10^2$ — $10^3$  Гц) индекс модуляции легко может быть сделан малым ( $m < 1$ ), что позволяет осуществить режим фазовой модуляции. Такой режим не приводит к уширению линии излучения. Другой метод получения сигнала ошибки основан на сканировании самого резонансного контура поглощения, например, с помощью магнитного <sup>73</sup> и электрического <sup>74</sup> полей. При использовании внешней поглощающей ячейки может также применяться фазовая модуляция с помощью специального модулятора, установленного между лазером и ячейкой.

Перестройка частоты лазера осуществляется управляющим элементом путем изменения оптической длины резонатора за счет пьезоэффекта, магнетострикции, электромагнитного эффекта и т. п.

Для достижения высокой кратковременной стабильности необходимо, чтобы система обратной связи имела широкую полосу пропускания, значительно превышающую характерный диапазон частотных возмущений, и высокий коэффициент усиления для подавления быстрых флуктуаций длины резонатора. Например, в лазерах на красителях, имеющих широкий спектр возмущений, для получения узкой линии излучения необходимо иметь полосу АПЧ  $\sim 1$  МГц. В газовых лазерах характерная ширина спектра акустических возмущений имеет порядок величины  $10^2$ — $10^4$  Гц. Для эффективного подавления флуктуаций частоты, вызванных этими возмущениями, следует обеспечивать полосу кольца обратной связи  $10^4$ — $10^5$  Гц. Принципиальным ограничением быстродействия системы АПЧ является ширина

\*) В ряде случаев, когда, например, амплитуда резонанса мала и необходимо исключить влияние наклона доплеровского контура линии усиления на положение резонанса, для стабилизации частоты используется сигнал третьей гармоники.

резонанса  $2\gamma$ . Она определяет величину частоты модуляции  $f \ll \gamma$  и, следовательно, полосу системы стабилизации

$$\Delta f_{\text{в}} < f_{\text{АПЧ}} < f \ll \gamma,$$

где  $f_{\text{АПЧ}}$  — частота, на которой система АПЧ имеет единичное усиление,  $\Delta f_{\text{в}}$  — ширина спектра возмущений.

Устранение больших тепловых дрейфов частоты лазера, что важно для получения его высокой долговременной стабильности, должно обеспечиваться величиной статического коэффициента усиления кольца обратной связи

$$K_{\text{ст}} \geq \frac{\delta\omega_{\text{T}}}{\delta\omega},$$

где  $\delta\omega_{\text{T}}$  — величина температурного дрейфа,  $\delta\omega$  — требуемая величина стабильности. Для получения, например, длительной стабильности на уровне  $10^{-14}$  необходимо иметь  $K_{\text{ст}} \approx 10^9$ .

На рис. 7 показана блок-схема широкополосной системы АПЧ для стабилизации частоты  $\text{Ne} - \text{Ne}/\text{CH}_4$ -лазера на  $\lambda = 3,39$  мкм по интенсивным

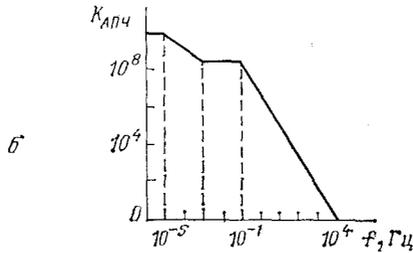
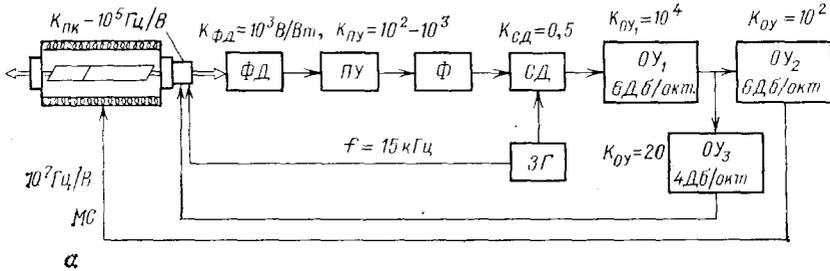


Рис. 7. а — Блок-схема быстродействующей системы автоматической подстройки частоты (АПЧ) для  $\text{Ne} - \text{Ne}/\text{CH}_4$ -лазера <sup>48</sup>; ФД — фотодетектор; ПУ — предварительный усилитель; Ф — фильтр; СД — синхронный детектор; ОУ — операционный усилитель; ПК — пьезокерамика; МС — магнестрикция). б — Амплитудно-частотная характеристика системы АПЧ <sup>48</sup>  $K_{\text{ОУ}2} = 10^2$ ,  $K_{\text{ОУ}3} = 20$

резонансам ( $\approx 1$  мВт) в метане с шириной 30—50 кГц <sup>48, 75, 76</sup>. Настройка частоты лазера на максимум резонанса осуществлялась по нулю сигнала первой гармоники в мощности излучения. Частота модуляции  $f$  выбиралась порядка полуширины резонанса и составляла в разных экспериментах  $f = 15-20$  кГц. Система АПЧ имела два кольца регулирования. Медленное кольцо устраняло тепловой дрейф резонатора и управляло частотой лазера с помощью магнестрикционных элементов резонатора. Статический коэффициент усиления по кольцу составлял  $2 \cdot 10^{10}$ , что позволяло компенсировать тепловой дрейф до величины не более  $10^{-15}$ . Быстрое кольцо системы АПЧ замыкалось на пьезокерамический элемент с зеркалом. Амплитудно-частотная характеристика АПЧ приведена на рис. 7, б. Единичное усиление быстрого кольца имело место на частоте  $\sim 10$  кГц, наклон амплитудно-частотной характеристики в области частот от 1 до 10 кГц составляла 32 дБ на декаду.

## 5.2. Фазовая синхронизация лазеров

В последние годы получил развитие в оптическом диапазоне метод стабилизации частот лазеров на основе синхронизации их излучений. Этот метод позволяет без потерь переносить частотные характеристики от одного лазера на другой. Имея один эталонный лазер, можно посредством последовательной фазовой синхронизации создать целый ряд высокостабильных генераторов различных диапазонов <sup>77</sup>. Причем в спектре излучения таких лазеров отсутствует частотная модуляция, которая используется для стабилизации частоты эталонного лазера. Метод фазовой синхронизации используется в технике измерения абсолютных частот лазеров.

Следует отметить, что применение системы фазовой синхронизации накладывает на шумовые характеристики лазеров определенные требования. Фазовый захват двух лазеров может быть осуществлен, если для дисперсии остаточных флуктуаций фазы  $\sigma_{\phi}^2$  сигнала биений лазеров выполняется условие

$$\sigma_{\phi}^2 = 2 \int_0^{\infty} \frac{S(f) df}{f^2 (1 + K(f))} < \frac{\pi}{2}, \quad (12)$$

где  $S(f)$  — спектральная плотность флуктуаций частоты сигнала биений двух лазеров,  $f$  — частота флуктуаций,  $K(f)$  — коэффициент усиления кольца фазового захвата. Существенным недостатком системы фазовой привязки является отсутствие автоматического захвата частот лазеров после нарушения фазового синхронизма, например из-за быстрых возмущений длины резонатора. Это накладывает определенные трудности на применение фазовых систем. Применение сопряженных фазового и частотного колец регулирования позволило устранить это ограничение и создать быстродействующую электронную систему частотно-фазовой автоподстройки <sup>78</sup> (ЧФАП). Система частотного захвата осуществляет частотную привязку лазеров при наличии возмущений частот лазеров больших по величине, чем полоса захвата и удержания для фазового кольца регулирования, и обеспечивает автоматический фазовый захват разностной частоты лазеров благодаря снижению уровня возмущений. Фазовое кольцо должно обладать максимальным быстродействием и иметь высокую стабильность частоты опорного радиогенератора. Полоса регулирования системы ЧФАП, достигнутая в <sup>48</sup>, <sup>76</sup>, <sup>77</sup>, составляла  $\approx 20$  кГц. Достигнутая в экспериментах <sup>48</sup>, <sup>76</sup> точность фазовой синхронизации двух лазеров составляла не хуже  $10^{-15}$  при временах усреднения  $\tau \geq 10^{-2}$  с.

## 5.3. Методы измерения стабильности частоты

Измерение характеристик стабильности частоты лазеров осуществляется обычно путем регистрации разностной частоты двух независимо стабилизируемых лазеров. В случае, когда лазеры стабилизированы по одинаковым квантовым реперам, среднее значение разности частот близко к нулю. Это затрудняет проведение измерений долговременной стабильности и воспроизводимости частоты. Кроме того, из-за рассеяния света на оптических элементах схемы в области нулевых значений разностной частоты возможно сильное взаимное влияние излучений лазеров. Поэтому необходимо сдвигать частоту одного лазера относительно другого. В <sup>79</sup> для этой цели был применен акустический модулятор, который позволял смещать частоту одного из лазеров на величину  $\approx 30$  МГц.

Более универсальным оказался метод фазовой синхронизации излучений лазеров, позволяющий устанавливать практически любой относительный сдвиг частот лазеров. На рис. 8 показана применяемая сейчас схема измерения характеристик стабильности лазеров <sup>48</sup>, <sup>80</sup>. Имеем два независимо стабилизируемых лазера и вспомогательный лазер. С помощью системы частотно-

фазовой автоподстройки частота вспомогательного лазера синхронизируется с частотой одного из стабильных лазеров. При этом разность частот лазеров  $\omega_2 - \omega_1$  устанавливается равной частоте  $f_{PG}$  опорного радиогенератора. Разность частот  $\omega_3 - (\omega_1 + f_{PG})$  между другим стабильным и вспомогательным лазерами измеряется.

Для измерения характеристик стабильности частоты лазеров применяется различная аппаратура. Простым и наиболее распространенным способом

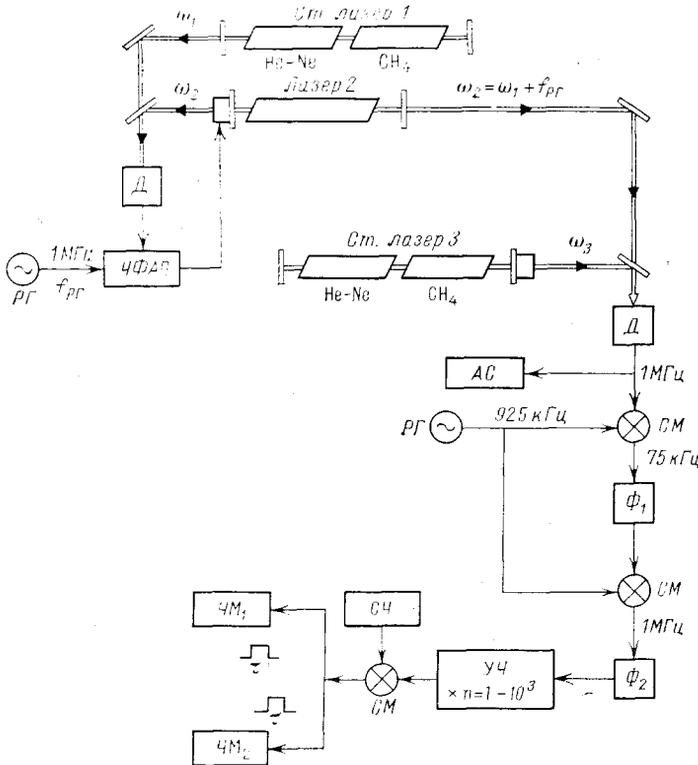


Рис. 8. Схема измерений кратковременной стабильности частоты <sup>76</sup>.

СМ — смеситель; УЧ — умножитель частоты; ЧМ — частотомер; СЧ — синтезатор частоты; АС — анализатор спектра

оценки стабильности является использование электронного частотомера. Например, дисперсия Аллана (см. п. 2) измеряется с помощью двух частотомеров, которые включаются последовательно с задержкой, равной времени усреднения  $\tau$ . Однако при достижении высокой кратковременной стабильности  $\sim 10^{-14}$  применять этот метод для получения достоверной оценки ее величины при  $\tau < 1$  с оказывается невозможно. На рис. 8 показана использованная в <sup>76</sup> схема измерения кратковременной стабильности с относительной точностью  $10^{-14} - 10^{-15}$ . Частота биений двух лазеров, равная 1 МГц, подавалась на смеситель, затем частота радиогенератора (925 кГц) вычиталась из этой частоты. Результирующая частота проходила через фильтр с полосой 3,5 кГц, настроенный на частоту 75 кГц. Боковые компоненты частотно-модулированного спектра лазера не пропускались на вход второго смесителя. Затем на второй смеситель добавлялась частота радиогенератора 925 кГц. Полученная частота 1 МГц подавалась через фильтр на частотный умножитель ( $n = 1 - 10^3$ ). После умножения и вычитания частоты вспомогательного синтезатора частоты сигнал измерялся двумя последовательно включенными электронными частотомерами для различных времен усред-

нения  $\tau = 1-10^{-3}$  с. Время задержки равнялось времени усреднения  $\tau$  (время счета).

Универсальным прибором для исследования характеристик стабильности частоты является 16-канальный автоматизированный измеритель «Луч», имеющий выход на дисплей <sup>81</sup>. Принцип работы прибора основан на статистическом накоплении и обработке информации о поведении частоты излучения лазера. Этот прибор имеет три режима работы. В первом режиме измеряется среднее значение разностной частоты лазеров, т. е. аппаратура работает как частотомер. Второй режим предназначен для получения на электронном графическом дисплее гистограмм распределения среднего значения разностной частоты лазеров при различных временах усреднения от  $10^{-4}$  до 10 с. Третий режим предназначен для получения гистограмм распределения скорости изменения разностной частоты лазеров. Разрешающая способность прибора составляла 32 Гц.

