

УСПЕХИ ФИЗИЧЕСКИХ НАУК

ОПТИЧЕСКИЕ СТАНДАРТЫ ЧАСТОТЫ

Н. Г. Басов, В. С. Летохов

1. ВВЕДЕНИЕ

В течение последних десяти лет в связи с развитием квантовой радиофизики достигнут значительный прогресс в точности измерения одной из наиболее фундаментальных физических величин — временного интервала. Точность измерения времени возросла от нескольких единиц на 10^{-8} до нескольких единиц на 10^{-12} . Этот успех был достигнут благодаря использованию атомных резонансов для стабилизации частоты когерентных электромагнитных колебаний кварцевых генераторов (квантовые стандарты частоты). Созданы и находят применение как активные стандарты частоты, в которых микроволновое когерентное излучение генерируется за счет индуцированного испускания молекул или атомов¹⁻⁵, так и пассивные стандарты частоты, в которых частота микроволновых генераторов стабилизируется по линии поглощения атомов⁶⁻⁸. Наибольшее развитие получили: квантовый генератор на пучке атомов водорода³ (стабильность порядка 10^{-12}), генератор на пучке молекул аммиака (стабильность порядка 10^{-11})⁴, генератор, стабилизируемый рубидиевой газовой ячейкой (стабильность порядка 10^{-11}), и генератор, стабилизируемый по линии поглощения пучка атомов цезия в резонаторе (стабильность порядка 10^{-11}). Некоторые стандарты имеют высокую относительную стабильность частоты, когда положение частоты генерации относительно вершины спектральной линии неизвестно, но сохраняется постоянным с высокой точностью для данного образца стандарта (например, рубидиевый стандарт). Однако существуют стандарты с высокой абсолютной стабильностью частоты, когда частота генерации совпадает или может настраиваться на «вершину» спектральной линии *) с высокой точностью (например, цезиевый и водородный стандарты). В 1964 г. Международный комитет по вопросам мер и весов принял в качестве стандарта физического измерения времени прибор, основанный на спектральной линии Cs^{133} (переход между уровнями сверхтонкой структуры $F = 4$, $m_F = 0 \rightarrow F = 3$, $m_F = 0$ основного состояния $2S_{1/2}\text{Cs}^{133}$ в отсутствие внешних полей). Частоте этого стандарта приписано значение $9\,192\,631\,770$ гц **).

С развитием в последние годы методов генерации когерентного излучения в видимом и инфракрасном диапазонах¹²⁻¹⁶ появилась принципиальная возможность разработки стандартов частоты в диапазоне 10^{13} —

*) Из-за сверхтонкой структуры линии положение частоты генерации относительно вершины спектральной линии может быть не известно, но воспроизводимо с высокой степенью точности в независимых образцах стандарта.

**) Более подробные сведения об атомных стандартах частоты читатель может получить из монографий^{9, 149} и специальных обзоров^{10, 11, 139, 140}.

10^{15} гц (оптические стандарты частоты). Очевидно, даже получение стабильности частоты, уже достигнутой в микроволновом диапазоне, для генераторов оптического диапазона существенно расширит область их физических применений. Существенной особенностью стандартов частоты оптического диапазона является значительное уменьшение времени измерения частоты с заданной точностью, поскольку точность измерения частоты за конечный промежуток времени обратно пропорциональна частоте. Поэтому при частоте колебаний 10^{14} гц измерение с точностью 10^{-14} может быть выполнено за время порядка секунды, а на частоте водородного мазера ($\nu = 1420, 405$ Мгц) для этого потребовалось бы время порядка суток.

Для создания стандарта частоты в оптическом диапазоне необходимо решить две довольно сложные задачи. Во-первых, нужно создать генератор световых колебаний с высокостабильной частотой излучения и, во-вторых, создать «измеритель» частоты (а не длины волны) световых колебаний. Решение первой задачи дает возможность создать стандарт длины. Для этого достаточно использовать излучение генератора световых колебаний стабильной частоты в интерферометрических схемах измерения длины *).

Решение второй задачи позволяет создать стандарт частоты или времени. Независимое измерение частоты и длины волны даст возможность измерить скорость света с точностью, с которой определены время и расстояние. Другими словами, это означает, что можно будет отказаться от отдельных стандартов времени и длины^{19, 20}.

Подавляющее большинство работ по оптическим стандартам частоты посвящено решению первой задачи. Поэтому естественно, что в настоящем обзоре этому вопросу уделяется основное внимание (гл. II—V). Проблеме абсолютного измерения частоты световых колебаний посвящено всего несколько работ (см. гл. VI). В последнем параграфе гл. VII кратко обсуждаются фундаментальные физические эксперименты, которые можно осуществить с помощью оптических стандартов частоты. Это обсуждение скорее является иллюстрацией возможностей стандартов частоты и потому не претендует на полноту.

1. Возможные методы

Частота квантового генератора ω зависит от частоты центра спектральной линии ω_0 и собственной частоты резонатора ω_p следующим образом^{2, 21}:

$$\frac{\omega - \omega_p}{\omega_0 - \omega} = \frac{\Delta\omega_p}{\Delta\omega_a}, \quad (1,1)$$

где $\Delta\omega_p$ — ширина полосы резонатора, $\Delta\omega_a$ — ширина спектральной линии. Собственная частота резонатора ω_p обратно пропорциональна его длине и поэтому заведомо нестабильна. Избежать влияния этой нестабильности на частоту генерации можно двумя способами.

Во-первых, можно практически исключить зависимость частоты генерации от частоты резонатора ω_p , если сделать ширину полосы резонатора $\Delta\omega_p$ на несколько порядков больше ширины спектральной линии активной среды $\Delta\omega_a$:

$$S = \frac{\Delta\omega_p}{\Delta\omega_a} \gg 1. \quad (1,2)$$

*) В настоящее время первичным стандартам длины является длина волны спектральной линии $2p_{10} - 5d_5$ атомов Кг⁸⁶. Международный метр содержит 1650 763, 73 длины волн излучения на этом переходе (решение Международного комитета по вопросам мер и весов 1960 г.)¹⁸.