Новым шагом в разработке высокоточных средств измерений характеристик стабильности частоты является применение цифровых автоматизированных систем на базе микро-ЭВМ <sup>82</sup>, позволяющих осуществлять запись исследуемого сигнала во времени с последующей машинной обработкой его и получением всех необходимых статистических характеристик излучения лазера.

Форма линии излучения регистрируется обычно с помощью анализатора спектра. При достижении ширины линии излучения меньше 1 Гц удобным способом ее регистрации является прямая запись нулевых биений частот двух лазеров и восстановление спектра сигнала путем фурье-обработки. Для измерения спектральной плотности флуктуаций частоты лазера обычно применяется стандартная методика и аппаратура с использованием квадратичного частотного детектора <sup>83</sup>.

## 6. ЛАЗЕРЫ С УЗКОЙ ЛИНИЕЙ ИЗЛУЧЕНИЯ

Широко распространенные методы получения узкой линии излучения основаны на привязке частоты лазера к пассивно стабилизируемому интерферометру. Однако такой метод успешно применяется для достижения ширины линии излучения  $\sim 100-1000$  Гц <sup>84, 85</sup>. Получение более узкой линии излучения этим методом наталкивается на большие технические трудности, связанные со стабилизацией длины самого интерферометра. Поэтому для получения узких линий с шириной  $\sim 1$  Гц оказывается предпочтительным использование интенсивных и узких нелинейных резонансов.

Наиболее высокие результаты в этом направлении получены с He — Ne-лазером на  $\lambda = 3,39$  мкм с внутренней метановой ячейкой поглощения. Технологическая простота лазера делает его весьма доступным и удобным для широкого использования. Так как абсолютная частота его известна с высокой точностью, то этот лазер может быть использован как самостоятельный вторичный эталон частоты для измерения абсолютных частот как видимого, так и ИК диапазонов.

Оптимальным для кратковременной стабильности частоты является резонанс с шириной  $\approx 50$  кГц. В <sup>55, 76</sup> для получения интенсивных резонансов в метане на  $F_2^{(2)}$ -линии с такой шириной был использован He — Ne-лазер с длинной поглощающей ячейкой. Это позволило увеличить поглощение при низком давлении метана. Увеличение диаметра светового луча при простой геометрии резонатора давало возможность согласовать параметры насыщения в усиливающей и поглощающей ячейках, повысить мощность излучения. При давлении метана  $\sim 10^{-3}$  торр были получены резонансы в мощности излучения лазера шириной 30—50 кГц, контрастом свыше 70% и интенсивностью  $\approx 1$  мВт (рис. 9). На рис. 10 показан спектр флуктуаций частоты этого лазера. Видно, что на частотах свыше 5 кГц акустические и механические возмущения частоты лазера отсутствуют. Достигнутый уровень спектральной плотности  $\approx 10^{-4}$  Гц<sup>2</sup>/Гц определяется только шумом фотодетектора

и флуктуационным шумом фотонов лазерного излучения. Стабилизация частоты лазера по максимуму резонанса в метане осуществлялась с помощью быстродействующих электронных систем АПЧ (см. рис. 7).

На рис. 11 показан характерный спектр биений частот двух независимо стабилизированных He — Ne/CH<sub>4</sub>-лазеров. Он состоит из узкой части

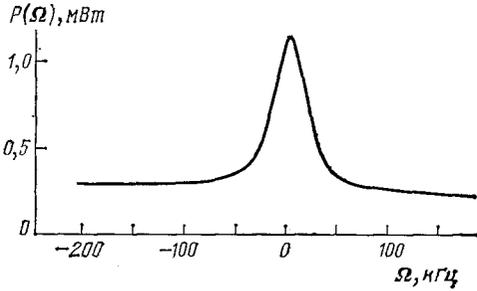


Рис. 9. Типичная запись резонанса мощности He — Ne/CH<sub>4</sub>-лазера с длинной поглощающей ячейкой<sup>48</sup>.  
Давление метана — 10<sup>-3</sup> торр

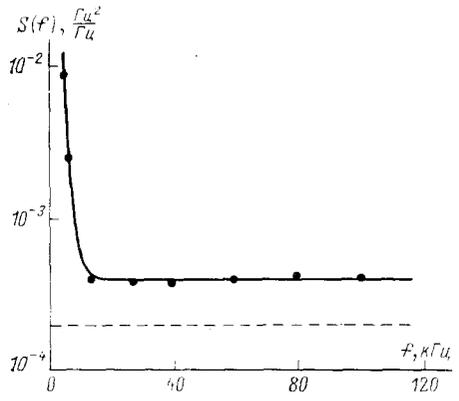


Рис. 10. Спектральная плотность  $S(f)$  флуктуаций частот He — Ne/CH<sub>4</sub>-лазера<sup>181</sup>.  
Штриховая линия — расчетная величина фотонного шума лазерного излучения

и широкого пьедестала, который связан с влиянием амплитудных и фазовых флуктуаций. Ширина линии излучения одного лазера составляла 0,07 Гц

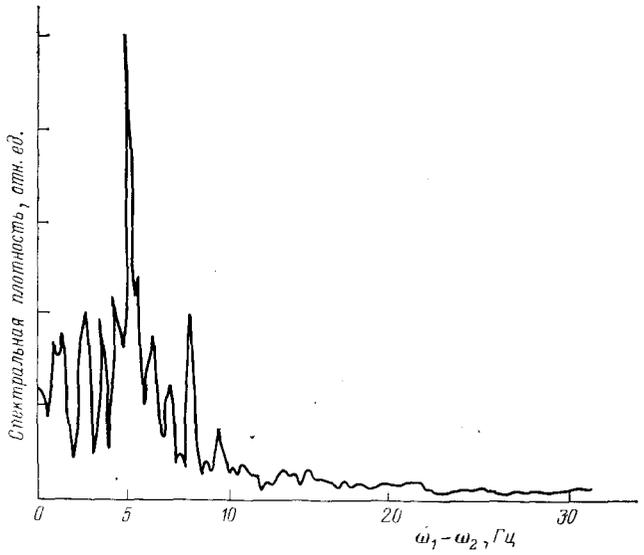


Рис. 11. Спектр биений частот двух независимо стабилизированных He — Ne/CH<sub>4</sub>-лазеров<sup>11</sup>

(относительная ширина  $7 \cdot 10^{-16}$ ). Зависимость стабильности частоты от времени усреднения  $\tau$  показана на рис. 12. В области малых  $\tau = 1-100$  мс стабильность частоты равна  $10^{-13}-10^{-14}$  и улучшается по мере увеличения  $\tau$ . При  $\tau = 1-100$  с относительное значение параметра Аллана равно  $4 \cdot 10^{-15}$ . Для сравнения на рис. 12 представлены характеристики стабильности частоты ряда стандартов СВЧ диапазона по данным<sup>86</sup>. В области малых времен усреднения (1—100 мс) стабильность частоты He — Ne/CH<sub>4</sub>-лазера более чем на два порядка превосходит стабильность частоты лучших мазеров,

а при больших временах усреднения характеристики описываемого лазера и водородного мазера сравнимы. Таким образом, He — Ne/CH<sub>4</sub>-лазер является в настоящее время самым монохроматичным источником когерентного излучения. Излучения двух таких лазеров позволяют наблюдать интерференционную картину, медленно изменяющуюся во времени (рис. 13) <sup>11</sup>.

В работе <sup>87</sup> предложено использовать эффект встречно-бегущих волн в кольцевом лазере с нелинейным поглощением для сужения резонансов мощности. Авторами <sup>87</sup>, <sup>88</sup> были получены конкурентные резонансы в метане с шириной 30 кГц, которая в 10 раз меньше однородной. Применение таких резонансов мощности кольцевого He — Ne/CH<sub>4</sub>-лазера в качестве частотного репера позволяет получать кратковременную стабильность частоты на уровне  $5 \cdot 10^{-14}$  ( $\tau = 10$  с) <sup>88</sup>. Однако из-за сложности конкурентных режимов генерации трудно обеспечивать высокую воспроизводимость частоты кольцевого лазера <sup>89</sup>.

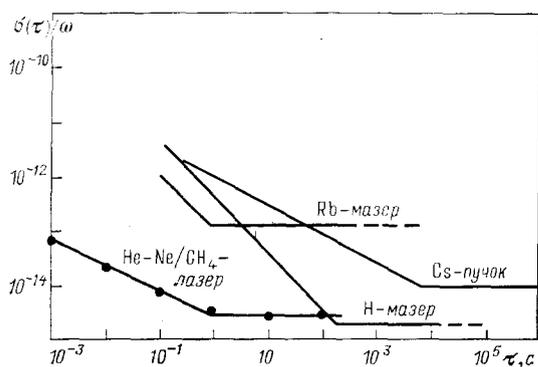


Рис. 12. Зависимость параметра Аллана  $\sigma(\tau)/\omega$  от времени усреднения  $\tau$  <sup>76</sup>

го He — Ne/CH<sub>4</sub>-лазера при использовании в качестве частотного репера резонанса в коэффициенте преломления. Первые наблюдения частотных резонансов в одномодовом He — Ne-лазере с метановой ячейкой и применение их для стабилизации частоты осуществлены в <sup>34</sup>, <sup>35</sup>. Основное достоинство

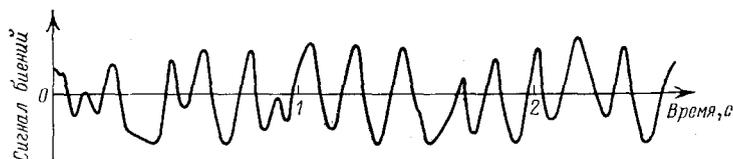


Рис. 13. Характерная запись нулевых биений частот двух независимо стабилизируемых He — Ne/CH<sub>4</sub>-лазеров <sup>11</sup>

применения двухмодового режима генерации состоит в том, что для выделения частотного резонанса не требуется дополнительный лазер-гетеродин.

Отметим, что в широко применяемых одночастотных He — Ne/CH<sub>4</sub>-лазерах с длиной резонатора  $\sim 1$  м, когда ширина резонанса составляет  $\sim 200$ — $400$  кГц, а контраст  $\sim 1\%$ , достигаемая кратковременная стабильность частоты обычно не превышает  $10^{-11}$ — $10^{-12}$ . Рис. 14 показывает внешний вид созданного в <sup>90</sup> малогабаритного переносного He — Ne/CH<sub>4</sub>-лазера с относительной шириной линии излучения не хуже  $10^{-12}$ , который демонстрировался на ВДНХ СССР.

Используя метод фазовой синхронизации излучений лазеров и технику нелинейного преобразования частот, можно переносить высокую стабильность частоты He — Ne/CH<sub>4</sub>-лазера в другие диапазоны длин волн. В <sup>91</sup> сообщалось о CO<sub>2</sub>-лазере с относительной шириной линии излучения  $\sim 10^{-14}$ , которая была достигнута посредством частотно-фазовой привязки 3-й гармоники его излучения к He — Ne/CH<sub>4</sub>-лазеру.

Для получения сверхузких резонансов в видимом диапазоне спектра на основе метода разнесенных оптических полей, двухфотонного резонанса

и с использованием частиц, захваченных в ловушки, необходимы перестраиваемые лазеры с узкой линией излучения и высокой стабильностью частоты. В связи с этим интерес представляет стабилизация непрерывных лазеров на красителях. Широкое распространение для достижения узкой линии излучения перестраиваемых лазеров получила техника привязки частот лазеров

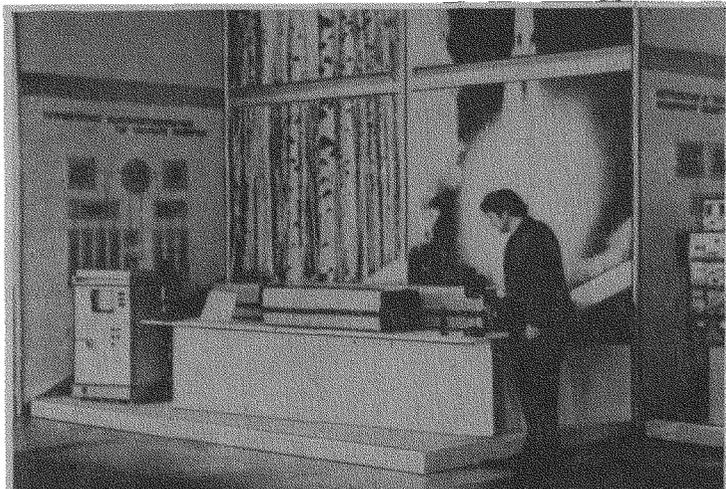


Рис. 14. Внешний вид переносного стабилизированного по частоте  $\text{He} - \text{Ne}/\text{CH}_4$ -лазера с узкой линией излучения<sup>90</sup>

к опорному эталону-интерферометру, основанная на гетеродинировании боковых компонент ЧМ сигнала, проходящего через эталон<sup>92-94</sup>. Частота модуляции при этом должна быть больше собственной полосы пропускания интерферометра и характерной ширины спектра амплитудных флуктуаций излучения лазера, а индекс модуляции мал. Достигнутая в<sup>94</sup> с использованием этого фазового метода ширина линии излучения лазера на красителе 30 Гц на пять порядков меньше исходной ширины линии и ограничивается нестабильностью самого опорного эталона.

## 7. ДОЛГОВРЕМЕННАЯ СТАБИЛЬНОСТЬ И ВОСПРОИЗВОДИМОСТЬ ЧАСТОТЫ

Различные физические факторы, такие, как столкновительный сдвиг, квадратичный эффект Доплера, эффект отдачи, внешние электрические и магнитные поля и кривизна волнового фронта, влияют на сдвиги частоты центра нелинейного резонанса и определяют долговременную стабильность и воспроизводимость частоты газовых лазеров. В реальных условиях действие этих факторов проявляется при изменении давления газа в поглощающей ячейке, интенсивности поля в резонаторе, геометрии резонатора, внешних полей и т. д. К настоящему времени выполнено большое число экспериментов по исследованию сдвигов резонансов насыщенного поглощения и получению высоких значений долговременной стабильности частоты лазеров в ИК и видимом диапазонах. Здесь будут рассмотрены лишь основные результаты. Большое внимание будет уделено  $\text{He} - \text{Ne}/\text{CH}_4$ -лазеру. Для этого лазера получены наиболее высокие значения долговременной стабильности частоты<sup>76</sup> и выполнены детальные исследования влияния различных факторов на сдвиги резонансов в метане<sup>95</sup>.

7.1. Не—Не-лазер с  $\text{CH}_4$ -ячейкой

Были исследованы Не—Не/ $\text{CH}_4$ -лазеры, стабилизированные по  $F_2^{(2)}$ - и E-линиям поглощения метана. Применение узких резонансов на E-линии для получения высоких значений воспроизводимости частоты предпочтительно, так как E-линия одиночная, в отличие от  $F_2^{(2)}$ -линии, которая имеет сверхтонкую структуру. Преимущество E-линии достигается при использовании сравнительно широких резонансов ( $\sim 100$  кГц) в простых конструкциях лазеров. При получении узких резонансов ( $\gamma \sim 1$  кГц) в телескопических системах, когда магнитная сверхтонкая структура (МСТС) линии  $F_2^{(2)}$  полностью разрешается, в равной степени могут использоваться обе линии для получения высокой воспроизводимости.

7.1.1. Применение резонансов с относительной шириной  $10^{-9}$ — $10^{-10}$ 

Наиболее широко для стабилизации частоты используется  $F_2^{(2)}$ -линия поглощения метана. Получать резонансы в метане на этой линии значительно проще, по сравнению с E-линией, так как не требуется применение дополнительного магнитного поля для сдвига линии усиления. При использовании

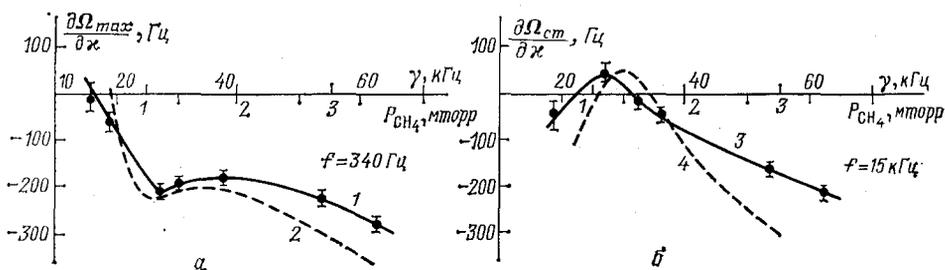


Рис. 15. Зависимость наклона полевого сдвига максимума резонанса в метане на  $F_2^{(2)}$ -линии  $\partial\Omega_{\max}/\partial x$  (а) и стабилизированной частоты Не — Не/ $\text{CH}_4$ -лазера  $\partial\Omega_{\text{СТ}}/\partial x$  (б) от давления метана<sup>95</sup>.

Кривые 1, 3 — экспериментальные, 2, 4 — расчетные;  $\gamma$  — полуширина резонанса отдельной компоненты МСТС ( $\gamma = 10$  кГц +  $15(\text{кГц}/\text{мторр}) p_{\text{CH}_4}$  [мторр])

резонансов шириной  $\sim 10$ — $100$  кГц основным фактором, определяющим воспроизводимость частоты Не—Не/ $\text{CH}_4$ -лазера, является МСТС.  $F_2^{(2)}$ -линия имеет три сильные слегка отличающиеся по интенсивности компоненты МСТС

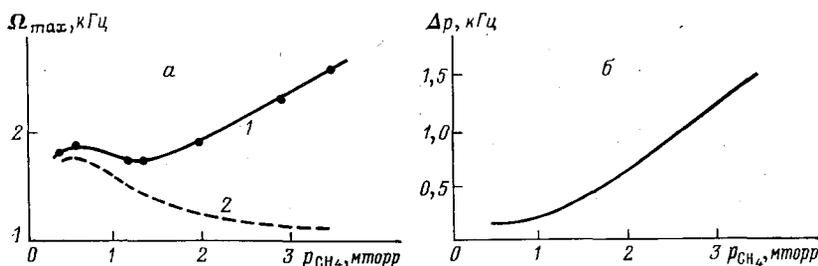


Рис. 16. а — Сдвиг максимума резонанса  $\Omega_{\max}$  в метане на  $F_2^{(2)}$ -линии от давления (1) относительно центральной компоненты МСТС  $\omega_{7 \rightarrow 6}$  ( $\Omega_{\max} = \omega_{7 \rightarrow 6} - \omega_{7 \rightarrow 6}$ ); кривая 2 — расчетный сдвиг максимума резонанса из-за влияния МСТС. б — Столкновительный сдвиг резонанса в метане<sup>95</sup>

и две слабые. Расстояние между основными компонентами составляет  $\approx 11$  кГц<sup>48, 84</sup>. При большой однородной ширине линии компоненты сверхтонкой структуры не разрешаются и суммарный контур резонанса оказывается асимметричным. При изменении плотности поля в резонаторе и дав-

ления газа в ячейке относительные интенсивности и ширины компонент МСТС изменяются, что приводит к сдвигу максимума резонанса. При ширинах резонанса  $\sim 100$  кГц МСТС ограничивает воспроизводимость частоты на уровне  $10^{-11}$  <sup>46, 96</sup>. Однако, как показали детальные теоретические <sup>97, 98</sup> и экспериментальные <sup>95</sup> исследования, в определенных режимах, когда полуширина резонанса (10—30 кГц) сравнима с расстоянием между компонентами МСТС метана, влияние ее на сдвиг резонанса оказывается малым. На рис. 15—17 представлены результаты <sup>95</sup> измерений сдвигов максимума резонанса в метане и стабилизированной частоты при изменении интенсивности поля, давления метана и внешнего магнитного поля. Следует отметить, что при измерении сдвигов стабилизированной частоты значительные трудности возникают при устранении дополнительной модуляции мощности излучения на частоте сканирования длины резонатора. Эта модуляция появляется из-за угловых перемещений пьезоэлемента с зеркалом и из-за самофокусировки излучения в поглощающей ячейке <sup>95</sup>.

а) Полевой сдвиг. Зависимость наклона полевого сдвига максимума резонанса имеет нелинейный характер (рис. 15, а). В области малых давлений метана  $\approx 0,5$  мторр ( $\gamma \approx 16$  кГц) сдвиг мал, и может быть обеспечена воспроизводимость частоты He—Ne/CH<sub>4</sub>-лазера лучше  $10^{-13}$ . При увеличении давления полевого сдвиг значительно возрастает. В области больших давлений метана ( $\gamma > 40$  кГц) появляется дополнительное смещение максимума в красную область, обусловленное влиянием перекрестных резонансов, которые возникают из-за присутствия слабых компонент МСТС на переходах  $6 \rightarrow 6$  и  $7 \rightarrow 7$ . В этой области давлений величина полевого сдвига совпадает с данными <sup>96, 99</sup>. Экспериментально наблюдаемая зависимость хорошо согласуется с расчетной (штриховая кривая).

Поведение наклона полевого сдвига стабилизированной частоты ( $f = 15$  кГц,  $\Delta\Omega = 1$  кГц) показано на рис. 15, б. В области давлений 1—2 мторр ( $\gamma = 20$ —40 кГц) изменение параметра насыщения от 0 до 1 приводит к сдвигам в пределах  $\pm 30$  Гц, и наклон полевого сдвига дважды проходит через нуль. При значении параметра насыщения  $\kappa \approx 0,1$  изменение интенсивности поля в два раза приводит к смещению частоты в пределах  $\pm (2-3)$  Гц. При увеличении ширины резонанса ( $\gamma > 50$  кГц) полевого сдвига сильно возрастает и в основном обусловлен влиянием перекрестных резонансов.

б) Сдвиг от давления. Нелинейная зависимость сдвига максимума резонанса в метане при изменении плотности газа (см. рис. 16) обусловлена совместным влиянием магнитной сверхтонкой структуры и столкновительного сдвига. На рис. 16, а приведена расчетная кривая сдвига максимума резонанса из-за МСТС от давления метана. Разность между экспериментальной и расчетной кривыми показывает зависимость столкновительного сдвига от давления метана (см. рис. 16, б). Поведение этого сдвига хорошо согласуется с результатами прямых измерений ударного сдвига в метане на Е-линии (см. п. 3). В области малых давлений  $\approx 1$  мторр сдвиг

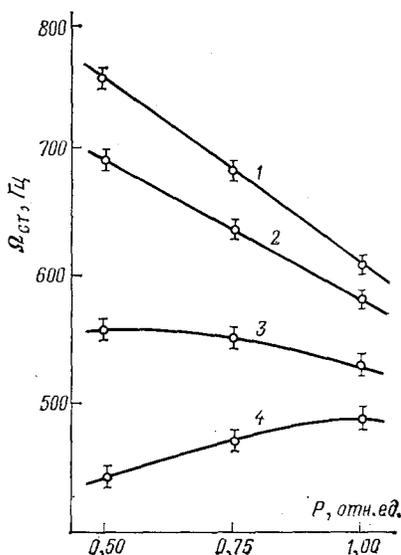


Рис. 17. Зависимость полевого сдвига стабилизированной частоты He—Ne/CH<sub>4</sub>-лазера от напряженности магнитного поля H <sup>95</sup>.  
H (Э) = 0 (1), 9 (2), 27 (3) и 45 (4)

максимума резонанса мал и составляет  $\approx 10-20$  Гц/мторр. В этой области давлений ударный сдвиг компенсируется смещением максимума резонанса из-за влияния МСТС, что приводит к слабой зависимости результирующего сдвига от давления. Следовательно, в области давлений  $\sim 1$  мторр магнитная сверхтонкая структура не только не препятствует получению высокой воспроизводимости частоты, но и в значительной степени способствует, уменьшая эффективный сдвиг резонанса от давления. Измеренный в  $^{95}$  абсолютный сдвиг частоты стабилизированного He—Ne/CH<sub>4</sub>-лазера с длинной поглощающей ячейкой относительно центральной компоненты МСТС F<sub>2</sub><sup>(2)</sup>-линии метана в области давлений  $\approx 1$  мторр составляет  $1600 \pm 40$  Гц и хорошо согласуется с расчетом.

в) Магнитное поле оказывает заметное влияние на сдвиг стабилизированной частоты He—Ne/CH<sub>4</sub>-лазера. На рис. 17 показаны результаты измерений для полуширины резонанса в метане  $\gamma = 70$  кГц, когда полевой сдвиг из-за МСТС велик. Продольное магнитное поле величиной  $H = 0-50$  Э накладывалось на поглощающую ячейку. При увеличении напряженности магнитного поля наблюдалось уменьшение наклона полевого сдвига частоты, а при некотором значении магнитного поля ( $H = 45$  Э) изменение знака сдвига (см. рис. 17). Наблюдаемая картина связана с наличием МСТС на рабочем переходе метана. Отметим, что влияние магнитного поля зависит от величины насыщающего светового поля в резонаторе. В области больших насыщений возможны режимы, когда изменение магнитного поля не приводит к заметным сдвигам частоты  $^{96}$ . Обнаруженное в  $^{95}$  явление важно для улучшения воспроизводимости частоты He—Ne/CH<sub>4</sub>-лазера в режимах, когда ширина резонанса в метане велика ( $\gamma \sim 100$  кГц). Теоретический расчет поведения сдвига нелинейного резонанса в магнитном поле при наличии МСТС  $^{100}$  согласуется с экспериментом.

г) Сдвиг нелинейного резонанса из-за кривизны волнового фронта возникает в случае, если интенсивности встречных волн, образующих стоячую волну, различаются  $^{64, 101}$ . Он зависит от величины параметра  $2z/b$ ;  $z$  — продольная координата точки, в которой вычисляется сдвиг,  $b$  — конфокальный параметр. В  $^{101}$  были проведены исследования сдвига максимума резонанса из-за кривизны волнового фронта для случая внешней поглощающей ячейки, где величина сдвига может быть достаточно большой ( $\sim 10^{-11}$ ). Для лазера с внутренней ячейкой поглощения сдвиг максимума резонанса возникает при условии, когда интенсивности встречных волн  $J_+$  и  $J_-$  мало отличаются  $\Delta J/J = (J_+ - J_-)/J \ll 1$ . Оценки сдвигов, проведенные на основе результатов  $^{64, 101}$ , показали, что в условиях эксперимента, описанного в  $^{95}$ , при  $\Delta J/J \approx 0,1$ ;  $2z/b \approx 0,2$ ;  $b = 30$  м;  $\gamma = 2 \cdot 10^4$  Гц, диаметре светового пучка  $2a = 1$  см максимум резонанса сдвигается на величину  $\approx 5$  Гц при изменении давления на 50%. Следовательно, выбором конфигурации резонатора и пропускания зеркал можно практически исключить влияние кривизны волнового фронта на положение резонанса.