В радиодиапазоне с помощью ряда эффективных методов получения узких спектральных линий (метод молекулярного пучка ^{1, 2}, метод буферного газа Дике ²², метод разнесенных резонаторов Рэмзи ⁴⁰, метод накопительной колбы Рэмзи ³) достигнуты весьма высокие значения фактора S (10^3 — 10^5). В оптическом диапазоне значение S обычно не превышает заметно единицы. Однако в последнее время предложен целый ряд методов получения высоких значений фактора стабильности в оптическом диапазоне путем сужения спектральной линии или расширения полосы пропускания резонатора. Два метода получения узких спектральных линий усиления рассмотрены в работах ^{23, 24}. Эти методы принципиально позволяют достигнуть ширины спектральной линии $\Delta\omega_a \cong 10^3$ — 10^5 гц, определяемой лишь конечным временем взаимодействия атомов со световым полем. Эффективный метод расширения полосы резонатора путем полного разрушения резонансных свойств обратной связи (метод нерезонансной обратной связи) предложен в работе ²⁵.

Во-вторых, нестабильность собственной частоты резонатора можно исключить, если осуществлять автоматическую подстройку частоты генерации либо на вершину используемой в лазере спектральной линии, либо на вершину спектральной линии внешнего резонансного элемента. Этот способ лежит в основе многочисленных схем стабилизации частоты газовых лазеров. Обзор этих схем содержится в работах ^{30, 31}, и поэтому в настоящей статье они рассмотрены очень кратко (гл. V). Более детально рассмотрено лишь дальнейшее развитие этого метода: применение в качестве внешнего резонансного элемента пучка атомов или молекул ³², самонастройка частоты генерации на центр спектральной линии без внешней цепи обратной связи (метод авторезонансной обратной связи ³³).

В идеальном случае, когда влияние уходов частоты резонатора полностью исключено, стабильность частоты генерации определяется стабильностью центра спектральной линии.

2 Стабильность частоты оптических спектральных линий

Форма и ширина спектральных линий в оптическом диапазоне определяются совместным действием трех основных эффектов: 1) радиационного уширения; 2) доплеровского уширения; 3) уширения из-за столкновений частиц. Обычно доплеровская ширина $\Delta\omega_d$ линий, используемых в лазерах, значительно превышает радиационную и столкновительную ширины и форма линий является практически доплеровской. Доплеровское уширение является неоднородным: положение спектральной линии каждой частицы $S_0(\omega)$ зависит от ее скорости v , а спектральная линия всей совокупности движущихся частиц $S(\omega)$ складывается из спектральных линий отдельных частиц в соответствии с распределением их по скоростям. Так, спектральная линия поглощения бегущей световой волны $E \cos(\omega t - \mathbf{k}r)$ имеет вид

$$S(\omega, \mathbf{k}) = \int S_0(\omega - \mathbf{k}v) W(v) dv, \quad (1,3)$$

где $S_0(\omega)$ — спектральная линия одной частицы, $W(v)$ — распределение частиц по скоростям. Если распределение $W(v)$ изотропно, то происходит лишь уширение спектральной линии. Однако при неізотропном распределении по скоростям, например из-за эффектов дрейфа частиц в газе или пучке, возможен сдвиг спектральной линии, зависящий от направления бегущей волны.

Особенностью неоднородно-уширенной доплеровской линии является образование «провала» в спектральной линии под действием интенсивной световой волны $E \cos(\omega t - \mathbf{k} \cdot \mathbf{r})$, вызывающей насыщение перехода. Провал образуется на частоте световой волны ω и имеет ширину, равную однородной ширине спектральной линии $\Delta\omega_{\text{од}}$. В оптическом диапазоне однородная ширина складывается из радиационной ширины и ширины, определяемой столкновениями. При значительной интенсивности световой волны необходимо также учитывать и уширение за счет эффекта насыщения⁵⁸. Подробнее этот вопрос обсуждается в п. 2 гл. III.

Симметрия спектральной линии зависит от сверхтонкой структуры уровней и столкновений частиц. Сверхтонкая структура уровней может привести к несимметрии спектральной линии, зависящей от случайных внешних электрических и магнитных полей. Столкновения частиц не только приводят к сдвигу вершины спектральной линии, но и могут привести к асимметрии контура линий, например за счет корреляции уширения из-за взаимодействия и доплеровского уширения при столкновениях частиц⁵¹.

Методы получения узких спектральных линий, предложенные в работах^{23, 24}, основаны на выделении в неоднородно-уширенной линии с помощью эффекта насыщения *) однородной линии с максимумом в идеальном случае в центре доплеровской линии. Поэтому предельная ширина линий определяется однородной шириной. Радиационная часть однородной ширины в оптическом диапазоне для разрешенных переходов обычно составляет $10^7 - 10^8$ гц. Поэтому для получения узких и сверхузких линий необходимо использовать запрещенные переходы с вероятностью $A_{12} \lesssim 10^3 - 10^5 \text{ сек}^{-1}$. В этом случае радиационная ширина может составлять всего $\gamma = 10^2 - 10^4$ гц или даже меньше. Уширение из-за столкновений определяется выражением¹³¹

$$\Gamma = 2N \langle \sigma' v \rangle, \quad (1,4)$$

где N и v — плотность и скорость частиц, σ' — эффективное сечение уширения. При уширении нейтральными частицами сечение σ' обычно превышает газокINETическое, и для оценки можно грубо принять $\sigma' \cong \cong 10^{-15} \text{ см}^2$. При средней скорости частиц $v \cong 10^5 \text{ см/сек}$ уширение из-за столкновений составляет 1 Мгц/тор . В отдельных случаях, например при столкновениях с резонансной передачей возбуждения или при столкновениях с рассеянием на малые углы, когда величина σ' на несколько порядков превышает газокINETическое сечение, уширение значительно больше¹³¹. Для получения спектральных линий с шириной порядка $10^3 - 10^4$ гц давление газа не должно превышать $10^{-4} - 10^{-3} \text{ тор}$. При малых однородных ширинах порядка $10^3 - 10^4$ гц необходимо учитывать эффекты уширения, которые пренебрежимо малы в обычных случаях: 5° — уширение за счет столкновений со стенками сосуда; 6° — уширение за счет конечного времени когерентного взаимодействия частиц со световым лучом. Как будет видно из дальнейшего (гл. II и III), уширение из-за насыщения и уширение за счет конечного времени взаимодействия определяют минимальное принципиально достижимое значение ширины спектральной линии. Отметим, что именно эти два эффекта определяют предельную ширину спектральных линий в радиодиапазоне. Таким образом, в оптическом диапазоне принципиально можно получать сверхуз-

*) Еще один метод выделения в доплеровском контуре узкой спектральной линии рассмотрен в работе¹⁴⁷. Он основан на эффекте «пленения» атомов в интенсивной стоячей световой волне без использования эффекта насыщения. Предельная ширина спектральной линии в этом случае также определяется конечным временем взаимодействия атомов с полем.