Таким образом, при простой конструкции He—Ne/CH<sub>4</sub>-лазер с длинной поглощающей ячейкой  $^{55, 95}$  обеспечивает получение высокой кратковременной и долговременной стабильности частоты на уровне  $10^{-14}$  и выше. Такой лазер оказался удобным для различных спектроскопических исследований и в измерениях абсолютных частот лазеров.

Несколько слов необходимо сказать о точности частоты He—Ne/CH<sub>4</sub>-лазера, стабилизированного по F<sub>2</sub><sup>(2)</sup>-линии метана. Для лазера простой конструкции точность частоты обычно ограничивается на уровне  $\sim 10^{-11}$  из-за влияния МСТС. В том случае, когда с высокой точностью измеряется сдвиг частоты лазера относительно центра линии F<sub>2</sub><sup>(2)</sup> метана  $^{95}$ , точность определения частоты существенно повышается. В настоящее время вопрос о точности частоты He—Ne/CH<sub>4</sub>-лазера нуждается в дополнительных экспериментах.

Такие факторы, как квадратичный эффект Допплера, магнитное поле, расходимость светового пучка слабо влияют на воспроизводимость частоты, однако могут заметно повлиять на точность, давая постоянный сдвиг резонанса.

7.1.2. Стабилизация частоты по сверхузким резонансам

Стабилизация  $\omega$  He—Ne/CH<sub>4</sub>-лазера по резонансам шириной  $\sim 1$  кГц была впервые осуществлена в <sup>48, 72</sup>. Схема стабилизации частоты этого лазера

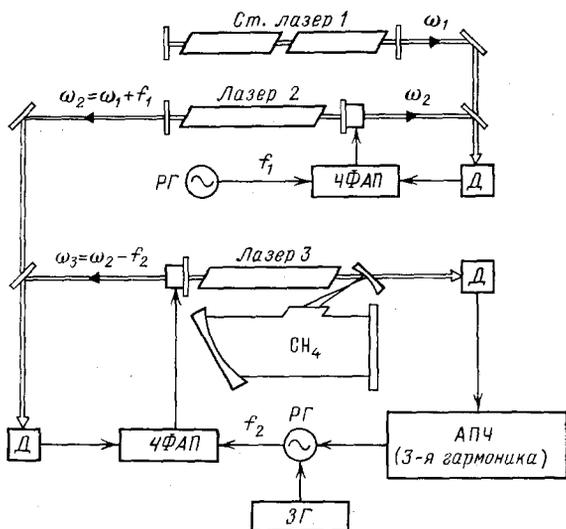


Рис. 18. Схема стабилизации частоты по сверхузким резонансам <sup>72</sup>. Основные параметры He — Ne/CH<sub>4</sub>-лазера с телескопическим расширителем пучка (ТРП): диаметр пучка — 14 см, длина поглощающей ячейки — 5 м, давление метана — 60 мкторр

показана на рис. 18. В качестве вспомогательного стабильного лазера использовался He—Ne-лазер с длинной метановой ячейкой поглощения, ширина линии излучения которого была меньше 1 Гц. Для получения сверхузких достаточно высокой интенсивности применялся четырехзеркальный He—Ne/CH<sub>4</sub>-лазер с внутрирезонаторным телескопическим расширителем пучка (ТРП). Стабилизация частоты лазера с ТРП осуществлялась по максимуму центральной компоненты (7→6)МСТС F<sub>2</sub><sup>(2)</sup>-линии. На рис. 19 показана типичная запись сверхтонкой структуры F<sub>2</sub><sup>(2)</sup>-линии в режиме, используемом для стабилизации частоты. Ширина резонанса каждой компоненты структуры составляла 2—3 кГц. При времени усреднения  $\tau = 10$  с была получена долговременная стабильность частоты 10<sup>-14</sup>. Ширина линии излучения лазера при этом была меньше 1 Гц.

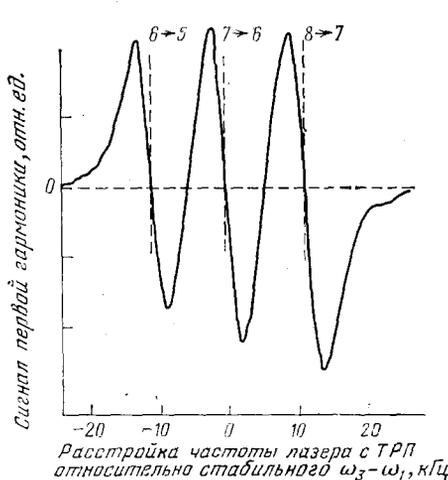


Рис. 19. Типичная запись МСТС F<sub>2</sub><sup>(2)</sup>-линии метана при давлении 60 мкторр <sup>72</sup>. Частота модуляции 750 Гц, девиация частоты — 300 Гц, температура 300 К, постоянная интегрирования 2 с, время записи 20 мин

В <sup>72</sup> были проведены измерения сдвигов стабилизированной частоты при изменении давления метана и интенсивности поля в резонаторе для давления метана 60 мкторр. Изменение интенсивности поля в два раза в области малых насыщений ( $\chi = 0,2-0,4$ ) приводило к сдвигам 1—3 Гц. Наблюдаемый характер сдвигов согласуется с результатами теоретического расчета <sup>102</sup>

и обусловлен влиянием квадратичного эффекта Доплера. Результаты исследований<sup>48, 72</sup> позволили определить воспроизводимость частоты He—Ne/CH<sub>4</sub>-лазера с ТРП на уровне 10<sup>-14</sup>, достигаемую в широких пределах изменения давления метана и поля в резонаторе. Важно отметить, что настройка частоты лазера с ТРП на максимум центральной компоненты соответствует настройке на центр F<sub>2</sub><sup>(2)</sup>-линии метана, что обеспечивает высокую точность частоты ≈ 10<sup>-13</sup>.

Созданный в<sup>48, 72</sup> высокостабильный телескопический лазер является громоздкой и сложной системой. Интерес представляет получение резонансов шириной 5—10 кГц для создания более простых He—Ne-лазеров с высокой воспроизводимостью частоты, которые могут быть эффективно использованы

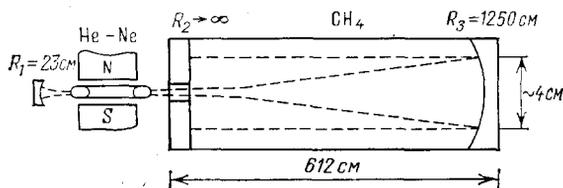


Рис. 20. Схема лазера с трехзеркальным телескопическим расширителем пучка<sup>11</sup>

для постановки ряда прецизионных экспериментов. В этом случае очень удобной для стабилизации частоты оказалась одиночная свободная от сверхтонкой структуры E-линия перехода P (7) полосы ν<sub>3</sub> метана. Впервые резонансы на этой линии наблюдались в<sup>103, 104</sup>. Детальные исследования резонансов с шириной ~100 кГц и их применение для стабилизации частоты были осуществлены в<sup>105-107</sup>. Наблюдение сверхузких резонансов в метане на E-линии с относительной шириной ~10<sup>-11</sup> и создание на их основе высокостабильного He—Ne/CH<sub>4</sub>-лазера впервые осуществлено в<sup>11</sup>. Для получения сверхузких резонансов в метане на E-линии в<sup>11</sup> использовался лазер с телескопическим трехзеркальным расширителем пучка (рис. 10). E-линия метана смещена от центра линии усиления He—Ne-лазера на величину 3 ГГц в красную область, поэтому для сдвига линии усиления применялось поперечное магнитное поле напряженностью ≈1800 Э. При давлении 100 мкторр резонансы имели ширину 5 кГц и интенсивность 500 мкВт. Использование таких резонансов для стабилизации частоты позволило получить при временах усреднения τ = 1, 10 с стабильность частоты 6·10<sup>-15</sup>. Результаты измерений сдвигов стабилизированной частоты при изменении давления метана, интенсивности поля в резонаторе, магнитного поля определили воспроизводимость частоты этого лазера как 10<sup>-14</sup>. Принципиальным фактором, ограничивающим воспроизводимость и точность частоты He—Ne/CH<sub>4</sub>(E)-лазера с ТРП является квадратичный эффект Доплера. Использование тяжелых молекул, охлаждение частиц, разработка методов селекции по абсолютным скоростям позволят уменьшить влияние квадратичного эффекта Доплера.

Осуществлено прямое сравнение стабильности частот He—Ne/CH<sub>4</sub>-лазеров, независимо стабилизированных по F<sub>2</sub><sup>(2)</sup> и E-линиям поглощения метана<sup>108</sup>. Полученная в результате сравнения воспроизводимость частот этих лазеров составила 3·10<sup>-13</sup>. Это позволило с высокой точностью измерить абсолютное значение разности частот F<sub>2</sub><sup>(2)</sup> и E-линией поглощения метана. Полученное значение составило

$$\omega_{F_2^{(2)}} - \omega_E = 3\,032\,571\,672 \pm 30 \text{ Гц.}$$

В<sup>109</sup> осуществлена стабилизация и исследована воспроизводимость частоты двухмодового телескопического He—Ne/CH<sub>4</sub>-лазера с ортогонально поляризованными модами. Двухмодовый режим создавался с помощью резонатора Фабри—Перо, содержащего две фазовые пластинки, близкие к λ/4. Расстояние между соседними ортогональными модами регулировалось углом между оптическими осями пластин в диапазоне 0,2 МГц и выше. Стабилизация

ция проводилась с использованием частотных резонансов. Поглощающая ячейка охлаждалась жидким азотом. При сравнительно небольших габаритах лазера (длина резонатора — 1,8 м, длина ячейки — 0,9 м, диаметр пучка — 3 см) была разрешена МСТС  $F_3^{(2)}$ -линии метана и осуществлена частотная стабилизация излучения по отдельным компонентам. Достигнута долговременная стабильность частоты  $10^{-14}$  (время усреднения 100 с). Воспроизводимость частоты по результатам измерения сдвигов оценивалась на уровне  $\sim 10^{-14}$ .

### 7.2. He—Ne-лазер с $I_2$ -ячейкой

He—Ne-лазеры на  $\lambda = 0,633$  мкм и  $\lambda = 0,612$  мкм, стабилизированные по резонансам насыщенного поглощения паров  $^{127}\text{I}_2$  и  $^{129}\text{I}_2$  на компонентах сверхтонкой структуры электронных переходов, широко используются в настоящее время в качестве оптического стандарта длины волны для метрологических измерений и спектроскопических исследований <sup>110-122</sup>.

Впервые резонансы насыщенного поглощения в  $^{127}\text{I}_2$  на линии R (127) 11—5 <sup>123, 124</sup> были использованы для стабилизации частоты He—Ne-лазера на  $\lambda = 0,63$  мкм с внутренней поглощающей ячейкой в работах <sup>111, 115</sup>. При давлении  $I_2$  0,1 торр ширина пика мощности составляла  $\approx 4,5$  МГц, а контраст — 0,4%. Малая амплитуда резонанса мощности и большой наклон доплеровского контура линии усиления в месте положения резонансов определили необходимость использования сигнала третьей гармоники для стабилизации частоты <sup>125</sup>. Этим методом в работах <sup>111, 115</sup> была получена стабильность частоты He—Ne/ $^{127}\text{I}_2$ -лазера на уровне  $10^{-11}$  и воспроизводимость частоты  $4 \cdot 10^{-11}$ . Детальные исследования факторов, определяющих ширину и сдвиги узких нелинейных резонансов в He—Ne/ $^{129}\text{I}_2$ -лазере, были выполнены в <sup>110</sup>. Измеренное значение уширения резонанса от давления иода составляло 13 МГц/торр, а величина наклона сдвига — 1 МГц/торр. Полученная в этой работе стабильность частоты He—Ne/ $^{129}\text{I}_2$ -лазера составила  $2 \cdot 10^{-12}$  ( $\tau = 10$  с) и воспроизводимость —  $10^{-10}$ . Наиболее высокие значения стабильности частоты He—Ne/ $^{127}\text{I}_2$ -лазера на  $\lambda = 0,63$  мкм достигнуты в работе <sup>126</sup>, где получено  $1,9 \cdot 10^{-13}$  ( $\tau = 270$  с). Воспроизводимость этого лазера достигнута на уровне  $8 \cdot 10^{-12}$  <sup>127</sup>.

Стабилизация частоты He—Ne-лазера на  $\lambda = 0,612$  мкм с внутренней  $^{127}\text{I}_2$  ячейкой (линия R (47) 9—2) была осуществлена в <sup>128, 129</sup>. Полученное значение долговременной стабильности частоты равно  $2 \cdot 10^{-13}$  ( $\tau = 1000$  с) <sup>129</sup>. В работе <sup>130</sup> для получения резонансов поглощения линии R (47) 9—2 в  $^{127}\text{I}_2$  использовалась внешняя ячейка. Для увеличения сигнала авторы этой работы помещали  $I_2$  ячейку внутрь высокооборотного резонатора Фабри — Перо, частота которого привязывалась к частоте лазера. Использование интерферометра позволило благодаря увеличению контраста резонанса снизить давление в ячейке до 3 мторр и получить резонансы шириной 200 кГц при высоком отношении сигнал/шум. Прямые сравнения двух таких He—Ne/ $^{127}\text{I}_2$ -лазеров дали следующие результаты: долговременная стабильность —  $2 \cdot 10^{-13}$  ( $\tau = 100$  с) и воспроизводимость частоты —  $6 \cdot 10^{-13}$  <sup>131</sup>.