кие спектральные линии с шириной, близкой к ширинам линий в радиодиапазоне.

Для создания стандарта частоты необходимо иметь высокую стабильность центра спектральной линии ω_0 . Наибольший вклад в нестабильность частоты спектральной линии вносит сдвиг линии из-за столкновений частиц между собой. Величина сдвига определяется выражением ¹³¹

$$\Delta = N \langle \sigma'' v \rangle. \quad (1,5)$$

Величина сдвига Δ из-за столкновений обычно одного порядка с величиной уширения Γ из-за столкновений ¹³¹, т. е. составляет несколько $M\text{гц}$ на 1 *тор* давления газа. В существующих лазерах давление газовой смеси достигает нескольких *тор* и экспериментально зависимость частоты генерации от давления вполне наблюдаема ^{26, 27}. Для получения стабильности частоты лучше 10^{-11} потребовалось бы поддерживать давление постоянным с точностью до 10^{-3} — 10^{-4} *тор*, что практически неосуществимо. Естественный путь обхода этой трудности — применение активных сред с очень низким давлением. Принципиально это вполне возможно, так как давление собственно «активных» атомов, находящихся на двух рабочих уровнях, весьма мало и, например, в He — Ne-лазере не превышает 10^{-6} *тор*. Конечно, получить инверсную заселенность в газе низкого давления стандартными методами (газовый разряд в смеси газов) довольно трудно. Более реально получить инверсию заселенности путем оптической накачки *) ^{35, 12, 29, 80, 81}. Для этого необходимо подобрать атомы или молекулы, резонансно поглощающие излучение известных газовых лазеров. Это вполне достижимо как при использовании атомных или молекулярных пучков ^{23, 28}, так и при использовании паров низкого давления в лазере с нерезонансной обратной связью ²⁹. Еще проще обстоит дело в методе нелинейно-поглощающей газовой ячейки ²⁴, где нет необходимости в инверсной заселенности уровней. Давление газа в поглощающей ячейке может быть меньше 10^{-3} *тор*.

На положение спектральной линии влияют внешние магнитные и электрические поля. Например, линейное зеемановское расщепление уровня определяется соотношением ¹³¹

$$\Delta\nu = g \frac{e}{2mc} H, \quad (1,6)$$

где g есть g -фактор уровня. Обычно $g \cong 1$ и расщепление составляет 10^7 гц/э . Линейный зееман-эффект не смещает центра тяжести линии, но из-за поляризации излучения, сверхтонкой структуры уровней и столкновений неизбежно возникает асимметрия, и можно ожидать сдвига частоты генерации на величину порядка нескольких $M\text{гц}$ на 1 э. Экспериментально это недавно наблюдалось в He — Ne-лазере ²⁶. Сдвиг частоты генерации составлял десятые доли $M\text{гц}$ на 1 э. Штарковское расщепление квадратично по полю и составляет величину порядка нескольких $M\text{гц}$ в поле с напряженностью несколько в/см . Ясно, что для получения высокой стабильности частоты случайные внешние магнитное и электрическое поля должны быть весьма малы, а режим работы должен быть выбран таким, чтобы зависимость частоты от внешних полей была достаточно мала. С этой точки зрения представляет опасность использование газового разряда для создания инверсной заселенности, тем более, что в разрядных трубках возможен сдвиг спектральных линий за счет эффектов дрейфа ионов и электронов и соответствующего движения излучающих или поглощающих атомов. Такого рода эффекты наблюдались с криптоновым стандартом

*) В этом случае возможна зависимость частоты генерации от частоты накачки. Методы подавления этого эффекта рассмотрены ниже (п. 1 гл. II и п. 6 гл. IV).

длины ¹⁴¹. Однако эти трудности устраняются при использовании оптической накачки.

Кроме того, имеются еще релятивистские эффекты сдвига спектральных линий: поперечный эффект Допплера и доплеровский сдвиг за счет эффекта отдачи. Эффект Допплера второго порядка дает сдвиг линии в красную сторону

$$\frac{\Delta\nu}{\nu} = -2 \frac{v^2}{c^2}, \quad (1,7)$$

который при тепловых скоростях имеет величину 10^{-11} — 10^{-12} . В нестабильность частоты он дает вклад, если нестабильна средняя тепловая скорость частиц. Эффект отдачи приводит к сдвигу спектральной линии испускания относительно линии поглощения на величину

$$\frac{\Delta\nu}{\nu} \approx \frac{h\nu^2}{Mc^2}, \quad (1,8)$$

где M — масса частицы. В видимом и инфракрасном диапазоне для частиц с атомным весом $A \cong 10^2$ этот сдвиг имеет величину 10^{-11} — 10^{-12} . Эффект отдачи не дает вклада в нестабильность частоты спектральной линии, но способен ограничить предельную спектральную ширину в лазере с одновременным использованием испускания и поглощения, в частности в лазере с когерентным возбуждением ²³.

Таким образом, принципиально оптические спектральные линии атомов и молекул позволяют рассчитывать на достижение высокой долговременной стабильности. Кратковременная стабильность частот определяется спектральной шириной генерируемого излучения.

3. Спектральная ширина излучения лазера

В идеальном лазере с резонансной обратной связью (с резонатором Фабри — Перо) спектральная ширина излучения в одном типе колебаний определяется лишь флуктуациями спонтанного шума ¹² и тепловым (броуновским) движением зеркал резонатора ¹⁴³. Ширина линии за счет шума спонтанного излучения в одном типе колебаний $\Delta\nu_{\text{сп}}$ определяется соотношением ^{12, 144}

$$\Delta\nu_{\text{сп}} = \frac{8\pi\hbar\omega}{P} \left(\frac{\Delta\nu_a\Delta\nu_p}{\Delta\nu_a + \Delta\nu_p} \right)^2, \quad (1,9)$$

где $\Delta\nu_a$ — ширина спектральной линии активной среды, $\Delta\nu_p$ — ширина линии резонатора, P — мощность генерации. При $\Delta\nu_p = 1 \text{ Мгц}$, $\Delta\nu_a = 100 \text{ Мгц}$ и мощности генерации $P = 10^{-3} \text{ вт}$ на длине волны $\lambda = 1 \text{ мкм}$, что является типичным для обычных He — Ne-лазеров, ширина спектра излучения $\Delta\nu_{\text{сп}} \cong 5 \cdot 10^{-3} \text{ гц}$, или $\Delta\nu_{\text{сп}}/\nu \cong 10^{-17}$. В оптических стандартах частоты с узкими спектральными линиями, $\Delta\nu_a \cong 10^3$ — 10^5 гц , спектральная ширина излучения за счет спонтанных шумов должна быть еще меньше. Ширина спектра излучения, связанная с тепловым флуктуационным движением зеркал, определяется соотношением

$$\Delta\nu_T = \nu \frac{\Delta\nu_a}{\Delta\nu_a + \Delta\nu_p} \frac{\delta L}{L}, \quad (1,10)$$