### 7.3. Стабилизированный по частоте $\text{CO}_2$ -N<sub>2</sub>-He-лазер

Первые работы по стабилизации частоты  $\text{CO}_2$ -лазера на  $\lambda = 10,6$  мкм были проведены с внутренней нелинейно-поглощающей  $\text{CO}_2$ -ячейкой <sup>132</sup>. Достигнутая авторами этой работы стабильность частоты составляла  $4 \cdot 10^{-11}$  при времени усреднения  $\tau = 100$  с, а воспроизводимость частоты оценивалась как  $2 \cdot 10^{-10}$ .

Наиболее значительные результаты по стабилизации частоты  $\text{CO}_2$ -лазера были получены при использовании узких резонансов насыщенного поглоще-

ния на колебательно-вращательных переходах молекул  $SF_6$ <sup>133, 134</sup> и  $OSO_4$ <sup>135, 136</sup>. Высокий коэффициент поглощения на переходах этих молекул для ряда линий  $CO_2$  лазера позволил использовать низкое давление поглощающего газа  $10^{-2}$ — $10^{-3}$  торр и получать резонансы шириной  $\sim 100$  кГц. Впервые стабилизация частоты  $CO_2$ -лазера на  $\lambda = 10,6$  мкм (линия Р (18)) по узкому резонансу в  $SF_6$  была осуществлена в<sup>137, 138</sup> методом внешней нелинейно-поглощающей ячейки со слабой встречной волной \*). Для системы  $CO_2/SF_6$  достигнута стабильность частоты  $5 \cdot 10^{-14}$  за время усреднения  $10$  с<sup>139</sup>, а воспроизводимость частоты —  $3 \cdot 10^{-11}$ <sup>138</sup>.

Интерес представляет использование метаноподобной молекулы  $O_sO_4$ . Эта молекула не имеет сверхтонкой структуры. Квадратичный эффект Доплера из-за большой массы молекулы мал, что позволяет достигать высокие значения долговременной стабильности и воспроизводимости частоты. Первые эксперименты по стабилизации частоты  $CO_2$ -лазера с внешней  $O_sO_4$ -ячейкой были выполнены в<sup>136, 140</sup>, где была получена долговременная стабильность частоты  $\approx 10^{-12}$  и воспроизводимость частоты  $10^{-11}$ . В<sup>141</sup> для стабилизации частоты был использован узкий резонанс на переходе  $A_2P(14)$ <sup>192</sup> $O_sO_4$  с шириной  $30$  кГц и контрастом  $\sim 1\%$ . Достигнута стабильность частоты  $\approx 10^{-13}$  за время  $\tau = 10$  с.

Для стабилизации частоты  $CO_2$ -лазера широко применяется также метод насыщенной флуоресценции<sup>39, 40</sup>. Достоинством метода является его простота и возможность стабилизации частоты на многих линиях  $CO_2$ . Лучшие результаты получены в<sup>142</sup>, где сообщалось о стабильности частоты  $10^{-12}$  за время  $\tau = 50$  с.

#### 7.4. $Ag^+$ - лазер с $I_2$ - ячейкой

Работы по стабилизации частоты мощных ионных лазеров представляют интерес для развития техники перестраиваемых лазеров на красителях и центрах окраски кристаллов. В<sup>143</sup> было обращено внимание на совпадение линии излучения  $Ag^+$  лазера на  $\lambda = 5145$  Å со сверхтонкой структурой линии Р (13) и Р (15) перехода ( $v = 0, X^1\Sigma$ ) и ( $v = 43, V^3\Pi$ ) в  $^{127}I_2$ . Узкие резонансы насыщенного поглощения в  $^{127}I_2$  с помощью  $Ag^+$ -лазера наблюдались впервые в<sup>144</sup>. Детально эта система была изучена в<sup>145, 146</sup>. В<sup>146</sup> при низком давлении были получены резонансы насыщенной флуоресценции с шириной  $\sim 100$  кГц и достигнута стабильность  $5 \cdot 10^{-14}$  при  $\tau = 100$  с и воспроизводимость  $1,5 \cdot 10^{-12}$ . В<sup>147</sup> для стабилизации частоты  $Ag^+$ -лазера был использован молекулярный пучок. В этой работе была получена долговременная стабильность частоты  $7 \cdot 10^{-14}$  ( $\tau = 10^3$  с). Воспроизводимость частоты  $1,5 \cdot 10^{-12}$  в<sup>147</sup> была ограничена точностью выставления лазерного луча ортогонально молекулярному пучку.

#### 7.5. Стабилизация частоты лазера на красителе

Последние годы ведется интенсивный поиск эффективных резонансных поглотителей для стабилизации частоты непрерывных перестраиваемых лазеров на красителях. Используя компоненты сверхтонкой структуры линий Р (13) и Р (15)  $^{127}I_2$  и технику молекулярного пучка, авторами<sup>148</sup> была осуществлена стабилизация лазера на красителе родамин 6Ж и получена стабильность частоты  $6 \cdot 10^{-13}$  за  $\tau = 25$  с. В работе<sup>149</sup> исследована воспроизводимость частоты двух лазеров, независимо стабилизированных по сверхтонким компонентам «О» линии Р (62) 17-1  $^{127}I_2$  на  $\lambda = 576$  нм. Авторами работы<sup>149</sup> были измерены сдвиги частоты от давления иода в ячейке, глубины модуляции и интенсивности поля в резонаторе. Воспроизводимость частоты

\*) При стабилизации частоты лазеров с большой мощностью целесообразно использовать внешнюю ячейку из-за сильного насыщения поглощения.

составила  $\approx 2 \cdot 10^{-11}$ . В работе <sup>150</sup> исследована возможность применения интеркомбинационного перехода  $^1S_0 - ^3P_1$  в Са на  $\lambda = 6573 \text{ \AA}$  для получения узких резонансов насыщенного поглощения и стабилизации частоты.

8. ОПТИЧЕСКИЕ ЧАСЫ

Создание лазеров с долговременной стабильностью частоты не хуже, чем у мазеров, а по кратковременной стабильности превышающих их, сделало возможным решение проблемы создания оптических часов, т. е. использование периода оптического колебания высокостабильного лазера в качестве шкалы времени <sup>151</sup>. При разработке оптической шкалы времени потребовалось также решить проблему передачи частотных характеристик лазеров в микроволновой диапазон без потери в точности. В результате единица шкалы времени, секунда, может быть определена прямо по числу высокостабильных оптических колебаний.

На рис. 21 показана принципиальная схема первых в мире оптических часов <sup>6, 151</sup>. Схема включает опорный высокостабильный He-Ne/CH<sub>4</sub>-лазер на  $\lambda = 3,39 \text{ мкм}$  (см. п. 6), систему специально подобранных и синхронизованных по

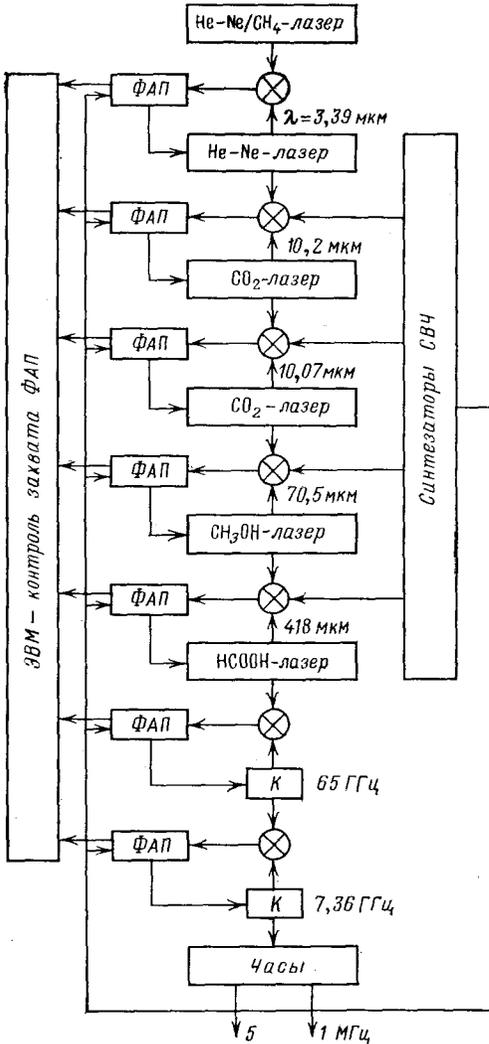


Рис. 21. Схема оптического стандарта времени <sup>6, 151</sup>.  
К — клистрон

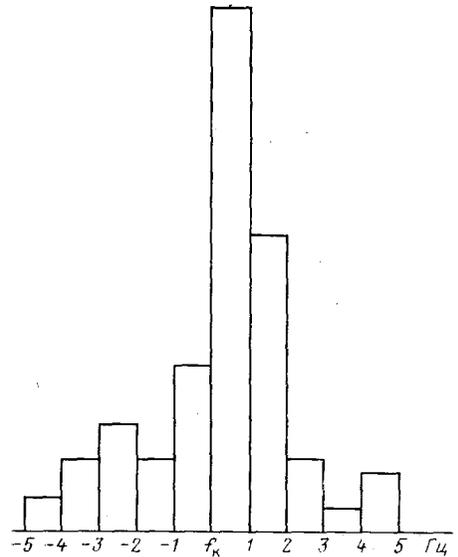


Рис. 22. Гистограмма сигнала биений между клистроном, синхронизованным по He-Ne/CH<sub>4</sub>-лазеру, и клистроном, синхронизованным по [Rb-стандарту] <sup>151</sup>.

Частота клистрона  $f_k = 65,1 \text{ ГГц}$ , время усреднения  $\tau = 1 \text{ с}$

фазе лазеров ИК ( $\lambda = 3,39; 10,2 \text{ и } 10,07 \text{ мкм}$ ), субмиллиметрового ( $\lambda = 70 \text{ и } 418 \text{ мкм}$ ) диапазонов и генераторов микроволнового диапазона (кли-

стронов, генераторов Ганна), обеспечивающих деление частоты (He—Ne/CH<sub>4</sub>-лазера в радиодиапазон с выходом на стандартные частоты 1 и 5 МГц. Последовательный фазовый захват одного генератора к другому позволил передавать высокую стабильность частоты без потерь. В качестве быстродействующих нелинейных элементов для преобразования частот лазеров и генерации гармоник высокого порядка применялись точечные диоды типа металл-окисел-металл (МОМ-диод) с постоянной времени  $\sim 10^{-14}$  с. Измерительно-вычислительный комплекс обеспечивал контроль и измерение характеристик оптических часов.

Получение высокостабильных СВЧ колебаний, синхронизованных по He—Ne/CH<sub>4</sub>-лазеру, позволило впервые осуществить прямое сравнение характеристик стабильности частоты рубидиевого стандарта и He—Ne/CH<sub>4</sub>-лазера ( $\lambda = 3,39$  мкм). На рис. 22 показана гистограмма результатов измерений при времени усреднения  $\tau = 1$  с. Полученная ширина гистограммы определялась стабильностью рубидиевого стандарта. Стабильность частоты He—Ne/CH<sub>4</sub>-лазера была значительно выше.

В связи с созданием оптической шкалы времени интерес к повышению стабильности и воспроизводимости частоты лазеров возрастает. Поэтому целесообразно привести основные сравнительные свойства лазеров и мазеров как стандартов частоты и времени.

1. Физические эксперименты, связанные с измерением частоты при использовании лазеров требуют много меньше времени, так как абсолютная частота лазеров в  $10^4$ — $10^5$  раз больше.

2. Абсолютная интенсивность и ширина резонансов, которые являются реперами для стабилизации частоты, в оптическом диапазоне в  $10^5$ — $10^6$  раз больше, чем в микроволновом, при одной и той же их относительной ширине. Это позволяет создавать оптические стандарты с кратковременной стабильностью частоты значительно выше, чем у микроволновых стандартов.

3. При делении частоты оптического стандарта в радиодиапазон относительная ширина линии излучения практически не меняется. В случае, когда используется стандарт радиодиапазона, флуктуационный спектр его сигнала существенно расширяется при умножении частоты в  $10^5$ — $10^6$  раз.

4. Роль квадратичного эффекта Доплера, как основного физического фактора, ограничивающего длительную стабильность и воспроизводимость частоты, одинакова для лазеров и мазеров. Однако из-за малого абсолютного вклада в форму линии, его наблюдение и исследование в микроволновом диапазоне представляет большие трудности на фоне других причин, вызывающих сдвиг линии.

Перечисленные выше свойства, на наш взгляд, безусловно говорят о преимуществе лазеров, как стандартов частоты и времени. Однако реализация их потребует времени, чтобы преодолеть технические трудности, связанные как с собственно проблемами оптических стандартов частоты, так и с проблемой деления оптических частот. Система деления частоты лазера, основанная на фазовой синхронизации лазеров, является пока весьма громоздкой. Необходимо существенное упрощение системы, чтобы стандарты времени на основе лазеров в практическом отношении стали конкурентноспособными с мазерами.

## 9. АБСОЛЮТНОЕ ИЗМЕРЕНИЕ ЧАСТОТ ЛАЗЕРОВ

Для измерения частот оптического диапазона необходимо осуществлять умножение известной частоты стандарта радиодиапазона в  $10^4$ — $10^5$  раз или деление измеряемой частоты лазера в такое же число раз.

Длительное время абсолютные измерения частот лазеров проводились поэтапно. Сначала определялись частоты лазеров дальнего инфракрасного диапазона сравнением умноженного сигнала от микроволнового стандарта с частотой лазера. Затем известная частота лазера снова умножалась и срав-

нивалась с частотой нового лазера. Схема синтеза частоты на каждом этапе измерения выражается общей формулой

$$\omega_i = n\omega_{i-1} \pm f_{пр},$$

где  $\omega$  — синтезируемая частота,  $\omega_{i-1}$  — известная частота,  $f_{пр}$  — измеряемая промежуточная частота. При известном коэффициенте умножения частоты  $n$  получаем абсолютное значение  $\omega_i$ .

Первые измерения частот лазеров были проведены в работах <sup>152, 153</sup>, где были определены абсолютные частоты вращательных переходов субмиллиметровых лазеров. Лазеры стабилизировались по доплеровски-уширенным линиям переходов, точность измерений составляла  $\sim 10^{-8}$ . В дальнейшем были измерены также частоты  $H_2O$ -лазера <sup>154, 155</sup>,  $CO_2$ -лазера <sup>156-158</sup> и He—Ne-лазера на  $\lambda = 3,39$  мкм <sup>156-160</sup>. Недавно абсолютные частоты измерения были распространены на видимую область благодаря измерениям частот He—Ne-лазера на  $\lambda = 1,5$  мкм и  $1,15$  мкм <sup>161, 162</sup>. Используя вторую гармонику этого лазера, можно будет измерять частоту электронного перехода молекулы йода <sup>163</sup>.

Создание оптических часов сделало возможным измерение абсолютных частот лазеров с предельной точностью. В работах <sup>6, 151, 164</sup> этим методом были выполнены точные измерения частот He—Ne/ $CH_4$ -лазера, стабилизированного по  $F_2^{(2)}$  и E-линиям поглощения метана. При измерении сравнивалась одиннадцатая гармоника частоты СВЧ генератора на 65 ГГц (см. рис. 21), синхронизованного на частоте Rb стандарта, с частотой HCOOH-лазера (717 ГГц), излучение которого синхронизовалось с излучением He—Ne/ $CH_4$ -стандарта.

Существующие сейчас установки для измерения частот лазеров инфракрасного и видимого диапазонов <sup>159, 156, 160, 164, 165</sup> являются слишком сложными для широкого применения. Процесс измерения оптических частот может быть значительно упрощен, если использовать для этой цели высокостабильный лазер с точно измеренной частотой, которая посредством нелинейных средств преобразуется в область спектра, где проводятся частотные измерения. Такая система даст возможность осуществлять абсолютные частотные измерения, не прибегая к использованию сложных установок.

К настоящему времени наиболее точно измерена частота He—Ne/ $CH_4$ -лазера на  $\lambda = 3,39$  мкм. Этот лазер имеет высокую воспроизводимость частоты и занимает удобное промежуточное положение между двумя областями спектра: субмиллиметровой и ИК с одной стороны, ближней ИК, и видимой с другой. Результаты измерений частот стабилизированного по  $F_2^{(2)}$ -и E-линиям метана He—Ne/ $CH_4$ -лазера приведены в табл. II. К сожалению,

Таблица II

Результаты абсолютных измерений частот He—Ne/ $CH_4$ -лазера на  $\lambda = 3,39$  мкм

Лазер	Линия поглощения	Измеренная частота, кГц	Точность измерения, $\pm$ кГц	Литература
He—Ne/ $CH_4$	$F_2^{(2)}$	88 376 181 625	50	156
		88 376 181 586	10	158
		88 376 181 616	3	159
		88 376 181 603,0	3	8
		88 376 181 603,4	1,4	160
		88 376 181 602,9	1,2	164
	E	88 373 149 031,2	1,2	164

результаты последних точных измерений для  $F_2^{(2)}$ -линии заметно различаются. Причины их расхождения полностью не установлены. Одной из них

является магнитная сверхтонкая структура  $F_2^{(2)}$ -линии, ухудшающая воспроизводимость частоты лазера. Присутствие МСТС на  $F_2^{(2)}$ -переходе метана вызывает сдвиги резонанса, величина которых сильно зависит от режима стабилизации частоты He—Ne/CH<sub>4</sub>-лазера. При сильно различающихся режимах разность положений частот лазеров может достигнуть  $\sim 1$  кГц (см. п. 7, рис. 15). Для устранения влияния МСТС используются сложные устройства с телескопическим расширителем пучка, позволяющие стабилизировать частоту по одной компоненте МСТС <sup>48</sup> или осуществляется тщательный подбор режимов работы обычных лазеров <sup>95</sup>. В этой связи интересным является прецизионное измерение частоты одиночной линии, какой является E-линия поглощения метана (переход P (7) полоса  $\nu_3$ ).

#### 10. ПРИМЕНЕНИЕ ОПТИЧЕСКИХ СТАНДАРТОВ ЧАСТОТЫ

Оптические стандарты частоты широко применяются сейчас в спектроскопии сверхвысокого разрешения и в прецизионных физических экспериментах, находят практическое приложение в метрологии, локации, геофизике, связи, машиностроении, космических исследованиях и других областях. В настоящем обзоре нет возможности подробно остановиться на всех применениях, ниже мы кратко перечислим лишь некоторые из них.

Повышение разрешающей способности оптической спектроскопии связано с получением сверхузких резонансов. В настоящее время метод насыщенного поглощения является основным и наиболее развитым методом спектроскопии сверхвысокого разрешения. Для регистрации резонансов с относительной шириной  $10^{-11}$  и меньше необходимы лазеры с узкой линией излучения шириной  $\sim 1$  Гц. Кроме того, в области низкого давления поглощающего газа интенсивность резонанса сильно уменьшается и для накопления сигнала необходимо осуществлять медленную запись резонанса. Поэтому для проведения исследований со сверхузкими резонансами необходимо создавать специальные лазерные спектрометры с разрешающей способностью  $10^{11} - 10^{12}$  <sup>48,84,166</sup>. С помощью таких спектрометров впервые в оптическом диапазоне наблюдались такие физические эффекты, как эффект отдачи при резонансном поглощении и испускании фотона <sup>47,48</sup>, магнитная сверхтонкая структура <sup>48,84,166</sup> и аномальный эффект Зеемана <sup>167</sup> колебательно-вращательных переходов молекул, упругое рассеяние возбужденных частиц на малые углы <sup>168</sup>, нелинейная зависимость уширения и сдвига узких резонансов в газе низкого давления <sup>49,55</sup> и др.

Прогресс в стабилизации частоты лазеров и в области абсолютных измерений частот лазеров открывает новые возможности в проведении ряда прецизионных физических экспериментов <sup>9,69,169</sup>. Точность измерения одной из основных физических констант, скорости света, доведена до  $\approx 10^{-9}$  <sup>170</sup>. Принятое сейчас Консультативным Комитетом по определению метра (ККОМ) значение скорости света  $c = 299\,792\,458$  м/с ( $\delta c/c = \pm 4 \cdot 10^{-9}$ ) основывается на результатах этих измерений. Выполнены эксперименты по измерению постоянной Ридберга ( $R_\infty = me^4/2\hbar^2$ ) с точностью  $10^{-8}$  <sup>171</sup>, основанные на точном определении центра линии отдельной компоненты тонкой структуры линии H $_\alpha$  (6563 Å), используя технику насыщенного поглощения под действием излучения импульсного перестраиваемого лазера на красителе. В работе <sup>69</sup> рассмотрена возможность постановки эксперимента по измерению постоянной Ридберга с более высокой точностью  $\approx 10^{-10}$ , который основан на точном измерении частоты перехода 1S — 2S атома водорода. В работах <sup>172,173</sup> осуществлено измерение квадратичного эффекта Доплера в газе. Новые возможности применения стандартов частоты связаны с измерением предельно малых смещений и созданием лазерных детекторов гравитационных волн <sup>174</sup>. Исследования, выполненные в <sup>174</sup> с He — Ne/CH<sub>4</sub>-лазером на  $\lambda = 3,39$  мкм, позволили зарегистрировать величину смещения  $6 \cdot 10^{-6}$  Å на базе 5 м (относительная чувствительность  $\approx 10^{-16}$ ). В работе <sup>175</sup> с помощью

узких конкурентных резонансов в кольцевом He — Ne/CH<sub>4</sub>-лазере удалось измерить смещение величиной  $6 \cdot 10^{-15}$  см на базе 85 см (относительная чувствительность  $\approx 10^{-16}$ ). Применение двухфотонных резонансов и большой мощности излучения ( $\sim 1$  Вт) позволит повысить чувствительность измерений на четыре-пять порядков.

Стабильные по частоте лазеры широко используются сейчас в научных исследованиях и технике как эталонные и образцовые источники света для

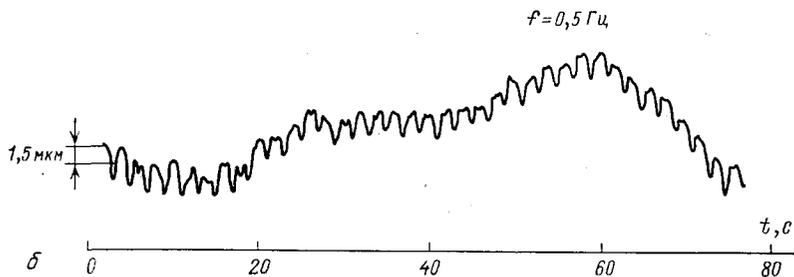
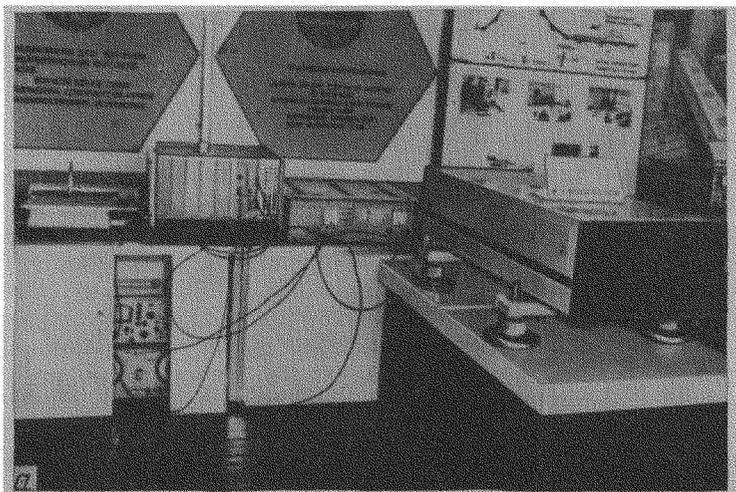


Рис. 23. *а* — Внешний вид лазерного измерителя малых смещений на больших базах. *б* — Запись периодического сигнала смещения на трассе длиной 2 км в условиях реальной атмосферы (по <sup>181</sup>)

интерферометрических измерений длины и длин волн излучения. За последние годы в различных лабораториях мира выполнено большое число прецизионных измерений длин волн <sup>3</sup>He — <sup>20</sup>Ne-лазеров, стабилизированных по резонансам насыщенного поглощения в <sup>127</sup>I<sub>2</sub>-, <sup>129</sup>I<sub>2</sub>-, и CH<sub>4</sub>-, а также Ag<sup>+</sup>/I<sub>2</sub>-лазеров относительно <sup>86</sup>Kr-стандарта и осуществлены прямые сличения этих лазеров <sup>110,114,118,176-180</sup>. Используя эти результаты, ККОМ в 1973 и 1979 гг. рекомендовал к использованию в качестве эталонных следующие значения длин волн лазеров:

$$\begin{aligned} \lambda_{\text{He-Ne}} (I_2) &= 632\,991,399 \cdot 10^{-12} \text{ м,} \\ &= 611\,970,771 \cdot 10^{-12} \text{ м,} \\ \lambda_{\text{Ag}^+} (I_2) &= 514\,673,476 \cdot 10^{-12} \text{ м,} \\ \lambda (\text{CH}_4) &= 3\,392\,231,40 \cdot 10^{-12} \text{ м.} \end{aligned}$$

Относительная ошибка всех этих величин определялась главным образом криптоновым стандартом длины.

Важным практическим применением стабильных лазеров является их использование для измерения малых перемещений в прецизионной геофизике,

сейсмологии, геодезии, машиностроении, навигации и других областях. Особый интерес вызывает разработка лазерных систем, позволяющих проводить измерения на больших базах ( $>1$  км) в реальной атмосфере. На рис. 23, а показан внешний вид высокочувствительного датчика, предназначенного для измерений малых деформаций земной коры и регистрации сейсмических колебаний<sup>181</sup>. Относительная чувствительность прибора составляет  $\approx 10^{-9}$  на базе 1—3 км. С помощью такого лазерного деформографа удалось впервые зарегистрировать в условиях открытой атмосферы на трассе длиной  $\sim 2$  км периодические смещения величиной 1 мкм (рис. 23, б).

#### 11. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Несмотря на серьезные успехи, которые были достигнуты в области создания лазерных стандартов частоты, в ближайшие годы следует ожидать нового качественного скачка в этом направлении.