где L — длина резонатора, δL — среднеквадратичное флуктуационное изменение длины резонатора. Если зеркала жестко закреплены на сплошном стержне, имеющем объем V , модуль Юнга Y и температуру T , то, согласно Джавану ¹⁴³, тепловое возбуждение низшего типа колебаний стержня дает следующее значение δL :

$$\frac{\delta L}{L} = \sqrt{\frac{2kT}{YV}}. \quad (1,11)$$

Для металлического стержня ($Y \cong 2 \cdot 10^{11} \text{ дин/см}^2$) объемом $V = 10^3 \text{ см}^3$ при температуре $T = 300^\circ \text{ К}$ относительное флуктуационное изменение длины $\delta L/L \cong 2 \cdot 10^{-14}$. Для обычных газовых лазеров, когда $\Delta \nu_p \ll \Delta \nu_a$, соответствующая «тепловая» ширина спектра составляет $\Delta \nu_T/\nu \cong 2 \cdot 10^{-14}$, т. е. на три порядка выше, чем ширина за счет спонтанного шума. Однако для оптического стандарта частоты с $\Delta \nu_p/\Delta \nu_a \gg 1$ «тепловая» ширина значительно меньше. Например, при $S = 10^3$ уширение спектра за счет тепловых флуктуаций зеркал имеет тот же порядок, что и ширина за счет спонтанного шума, и составляет 10^{-17} . Таким образом, можно ожидать весьма высокой предельной кратковременной стабильности для оптических стандартов частоты. В лазере с нерезонансной обратной связью из-за флуктуаций, присущих этому типу лазера, кратковременная стабильность частоты, по-видимому, значительно меньше. Подробное обсуждение этого вопроса отложим до п. 6 гл. IV.

II. МЕТОД КОГЕРЕНТНОГО ВОЗБУЖДЕНИЯ ПУЧКА АТОМОВ ИЛИ МОЛЕКУЛ

1. Идея метода

Применение пучков для сужения доплеровской ширины линий излучения в оптическом диапазоне хорошо известно ³⁴. При наблюдении в направлении, перпендикулярном пучку, удается уменьшить доплеровскую ширину линии на один-два порядка *). Например, пучок атомов ртути, возбужденных лучом резонансного излучения, испускает линию $2536,7 \text{ Å}$ с шириной 10^{-5} Å , определяемой радиационным затуханием уровней ³⁹. Различными методами (см. например, ³⁵⁻³⁷) можно создать инверсную заселенность уровней атомов в пучке и затем получить генерацию когерентного излучения. Однако такое использование пучка активных атомов в лазере не является эффективным, так как линия оказывается достаточно широкой.

В работе ²³ был предложен метод получения весьма узких линий усиления (с шириной в 10^4 — 10^5 раз меньше доплеровской), основанный на когерентном возбуждении атомов или молекул в световом луче. Пучок атомов пересекает параллельно волновому фронту луч когерентного света, частота которого ω совпадает с частотой перехода ω_0 атомов в возбужденное долгоживущее состояние. Поскольку релаксация отсутствует, в резонансном поле атом осциллирует между двумя уровнями с частотой Ω , пропорциональной напряженности светового поля. Если время пребывания атомов в луче τ_0 совпадает с полупериодом осцилляций π/Ω , то первоначально невозбужденный атом после прохождения луча оказывается в возбужденном состоянии. Малый размер световой волны λ по сравнению с диаметром луча a приводит к своеобразной форме линии пучка после пролета луча. Как показано ниже, инвертируются лишь атомы в узком спектральном интервале с центром на частоте ω и шириной

$$\Delta \omega_{\text{пр}} = \frac{2}{\tau_0} = \omega \frac{v_0}{c} \frac{\lambda}{\pi a}, \quad (2,1)$$

определяемой временем пролета атомов через луч $\tau_0 = a/v_0$ (v_0 — средняя скорость атомов в пучке). Ширина линии усиления в $\pi a/\lambda$ раз меньше доплеровской ширины излучения атомов. Например, при $a = 1 \text{ см}$ и $\lambda = 1 \text{ мкм}$ линия усиления в $3 \cdot 10^4$ раз уже доплеровской.

*) Пучковый квантовый генератор субмиллиметрового диапазона с резонатором Фабри — Перо был предложен в работе ¹⁴.

Частота центра линии усиления определяется частотой возбуждающего луча ω , и потому стабильность частоты генерации не может быть лучше стабильности частоты накачки ω . Эту трудность можно обойти, если в качестве возбуждающего луча использовать собственное излучение пучкового лазера. Поскольку в лазере неизбежно имеются потери излучения, для их компенсации излучение лазера предварительно надо усилить. В результате возникает схема пучкового лазера с когерентной

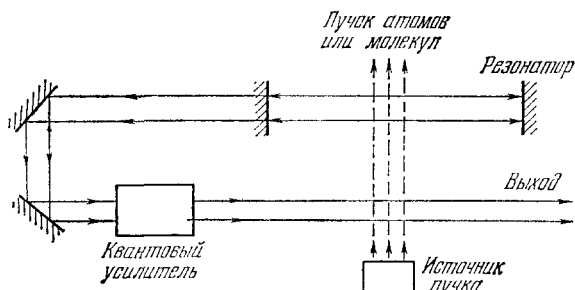


Рис. 1. Схема пучкового лазера с когерентной накачкой собственным излучением ²³.

накачкой собственным излучением, изображенная на рис. 1. Важнейшей особенностью этой схемы является высокая стабильность частоты излучения.