Во-первых, возможности метода насыщенного поглощения еще полностью не исчерпаны, и мы еще далеки от предельных значений стабильности частоты, которые он позволяет реализовать. Во-вторых, ожидаемый прогресс связан с использованием принципиально новых методов стабилизации частоты лазеров, основанных на применении разнесенных оптических полей, двухфотонных резонансов, захваченных в ловушки частиц. В сочетании с развивающимися сейчас методами охлаждения частиц они позволят получать предельно узкие резонансы с относительными ширинами  $\sim 10^{-14}$  и, что очень важно, уменьшить влияние квадратичного эффекта Доплера. Это позволит вплотную подойти к рубежу  $10^{-16}$ — $10^{-17}$ . В техническом отношении важным остается стабилизация частоты перестраиваемых лазеров. Упрощение схемы синтеза частот позволит создать оптические стандарты времени, которые на практике смогут конкурировать с лучшими микроволновыми стандартами времени и частоты. Точность измерений частоты в оптическом диапазоне должна стать  $\sim 10^{-11}$ , а сама техника измерений — простой и широко распространенной.

Институт теплофизики СО АН СССР,  
Новосибирск

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Басов Н. Г., Прохоров А. М. — ЖЭТФ, 1954, т. 27, с. 431.
2. Gordon J. P., Zeiger H. J., Townes C. H. — Phys. Rev., 1954, v. 95, p. 282.
3. Essen L. — In: Ver Congrès Intern. de chronometrie. — Ann. franc. chronom., 1956, t. 1, p. 343.
4. Goldenberg H. M., Kleppner D., Ramsey N. F. — Phys. Rev. Lett., 1960, v. 5, p. 361.
5. Ramsey N. F. — Phys. Rev., 1956, v. 78, p. 695.
6. Chebotayev V. P., Goldort V. G., Klementyev V. M., Nikitin M. V., Timchenko B. A., Zakharyash V. F. — Appl. Phys. Ser. B, 1982, v. 29, p. 63.
7. Jaseja T. S., Javan A., Townes C. H. — Phys. Rev. Lett., 1963, v. 10, p. 165.
8. Басов Н. Г., Летохов В. С. — УФН, 1968, т. 96, с. 585.
9. Letokhov V. S., Chebotayev V. P. Nonlinear Laser Spectroscopy. — Berlin: Heidelberg: New York: Springer-Verlag, 1977. — (Springer Series in Optical Sciences. V. 4).
10. Bagayev S. N., Kolomnikov Yu. D., Lisitsyn V. N., Chebotayev V. P. — IEEE J. Quantum Electron., 1968, v. QE-4, p. 868.
11. Bagayev S. N., Chebotayev V. P., Dychkov A. S., Maltsev S. V. — J. de Phys., 1981, Coloq. C8, t. 42, p. C8-21.
12. Jennings D. A., Petersen F. R., Evenson K. M. — In: Laser Spectroscopy. IV: Proceedings of the 4th Intern. Conference. Rottach-Egern, Fed. Rep. of Germany, June 11—15, 1979/Eds H. Walther, K. W. Rothe. — Berlin; Heidelberg; New York: Springer-Verlag, 1979, p. 39.
13. McCoubrey A. O. — Proc. IEEE, 1967, v. 55, p. 805.
14. Allan D. — Ibidem, 1966, v. 54, p. 221.

15. Barnes Y. A.— Ibidem, p. 207.
16. Audoin C. Lectures in the International School of Physics «Enrico Fermi», Varenna, Italy, July 1976.
17. Рютман Ж.— ТИИЭР, 1978, т. 66, № 9, с. 70.
18. Lamb W. E., Jr.— Phys. Rev. Ser. A, 1964, v. 134, p. 1429.
19. Лисицын В. Н., Чеботаев В. П.— ЖЭТФ, 1968, т. 54, с. 419.
20. Lee P. H., Skolnick M. L.— Appl. Phys. Lett., 1967, v. 10, p. 303.
21. Летохов В. С.— Письма ЖЭТФ, 1967, т. 6, с. 597.
22. Василенко Л. С., Чеботаев В. П., Шишаев А. В.— Ibidem, 1970, т. 12, с. 161.
23. Baklanov E. V., Dubetsky B. Ya., Chebotayev V. P.— Appl. Phys., 1976, v. 9, p. 177.
24. Bergquist J. C., Lee S. A., Hall J. L.— Phys. Rev. Lett., 1977, v. 38, p. 159.
25. Salour M. M., Cohen-Tannoudji C.— Ibidem, p. 757.
26. Teets R., Eckstein J., Hänsch T. W., Ibidem, p. 760.
27. Chebotayev V. P., Shishayev A. V., Yurshin B. Ya., Vasilenko L. S.— Appl. Phys., 1978, v. 15, p. 43.
28. Багаев С. Н., Дычков А. С., Чеботаев В. П.— Письма ЖЭТФ, 1977, т. 26, с. 591.
29. Chebotayev V. P., Dyuba N. M., Skvortsov M. N., Vasilenko L. S.— Appl. Phys., 1978, v. 15, p. 319.
30. Lee S. A., Helmcke J., Hall J. L.— In<sup>12</sup>, p. 130.
31. Bergquist J. C., Barger R. L., Glaze D. J.— Appl. Phys. Lett., 1979, v. 34, p. 850.
32. Baba M., Shimoda K.— Appl. Phys., 1981, v. 24, p. 11.
33. Borde Ch. J., Avrillier S., van Lerberghe A., Salomon Ch., Bassi D., Scoles G.— J. de Phys., 1981, Coloq. C8, t. 42, p. C8-15.
34. Kramer G., Weib C., Helmcke J.— Zs. Naturforsch., 1975, Bd. 30a, S. 1128.
35. Chebotayev V. P. Report at 2nd Symposium on Gas Laser Physics. Novosibirsk, June 1975; Квант. электрон., 1976, т. 3, с. 694.
36. Басов Н. Г., Губин М. А., Никитин В. В. и др.— Изв. АН СССР. Сер. физ., 1982, т. 46, с. 1573.
37. Летохов В. С., Чеботаев В. П.— Письма ЖЭТФ, 1969, т. 9, с. 364.
38. Wieman C., Hänsch T. W.— Phys. Rev. Lett., 1976, v. 36, p. 1170.
39. Basov N. G., Letokhov V. S. Report on URSI Conference of «Laser Measurements». September 1968.— Warsaw: PAN. Electr. Techn., 1969, v. 2, p. 15.
40. Freed C., Javan A.— Appl. Phys. Lett., 1970, v. 17, p. 53.
41. Kerr E. L., Alwood J. G.— Appl. Opt., 1968, v. 7, p. 915.
42. Rosengren L. G.— Infrared Phys., 1973, v. 13, p. 173.
43. Greenstein H.— Phys. Rev., 1968, v. 175, p. 438.
44. Uehara K., Shimoda K.— Japan J. Appl. Phys., 1971, v. 10, p. 623.
45. Бакланов Е. В., Чеботаев В. П.— ЖЭТФ, 1972, т. 62, с. 541.
46. Barger R. L., Hall J. L.— Phys. Rev. Lett., 1969, v. 4, p. 22.
47. Hall J. L., Borde C. J., Uehara K.— Ibidem, 1976, v. 37, p. 1339.
48. Chebotayev V. P.— In: Proceedings of the 2nd Frequency Standards and Metrology Symposium.— Copper Mountain, Colo., USA, July 1976, p. 385.  
Bagayev S. N., Chebotayev V. P., Dmitriyev A. K., Dychkov A. S., Goldort V. G., Vasilenko L. S.— Appl. Phys., 1977, v. 13, p. 291.
49. Багаев С. Н., Бакланов Е. В., Чеботаев В. П.— Письма ЖЭТФ, 1972, т. 16, с. 15.
50. Meyer T. W., Rhodes C. K., Haus H. A.— Phys. Rev. Ser. A, 1975, v. 12, p. 1993.
51. Mattick A. T., Kurnitz N. A., Javan A.— Chem. Phys. Lett., 1976, v. 38, p. 176.
52. Borde C. J.— In: Laser Spectroscopy. III/Eds J. L. Hall, J. L. Carlstein.— Berlin; Heidelberg; New York: Springer-Verlag, 1977.
53. Vasilenko L. S., Kochanov V. P., Chebotayev V. P.— Opt. Commun., 1977, v. 20, p. 409.
54. Cahuzac P., Marie E., Robsux O., Vetter R., Верман Р. Р.— J. Phys. Ser. B, 1978, v. 11, p. 645.
55. Багаев С. Н., Бакланов Е. В., Чеботаев В. П.— Письма ЖЭТФ, 1972, т. 16, с. 344.
56. Gerritsen H. J., Ahmed S. A.— Phys. Lett., 1964, v. 13, p. 41.
57. Багаев С. Н., Мальцев С. В., Чеботаев В. П.— Письма ЖЭТФ, 1983, т. 37, с. 495.
58. Алексеев В. А., Андреева Т. Л., Собельман И. И.— ЖЭТФ, 1973, т. 63, с. 813.
59. Бакланов Е. В.— Опт. и спектр., 1975, т. 38, с. 24.
60. Багаев С. Н., Василенко Л. С., Гольдорт В. Г., Дмитриев А. К., Скворцов М. Н., Чеботаев В. П.— Письма ЖЭТФ, 1976, т. 23, с. 399.

61. Раутнан С. Г., Шалагин А. М.— ЖЭТФ, 1970, т. 58, с. 962.
62. Бакланов Е. В., Дубецкий Б. Я., Семибаламут В. М., Титов Е. А.— Квант. электрон., 1975, т. 2, с. 11.
63. Семибаламут В. М., Титов Е. А.— Ibidem, 1978, т. 5, с. 1485.
64. Borde C. J., Hall J. L., Knapasz C. V., Hummer D. G.— Phys. Rev. Ser. A, 1976, v. 14, p. 236.
65. Багаев С. Н., Бакланов А. Е., Покасов П. В., Семибаламут В. М., Титов Е. А., Чеботаев В. П. Препринт ИТФ СО АН СССР № 125.— Новосибирск, 1985.
66. Бакланов Е. В., Дубецкий Б. Я.— Квант. электрон., 1978, т. 2, с. 2041.
67. Алексеев В. А., Басов Н. Г., Губин М. А., Никитин В. В., Онщенко Н. С.— ЖЭТФ, 1983, т. 84, с. 1980.
68. Baklanov E. V., Chebotayev V. P.— Opt. Commun., 1974, v. 12, p. 312.
69. Бакланов Е. В., Чеботаев В. П.— УФН, 1977, т. 122, с. 513.
70. Кольченко А. А., Раутнан С. Г., Соколовский Р. И.— ЖЭТФ, 1969, т. 55, с. 1864.
71. Бакланов Е. В.— В кн.: Нелинейные процессы в оптике: Материалы III Вавиловской конференции (по нелинейной оптике).— Новосибирск: Наука, 1973, с. 117; Опт. и спектр., 1975, т. 38, с. 622.
72. Багаев С. Н., Василенко Л. С., Гольдорт В. Г., Дмитриев А. К., Дычков А. С., Чеботаев В. П.— В кн.: Лазерные системы.— Наука: Новосибирск, 1980, с. 122.
73. Багаев С. Н., Василенко Л. С., Клементьев В. М., Матюгин Ю. А., Трошин Б. И., Чеботаев В. П.— Опт. и спектр., 1972, т. 32, с. 802.
- Бетеров И. М., Матюгин Ю. А., Трошин Б. И., Чеботаев В. П.— Автометрия, 1972, т. 5, с. 59, 71; т. 6, с. 55, 64.
74. Uehara K., Shimizu T., Shimoda K.— IEEE J. Quantum Electron., 1968, v. QE-4, p. 11.
75. Гольдорт В. Г., Ом А. Э.— ПТЭ, 1980, № 3, с. 190.
76. Багаев С. Н., Дычков А. С., Чеботаев В. П.— Письма ЖТФ, 1979, т. 5, с. 590.
77. Багаев С. Н., Гольдорт В. Г., Захарьяш В. Ф., Клементьев В. М., Матюгин Ю. А., Никитин М. В., Тимченко Б. А., Чеботаев В. П.— В кн.: Нелинейная оптика: Труды VI Вавиловской конференции. Июнь 1979/Под ред. В. П. Чеботаева.— Новосибирск: ИТФ СО АН СССР, 1979, ч. 2, с. 120.
78. Гольдорт В. Г., Захарьяш В. Ф., Курневич Б. А.— ПТЭ, 1979, № 2, с. 244.
79. Bagayev S. N., Chebotayev V. P.— Appl. Phys., 1976, v. 7, p. 71.
80. Багаев С. Н., Василенко Л. С., Гольдорт В. Г., Дмитриев А. К., Дычков А. С.— Квант. электрон., 1977, т. 4, с. 1163.
81. Борисов Б. Д., Гусев А. Ю., Собстель Г. М. Препринт ИТФ СО АН СССР 33-79.— Новосибирск, 1979.
82. Борисов Б. Д.— Квант. электрон., 1984, т. 11, с. 1291.
83. Бендат Дж., Пирсол А. Измерение и анализ случайных процессов.— М.: Мир, 1974.
84. Hall J. L., Borde C.— Phys. Rev. Lett., 1973, v. 30, p. 1101.
85. Varger R. L., West J. B., Englisch T. C.— Appl. Phys. Lett., 1975, v. 27, p. 31.
86. Audoin C., Vanier J.— J. Phys. Ser. E, 1976, v. 9, p. 627.
87. Басов Н. Г., Беленов Е. М., Данилейко М. В., Никитин В. В., Ораевский А. Н.— ЖЭТФ, 1970, т. 12, с. 145.
88. Басов Н. Г., Беленов Е. М., Вольнов М. И., Данилейко М. В., Никитин В. В.— ЖЭТФ, 1972, т. 15, с. 659.
89. Алексеев В. А., Яценко Л. П.— Тр. ФИАН СССР, 1976, т. 91, с. 147.
90. Багаев С. Н. и др.— В кн.: Исследования в области измерений времени и частоты (Труды метрологических институтов СССР).— Л.: ВНИИМ, 1979, с. 46.
91. Клементьев В. М., Чеботаев В. П.— Письма ЖТФ, 1979, т. 5, с. 1025.
92. Bjorklund G. C.— Opt. Lett., 1980, v. 5, p. 15.
93. Bjorklund G. C., Levenson M. D.— Phys. Rev. Ser. A, 1981, v. 24, p. 167.
94. Hall J. L., Hollberg L., Ma Long-Sheng, Baer T., Robinson H. G.— J. de Phys., 1981, t. 42, Suppl. au Nr. 12, p. 59.
95. Багаев С. Н., Дмитриев А. К., Дычков А. С., Чеботаев В. П.— ЖЭТФ, 1980, т. 79, с. 1160.
96. Кошеляевский Н. Б., Татаренков В. М., Титов А. Н.— Письма ЖЭТФ, 1972, т. 15, с. 461.
97. Бакланов Е. В., Титов Е. А.— Квант. электрон., 1975, т. 2, с. 1781, 1893.
98. Алексеев В. А., Малюгин А. В.— Ibidem, 1977, т. 4, с. 1890.