2. Форма линии возбужденного пучка

Рассматривая резонансное взаимодействие атома со световым лучом в течение времени пролета атома через луч $\tau = a/v$, можно вычислить амплитуды вероятности a_1 и a_2 нахождения атома на основном уровне 1 и возбужденном уровне 2. Выражение для инверсии одного атома имеет вид

$$|a_2|^2 - |a_1|^2 = -1 + \left(2 \frac{p_{12}\mathcal{E}}{\hbar\Omega}\right)^2 (1 - \cos \Omega\tau), \quad (2,2)$$

где

$$\Omega = \left[(\omega - \omega_0 + \mathbf{k}\mathbf{v})^2 + \left(2 \frac{p_{12}\mathcal{E}}{\hbar}\right)^2\right]^{1/2} \quad (2,3)$$

и p_{12} — матричный элемент дипольного момента, \mathcal{E} — напряженность поля в луче. Доплеровский сдвиг частоты $\mathbf{k}\mathbf{v}$ вызван непараллельностью скорости атома \mathbf{v} волновому фронту луча (\mathbf{k} — волновой вектор луча). Если φ — угол отклонения скорости от волнового фронта луча, то $\mathbf{k}\mathbf{v} = kv\varphi$ ($\varphi \ll 1$). Средняя инверсная заселенность на атом Λ определяется соотношением (2,2), усредненным по распределению атомов по скоростям:

$$\Lambda = \langle |a_2|^2 - |a_1|^2 \rangle. \quad (2,4)$$

Средняя инверсия атома Λ зависит, очевидно, от двух параметров: от отношения γ среднего времени пролета атомом луча τ_0 к времени полного инвертирования при точном резонансе ($\omega = \omega_0$) $\tau_{ин} = \pi/\Omega = \pi\hbar/2p_{12}\mathcal{E}$ и расстройки Δ частоты поля ω относительно частоты поглощения $\omega_0 - \mathbf{k}\mathbf{v}$. Физически ясно, что инверсия Λ максимальна при $\gamma = 1$. Точная зави-

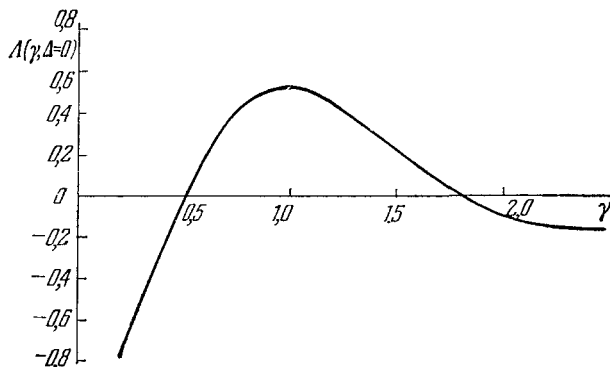


Рис. 2. Зависимость инверсии атомов в пучке Λ после прохождения возбуждающего луча от параметра $\gamma = \tau_0/\tau_{ин}$ при нулевой расстройке ($\Delta = 0$) ²⁸.

симость $\Lambda(\gamma, \Delta = 0)$, полученная численным усреднением при $\Delta = 0$, приведена на рис. 2.

В реальном случае пучка атомов с угловой расходимостью $\varphi_0 \gg \lambda/\pi a$ доплеровская ширина пучка $\Delta\omega_d \cong \varphi_0 k v_0$ значительно превышает ширину линии $\Delta\omega_{\text{пр}} = 2/\tau_0$, обусловленную конечным временем пролета атомов через луч. В этом

случае линия поглощения в пучке неоднородно уширена, и естественно ожидать, что инвертироваться будут лишь атомы, доплеровское смещение частоты которых находится в пределах однородной ширины $\Delta\omega_{\text{пр}}$ относительно частоты поля ω . Зависимость инверсии атомов $\Lambda(\gamma = 1, \Delta)$ от расстройки частоты поля относительно частоты поглощения $\omega = \omega_0 - kv$, полученная численным усреднением при оптимальном $\gamma = 1$, приведена на рис. 3. Вверху

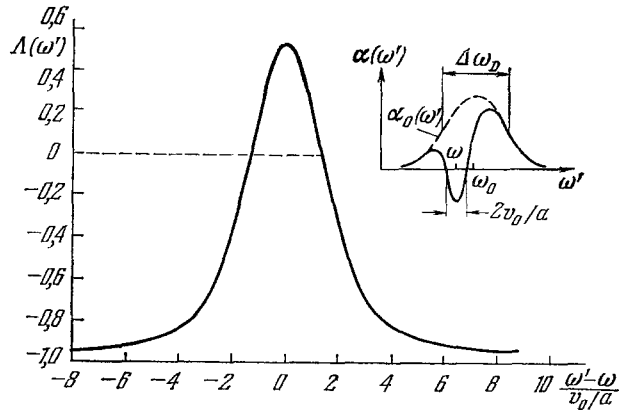


Рис. 3. Зависимость инверсии атомов в пучке Λ после прохождения возбуждающего луча от расстройки Δ частоты перехода относительно частоты поля при $\gamma = 1$ ²⁸.

рис. 3 приведена форма линии поглощения пучка после прохождения луча $\alpha(\omega') = \Lambda(\omega') \alpha_0(\omega')$, где $\alpha_0(\omega')$ — начальная форма линии поглощения пучка. Ширина линии отрицательного поглощения определяется лишь средним временем пролета атомов через луч *).

3. Режим генерации

Пучковый лазер с когерентным возбуждением собственным излучением должен иметь ряд свойств, существенно отличающих его от обычных лазеров ^{28, 38}.

Когда пучок атомов после возбуждающего луча попадает в резонатор, то вместе с усиливающими атомами, для которых $\Lambda > 0$, в резонатор влетают и поглощающие атомы, для которых $\Lambda < 0$. Если волновые фронты поля в резонаторе и возбуждающем луче строго параллельны, то при достаточно длительном времени пролета атомов через резонатор эффективно взаимодействовать с полем будут лишь усиливающие атомы. Вклад поглощающих атомов будет весьма мал, так как для них не выполняется условие резонанса. На рис. 4 показана зависимость коэффициента усиления пучка в резонаторе от отношения времени пролета атома через резонатор τ_p к времени пролета через луч τ_0 для линии поглощения после возбуждения, изображенной на рис. 3. Роль поглощающих атомов становится пренебрежимо малой уже в случае $\tau_p/\tau_0 = 2$. В работе ³⁸ показано, что

*) Интересно отметить, что инвертирование заселенности уровней атомов можно получить и в некогерентном световом поле. В этом случае, помимо требования на интенсивность поля ($\gamma = 1$), необходимо выполнение следующих условий:

$$\tau_0 \ll \tau_{\text{ког}}, \quad a \ll r_{\text{ког}}, \quad (2,5)$$

где $\tau_{\text{ког}}$, $r_{\text{ког}}$ — время когерентности и размер площадки когерентности некогерентного поля.

существует «острая» зависимость коэффициента усиления пучка в резонаторе от расстройки частоты поля ω относительно частоты поглощения ω_0 атомов, летящих параллельно волновому фронту луча. Пучок обладает положительным усилением, если $|\omega - \omega_0| \lesssim 1/\tau_0$, и оно максимально

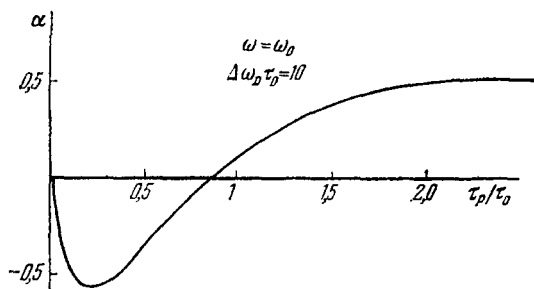


Рис. 4. Зависимость усиления пучка атомов в резонаторе от отношения времени пролета атомов через резонатор τ_p к времени пролета через луч τ_0 для простейшей модели формы линии поглощения пучка $\alpha(\omega')$, изображенной вверху рис. 3³⁸.

при $\omega = \omega_0$. Физически это объясняется тем, что при наличии расстройки $\omega_0 - \omega$ инвертируются атомы, имеющие поперечную компоненту скорости $u = (\omega_0 - \omega)/k$. В резонаторе одна из бегущих волн, распространяющаяся в направлении возбуждающего луча, резонансно взаимодействует с усиливающими атомами (с $\Lambda > 0$), а другая, распространяющаяся в противоположном направлении, резонансно взаимодействует с поглощающими атомами (с $\Lambda < 0$), имеющими поперечную компоненту скорости $u = -(\omega_0 - \omega)/k$.

Другая особенность лазера состоит в том, что коэффициент усиления атомов, влетающих в резонатор, определяется амплитудой генерируемого поля \mathcal{E} :

$$\alpha(t) \sim \Lambda \left[\frac{2p_{12}}{\pi\hbar} \int_0^{\tau} k_0 \mathcal{E}(t - \tau - t') dt' \right], \quad (2,6)$$

где $\Lambda(\gamma)$ — функция возбуждения, изображенная на рис. 2, τ — время пролета от луча накачки до резонатора (время запаздывания), k_0 — отношение амплитуды поля в резонаторе и возбуждающем луче ($k^2 = \eta_0 k$, η_0 — коэффициент пропускания выходного зеркала лазера, k — коэффициент усиления оптического квантового усилителя). Поскольку $\Lambda < 0$ для $\gamma = 0$, лазер обладает «жестким» режимом самовозбуждения. Это означает, что для получения генерации необходимо первоначальное поле с пороговой амплитудой. Частота возбуждающего излучения ω должна удовлетворять условию $(\omega - \omega_0) \lesssim 1/\tau_0$, а интенсивность на выходе усилителя должна превышать пороговую интенсивность, определяемую выражением

$$I_{\text{пор}} \cong \frac{\pi^3}{6} \frac{\hbar \omega}{A \lambda^2 \tau_0^2}, \quad (2,7)$$

где A — вероятность перехода. Схема получения «мягкого» режима самовозбуждения приведена ниже, в гл. V. В работе¹⁴² показано, что усиление «молекулярного звона» может привести к «мягкому» режиму самовозбуждения.

Пороговый коэффициент усиления усилителя $k_{\text{пор}}$ определяется выражением

$$k_{\text{пор}} = \frac{\eta}{\eta_0 \kappa_0} \frac{2 - \Lambda_m + \frac{\eta}{\kappa_0}}{\Lambda_m - \frac{\eta}{\kappa_0}}, \quad (2,8)$$

где η — коэффициент потерь излучения в резонаторе, включая потери на пропускание: $\Lambda_m = \Lambda(\gamma = 1, \Delta = 0)$; κ_0 — коэффициент поглощения излучения пучком атомов. Выражение (2,8) относится к случаю η, η_0 ,

$\kappa_0 \ll 1$. Физически такой лазер реализуем лишь при $\eta < \kappa_0 \Lambda_m$. При превышении порога имеются два стационарных значения амплитуды поля \mathcal{E}_1 и \mathcal{E}_2 . Устойчивым является лишь второе стационарное состояние $\mathcal{E}_2 > \mathcal{E}_1$. Наличие запаздывания τ приводит к ограничению области устойчивых значений \mathcal{E}_2 сверху. Это ограничение существенно лишь при малых значениях запаздывания τ по сравнению с временем пролета через луч τ_0 .

4. Стабильность частоты

Рассмотрим сначала идеальный случай, когда: 1) доплеровская линия пучка не имеет сверхтонкой структуры; 2) центр линии усилителя ω_{0y} точно совпадает с частотой генерации ω ; 3) среднее направление пучка молекул параллельно волновому фронту стоячей волны в резонаторе и 4) распределение усиления в поперечном направлении внутри резонатора однородно. Тогда стационарное значение частоты генерации определяется выражением

$$\omega = \omega_0 + \frac{\Delta\omega_{\text{пр}}}{\Delta\omega_p} \left(1 + \frac{\Delta\omega_{\text{пр}}}{\Delta\omega_p} + \frac{\Delta\omega_{\text{пр}}}{\Delta\omega_d} \right)^{-1} (\omega_p - \omega_0), \quad (2,9)$$

где ω_p и $\Delta\omega_p$ — собственная частота и ширина полосы пропускания резонатора, $\Delta\omega_d$ — доплеровская ширина линии пучка. Реально можно достигнуть фактора стабильности $S = \Delta\omega_p / \Delta\omega_{\text{пр}} \cong 10^3$, в частности при $\Delta\omega_{\text{пр}} \cong 10^5 \text{ сек}^{-1}$, $\Delta\omega_p \cong 10^8 \text{ сек}^{-1}$. Тогда для получения стабильности частоты порядка 10^{-12} необходимо стабилизировать длину резонатора с точностью до 10^{-9} . Однако практически на стабильность частоты влияют не учитываемые соотношением (2,9) эффекты 1)–4).