99. Кошеляевский Н. Б., Татаренков В. М., Титов А. Н.— *Ibidem*, 1976, т. 3, с. 417.
100. Baklanov E. V., Belyaev M. B.— *Appl. Phys.*, 1977, v. 14, p. 389.
101. Hall J. L., Borde C.— *Appl. Phys. Lett.*, 1976, v. 29, p. 788.
102. Сембаламур В. М. Автореферат канд. диссертации.— Новосибирск: ИТФ СО АН СССР, 1982.
103. Luntz A. C., Brewer R. G., Foster K. L.— *Phys. Rev. Lett.*, 1969, v. 23, p. 951.
104. Luntz A. C., Brewer R. G.— *J. Chem. Phys.*, 1971, v. 54, p. 3641.
105. Hall J. L., Magyar J. A.— In: *High Resolution Laser Spectroscopy*/Ed. K. Shimoda.— Berlin; Heidelberg; New York; Springer-Verlag, 1976, p. 173.
106. Brillet A., Cerez P., Hajdukovic S., Hartmann F.— *Opt. Commun.*, 1976, v. 17, p. 336.
107. Кошеляевский Н. Б., Малышев Ю. М., Овчинников С. В., Расторгуев Ю. С., Татаренков В. М., Титов А. Н.— *Квант. электрон.*, 1979, т. 6, с. 478.
108. Багаев С. Н., Мальцев С. В., Чеботаев В. П.— В кн.: *Краткий отчет по лазерной физике*.— Новосибирск: ИТФ СО АН СССР, 1983, с. 12.
109. Басов Н. Г., Губин М. А., Никитин В. В. и др.— *Квант. электрон.*, 1983, т. 10, с. 702.
110. Schweitzer W. G., Kessler E. G., Deslattes R. D., Layer H. P., Whetstone J. R.— *Appl. Opt.*, 1973, v. 12, p. 2927.
111. Wallard A. J.— *J. Phys.*, Ser. E, 1972, v. 5, p. 926.
112. Brillet A., Cerez P., Clergeot H.— *IEEE J. Quantum Electron.*, 1972, v. QE-10, p. 526.
113. Chartier J. M., Helmcke J., Wallard A. J.— *IEEE Trans. Instrum. and Meas.*, 1976, v. IM-25, p. 450.
114. Helmcke J., Bayer-Helms F.— *Metrologia*, 1974, v. 10, p. 69.
115. Hanes G. R., Baird K. M., De Remigis.— *J. Appl. Opt.*, 1973, v. 12, p. 1600.
116. Turma W., van der Hoeven C.— *Ibidem*, 1975, v. 14, p. 1896.
117. Cole J. B., Bruce C. F.— *Appl. Opt.*, 1975, v. 14, p. 1303.
118. Капралов В. П., Круглов П. С., Миронов А. В., Привалов В. Е., Ткаченко Л. П.— *Опт. и спектр.*, 1980, т. 49, с. 524.
119. Данченко М. В., Двоглазов А. М., Челенко А. М., Яценко Л. П., Шнак М. Т.— *Квант. электрон.*, 1980, т. 10, с. 1185.
120. Gläser M.— *Metrologia*, 1982, v. 18, p. 53.
121. Kegung Dschao, Xu Yie, Li Chen-Yang, Liu Han-tian.— *Acta Metrol. Sinica*, 1982, v. 3, p. 322.
122. Капралов В. П., Привалов В. Е.— *ЖПС*, 1983, т. 39, с. 181.
123. Hanes G. R., Dahlstrom C. E.— *Appl. Phys. Lett.*, 1969, v. 14, p. 362.
124. Hanes G. R., Baird K. M.— *Metrologia*, 1969, v. 5, p. 32.
125. Wilson G. V. H.— *J. Appl. Phys.*, 1968, v. 34, p. 3276.
126. Cerez P. et al.— *C.R. Ac. Sci. Ser. B*, 1978, t. 286, p. 53.
127. Brillet A., Cerez P., Hajdukovic S., Hartmann F.— In: *Proceeding of the AMCO-5 Conference. Paris, 1975./Eds J. H. Sanders, A. H. Wapstra.*— N.Y.: Plenum Press, 1975, p. 350.
128. Bennett C. J., Cerez P.— *Optics Commun.*, 1978, v. 25, p. 343.
129. Kegung Dschao, Gläser M., Helmcke J.— *IEEE Trans. Instrum. and Meas.*, 1980, v. IM-29, p. 354.
130. Cerez P., Brillet A., Man-Pichot C. N., Felder R.— *Ibidem*, p. 352.
131. Brillet A., Cerez P.— *J. de Phys.*, 1981, Coloq. C8, Suppl. au Nr. 12, t. 43, C8-73.
132. Василенко Л. С., Скворцов М. Н., Чеботаев В. П., Шершнева Г. И., Шпшаев А. В.— *Опт. и спектр.*, 1972, т. 32, с. 1123.
133. Rabinowitz P., Keller R., La Tourette J. T.— *Appl. Phys. Lett.*, 1969, v. 14, p. 376.
134. Басов Н. Г., Компанец О. Н., Летохов В. С., Никитин В. В.— *ЖЭТФ*, 1970, т. 59, с. 394.
135. Gorokhov Y. A., Kompanets O. N., Letokhov V. S., Gearsimov G. A., Rosudin Y. I.— *Opt. Commun.*, 1973, v. 7, p. 320.
136. Компанец О. Н., Кукуджанов А. Р., Летохов В. С.— *ЖЭТФ*, 1975, т. 69, с. 32.
137. Гусев В. М., Компанец О. Н., Кукуджанов А. Р.— *Квант. электрон.*, 1974, т. 1, с. 2465.
138. Claigton A., Henry I.— *C.R. Ac.Sci. Ser. B*, 1974, t. 279, p. 419.
139. Claigton A., van Lerberghe A., Salomon C., Ouhayoun M., Borde C.J.— *Opt. Commun.*, 1980, v. 35, p. 368.
140. Компанец О. Н., Кукуджанов А. Р., Михайлов Е. Л.— *Квант. электрон.*, 1977, т. 4, с. 2016.

141. Базаров Е. Н., Герасимов Г. А., Губин В. П., Сазонов А. И., Старостин Н. И., Фомин В. В. — *Ibidem*, 1983, т. 10, с. 2257.
142. Freed C., O'Donnell R. — *In*<sup>48</sup>, p. 279.
143. Ezekiel S., Weiss R. — *Phys. Rev. Lett.*, 1968, v. 20, p. 91.
144. Borde C., Camy G., Decomps B., Pottier L. — *C.R. Ac. Sci. Ser. B*, 1973, t. 277, p. 81; in: *Proceedings of the Assouis Colloquium on Doppler Free Spectroscopy of Simple Molecular Systems.* — 1974, p. 231.
145. Spieweck F. — *IEEE Trans. Instrum. and Meas.*, 1980, v. IM-29, p. 361.
146. Borde C., Camy G., Decomps B. — *Phys. Rev. Ser. A*, 1979, v. 20, p. 254.
147. Hackel L. A., Hackel R. P., Ezekiel S. — *Metrologia*, 1977, v. 13, p. 141.
148. Wu F. Y., Grove R. E., Ezekiel S. — *Appl. Phys. Lett.*, 1974, v. 25, p. 73.
149. Barwood G. P., Rowley W.R.C. — *Metrologia*, 1984, v. 20, p. 19.
150. Barger R. L., West J. B., English T. G. — *In*<sup>142</sup>, p. 83.
151. Chebotayev V. P. — *J. de Phys.*, 1981, Colloq. C8, Suppl. au Nr. 12, t. 42, p. 5505.
152. Hocker L. O., Javan A., Rao D. R., Frenkel L., Sullivan T. — *Appl. Phys. Lett.*, 1967, v. 10, p. 147.
153. Hocker L. O., Javan A. — *Phys. Lett. Ser. A*, 1968, v. 26, p. 255.
154. Frenkel L., Sullivan T., Pollak M. A., Bridges T. J. — *Appl. Phys. Lett.*, 1967, v. 11, p. 344.
155. Evenson K. M., Wells J. S., Matarrase L. M., Elwell L. B. — *Ibidem*, 1970, v. 16, p. 159.
156. Evenson K. M., Wells J. S., Petersen F. R., Danielson B. L., Day G. W. — *Ibidem*, 1973, v. 22, p. 192.
157. Blaney T. G., Edwards G. J., Jolliffe B. M., Knight D. J. E., Wood P. T. — *J. Phys. Ser. D*, 1979, v. 9, p. 1323.
158. Домнин Ю. С., Кошеляевский Н. Б., Татаренков В. М., Шумяцкий П. С. — *Письма ЖЭТФ*, 1979, т. 30, с. 273.
159. Knight D. J. E., Solwards G. J., Pears P. R., Cross N. R. — *IEEE Trans. Instrum. and Meas.*, 1980, v. IM-29, p. 257.
160. Домнин Ю. С., Кошеляевский Н. Б., Татаренков В. М., Шумяцкий П. С. — *Письма ЖЭТФ*, 1981, т. 34, с. 175.
161. Jennings D. A., Petersen F. R., Evenson K. M. — *Opt. Lett.*, 1979, v. 4, p. 129.
162. Baird K. M., Evenson K. M., Hanes G. R., Jennings D. A., Petersen F. R. — *Ibidem*, p. 263.
163. Evenson K. M., Jennings D. A., Peterson F. R. — *J. de Phys.*, 1981, Colloq. C8, Suppl. au Nr. 12, t. 42, p. 473.
164. Захарьяш В. Ф., Клементьев В. М., Никитин М. В., Тимченко Б. А., Чеботаев В. П. — *ЖТФ*, 1983, т. 53, с. 2241.
165. Baird K. M. — *J. de Phys.*, 1981, Colloq. C8, Suppl. au Nr. 12, t. 42, p. 485.
166. Borde C. J., Ouhaoum M., van Lerberghe A., Salomon C., Avrillier S. — *In*<sup>12</sup>, p. 142.
167. Bagaev S. N., Belyaev M. V., Chebotayev V. P., Dmitriyev A. K. — *Appl. Phys.*, 1981, v. 24, p. 261.
168. Багаев С. Н., Дычков А. С., Чеботаев В. П. — *Письма ЖЭТФ*, 1979, т. 29, с. 570.
169. Hall J. L. — *Science*, 1978, v. 202, p. 147.
170. Evenson K. M., Wells J. S., Petersen F. R., Danielson B. L., Day G. W., Barger R. L., Hall J. L. — *Phys. Rev. Lett.*, 1972, v. 29, p. 1346.
171. Hänsch T. W., Nayfeh M. H., Lee S. A., Curry S. M., Shahin I. S. — *Ibidem*, 1974, v. 32, p. 1336.
172. Багаев С. Н., Чеботаев В. П. — *Письма ЖЭТФ*, 1972, т. 16, с. 614.
173. Snyder J. J., Hall J. L. — In: *Laser Spectroscopy, Proceedings of the 2nd Intern. Conference. Megeve, France, June 23—27, 1975.* — Berlin; Heidelberg; New York: Springer-Verlag, 1975, p. 6. — (Lecture Notes in Physics, V. 43).
174. Bagaev S. N., Goldort V. G., Dyckov A. S., Chebotayev V. P. — *Appl. Phys.*, 1981, v. 25, p. 161.
175. Данилейко М. В., Фаль А. М., Федин В. П., Яценко Л. П. — *Письма ЖЭТФ*, 1984, т. 39, в. 9, с. 428.
176. Rowley W. R., Wallard A. J. — *J. Phys. Ser. E*, 1973, v. 6, p. 647.
177. Wallard A. J., Chartier J. M., Hamon J. — *Metrologia*, 1975, v. 11, p. 89.
178. Luyer H. et al. — *Appl. Opt.*, 1976, v. 15, p. 734.
179. Bertinetto F., Cordiale P., Picotto C. B., Chartier J. M., Felder R., Glaser M. G. — *IEEE Trans. Instrum. and Meas.*, 1983, v. IM-32, p. 72.
180. Chartier J. M. — *Ibidem*, p. 81.
181. Багаев С. Н., Гусев А. Ю., Дычков А. С., Орлов В. А., Ом А. Э., Фомин Ю. Н., Чеботаев В. П. — В кн.: *Краткий отчет по лазерной физике.* — Новосибирск: ИТФ СО АН СССР, 1984, с. 39, 93.