Из-за сверхтонкой структуры уровней в пределах доплеровской линии пучка после возбуждения может возникнуть несколько узких линий усиления с шириной $\Delta\omega_{\text{пр}}$ в центре каждой компоненты структуры линии. Генерация осуществляется на наиболее интенсивной компоненте, а остальные затягивают частоту генерации. Затягивание мало, если расстояние между компонентами сверхтонкой структуры $\Delta\omega_{\text{стр}} \gg \Delta\omega_{\text{пр}}$. Однако при $\Delta\omega_{\text{стр}} \cong \Delta\omega_{\text{пр}}$ затягивание может достигнуть величины $\sim \Delta\omega_{\text{пр}}$. Наличие случайных внешних электрических и магнитных полей изменяет положение компонент структуры и тем самым частоту генерации. Можно ожидать, что в худшем случае нестабильность частоты генерации будет составлять десятки процентов ширины $\Delta\omega_{\text{пр}}$. При $\Delta\omega_{\text{пр}} \cong 10^5 \text{ сек}^{-1}$ и $\omega = 2 \cdot 10^{15} \text{ сек}^{-1}$ это дает нестабильность порядка 10^{-11} . Однако это оценка сверху, и можно ожидать лучшей стабильности при выборе подходящего перехода.

Нестабильность центра линии усилителя ω_{0y} приводит к сдвигу частоты генерации на величину порядка $\Delta\omega_{\text{пр}} / \Delta\omega_y$ ($\omega_{0y} - \omega$), где $\Delta\omega_y$ — ширина полосы усиления. Ширина полосы усиления газового оптического усилителя является доплеровской, и поэтому величина $\Delta\omega_{\text{пр}} / \Delta\omega_y$ составляет несколько единиц 10^{-5} . Следовательно, при стабильности частоты усилителя ω_{0y} с точностью 10^{-8} вклад этого эффекта в нестабильность частоты генерации будет составлять несколько единиц 10^{-13} .

Непараллельность среднего направления пучка и волнового фронта в резонаторе $\delta\varphi$ приводит к сдвигу частоты генерации на величину порядка $\Delta\omega_{\text{пр}} \delta\varphi / \varphi_0$, где φ_0 — угловой раствор пучка. Если $\Delta\omega_{\text{пр}} / \omega \cong 10^{-10}$, то для получения стабильности частоты 10^{-12} необходимо настраивать направление пучка параллельно волновому фронту с точностью порядка 1% углового раствора пучка.

Существует также сдвиг частоты генерации, вызванный уменьшением инверсной заселенности пучка при пролете через поле в резонаторе,

аналогичный сдвигу за счет эффекта бегущей волны в молекулярном генераторе ^{42, 9}. Другими словами, при пролете пучка через резонатор возникает поперечная неоднородность усиления в резонаторе, которая приводит к сдвигу частоты генерации ¹³³. Так как величина поперечной неоднородности зависит от амплитуды поля (эффект насыщения), это

приводит к зависимости частоты генерации от амплитуды поля. Стабильность амплитуды поля зависит от ряда параметров: коэффициента усиления и частоты усилителя, интенсивности пучка, собственной частоты резонатора и т. д. При $S \cong 10^3$ этот эффект может дать сдвиг частоты в 11-м знаке.

Имеется возможность получения весьма узких линий усиления с шириной $\Delta\omega_{\text{пр}} = 10^3 - 10^4 \text{ сек}^{-1}$, если увеличить время когерентного взаимодействия атомов с лучом накачки и полем в резонаторе. На рис. 5 приведена схема пучкового лазера с когерентной накачкой собственным излучением, обладающая большим временем когерентного взаимодействия атомов с возбуждающим лучом и полем в резонаторе.

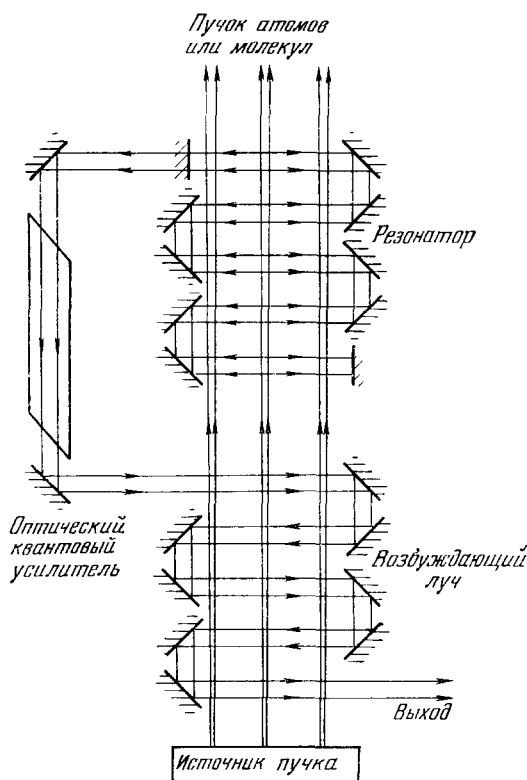


Рис. 5. Схема пучкового лазера с когерентной накачкой собственным излучением, обладающая большим временем когерентного взаимодействия атомов с возбуждающим лучом и полем в резонаторе.

Помимо дополнительного сужения линии усиления в такой схеме возрастает коэффициент поглощения излучения накачки пучком атомов и соответственно уменьшается пороговый коэффициент усиления усилителя. Предельная ширина $\Delta\omega_{\text{пр}}$ ограничивается как техническими причинами (искривлением волновых фронтов луча накачки и луча в резонаторе, непараллельностью отдельных лучей), так и принципиальным эффектом — эффектом отдачи. Частота центра линии поглощения в возбужденном луче из-за эффекта отдачи не совпадает с частотой центра линии испускания в резонаторе. Так как накачка осуществляется собственным излучением лазера, то сдвиг линий из-за отдачи, определяемый соотношением (1,8), должен быть меньше ширины линии $\Delta\omega_{\text{пр}}$. Это накладывает ограничение на ширину спектральной линии:

$$\Delta\omega_{\text{пр}} \leq \frac{\hbar\omega^2}{2Mc^2}.$$

Однако с помощью такого метода, по-видимому, можно получить фактор стабильности $S \cong 10^5$ и повысить стабильность частоты еще на один-два порядка.

5. Выбор атомов и молекул

При выборе атомов или молекул в качестве активных веществ пучкового лазера необходимо выполнить три основных условия:

1) Вероятность радиационного распада возбужденных частиц должна лежать в интервале $1 \text{ сек}^{-1} \lesssim A \lesssim (\tau_0 + \tau_p + \tau)^{-1}$. Ограничение сверху возникает из условия малости спонтанного распада возбужденных частиц при пролете от луча накачки до выхода из резонатора. Ограничение снизу связано с требованием умеренных потоков частиц из источника. При $A < 1 \text{ сек}^{-1}$ пороговая интенсивность пучка слишком велика. Правда, значение нижней границы не является определенным. Например, для молекул оно может быть на 1—2 порядка больше, чем для атомов, из-за наличия вращательной структуры уровней.

2) Нижний уровень должен либо быть основным, либо отстоять от основного на величину $\lesssim kT$, где T — температура в источнике пучка.

3) Условие резонанса: частота перехода должна находиться в резонансе с частотой усиления квантового усилителя с коэффициентом усиления, превышающим пороговое усиление $k_{\text{пор}}$.

В ²³ был подобран ряд запрещенных переходов в оптическом диапазоне между нижними уровнями атомов, удовлетворяющих условиям 1) и 2). Для выполнения условия 3) перспективны полупроводниковые усилители, так как они имеют высокое усиление ¹³⁴, а полоса усиления может перестраиваться в весьма широкой области с помощью тройных соединений ⁴¹. Геометрия существующих полупроводниковых усилителей затрудняет их применение. Однако ситуация изменится, если будут разработаны инжекционные усилители со значительным усилением в направлении, перпендикулярном $p - n$ -переходу (типа лазера, описанного в работе ¹⁴⁵).

В инфракрасной области можно использовать переходы между колебательными уровнями молекул. Например, можно указать следующие две молекулы, для которых выполнены условия 1), 2) и 3) (на нижнем пределе): 1) линия поглощения молекулы CH_4 $2947,906 \text{ см}^{-1}$ совпадает с точностью до $0,003 \text{ см}^{-1}$ с линией излучения (усиления) $\lambda = 3,3913 \text{ мкм}$ He — Ne-лазера при коэффициенте поглощения $0,17 \text{ см}^{-1} \cdot \text{тор}$ ^{43, 44}; 2) линия поглощения молекулы H_2CO $2850,608 \text{ см}^{-1}$ совпадает с точностью $0,007 \text{ см}^{-1}$ с линией излучения (усиления) $\lambda = 3,5070 \text{ мкм}$ He — Ne-лазера при коэффициенте поглощения $\geq 0,1 \text{ см}^{-1} \cdot \text{тор}$ ⁴⁵. Дальнейшее развитие методов усиления излучения, несомненно, облегчит подбор наиболее подходящих для стандартов частоты атомов и молекул.

III. МЕТОД НЕЛИНЕЙНО-ПОГЛОЩАЮЩЕЙ ГАЗОВОЙ ЯЧЕЙКИ

1. Идея метода

В газовом лазере со стоячей световой волной в резонаторе резонансно взаимодействуют с полем атомы, скорость которых удовлетворяет условию ^{46, 47}

$$\omega \pm ku = \omega_0, \quad (3,1)$$

где ω — частота светового поля, ω_0 — частота центра линии усиления газа, $\pm u$ — проекции скорости атома на направление распространения каждой из бегущих волн, образующих стоячую волну. Если амплитуда поля достаточна для изменения заселенности уровней (насыщения), то насыщение будет иметь место для атомов с $u = \pm (\omega_0 - \omega)/k$. В результате на графике зависимости коэффициента усиления от частоты появляются две зеркально-симметричные относительно центра линии «дырки» на

частотах $\omega' = \omega$ и $\omega' = 2\omega_0 - \omega$, а на графике зависимости коэффициента усиления стоячей волны от ее частоты возникает «провал» на частоте $\omega = \omega_0$. Этот «провал» можно интерпретировать как следствие совпадения двух дырок при $ki = 0$. Возникновение провала в центре линии усиления следует из наглядных физических соображений. Если $\omega \neq \omega_0$, то атом может резонансно взаимодействовать лишь с одной из бегущих волн. Однако при $\omega = \omega_0$ обе бегущие волны изменяют разность заселенностей (усиление) атома с $ki = 0$ и, следовательно, степень насыщения в этом случае в два раза больше. Провал в центре линии усиления теоретически подробно изучен Лэмбом⁴⁷ и носит название «лэмбовского провала» (Lamb dip). Впервые экспериментально провал наблюдался в работах^{48, 49} при исследовании зависимости мощности излучения газового лазера от

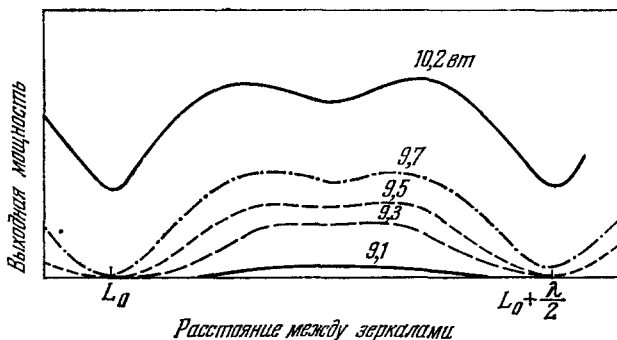


Рис. 6. Экспериментальная зависимость выходной мощности He — Ne-лазера на линии $\lambda = 1,15$ мкм при изменении расстояния между зеркалами $L_0 = 50$ см на величину $\lambda/2$ для различных уровней мощности ВЧ возбуждения⁴⁸.

частоты поля. На рис. 6 показана экспериментальная зависимость выходной мощности He — Ne-лазера на линии $\lambda = 1,15$ мкм при изменении расстояния между зеркалами на величину $\lambda/2$, полученная в работе⁴⁸. Впоследствии была найдена асимметрия зависимости выходной мощности от частоты⁵⁰, которая объясняется столкновениями атомов, а также корреляцией уширения линии из-за взаимодействия и эффекта Доплера^{51, 52}. Ши-

рина провала равна однородной ширине линии, которая обычно определяется радиационным затуханием уровней и уширением из-за столкновений.

Если провал в линии усиления приводит к минимуму усиления, то за счет аналогичного провала в линии поглощения возникает максимум пропускания. Этот максимум может быть весьма узким, так как давление газа и радиационное затухание перехода для поглощающей среды принципиально может быть гораздо меньше, чем для усиливающей среды. Физически это связано с тем, что поглощение может происходить при переходах с основного состояния в возбужденное долгоживущее состояние, а заселенность всех остальных уровней может быть ничтожна. По существу, в этом случае можно достигнуть предельной малой ширины провала, определенной лишь конечным временем пролета атомов через световую волну, т. е. значений порядка 10^3 — 10^5 гц.

В работе²⁴ было показано, что если поместить нелинейно-поглощающую газовую ячейку внутрь резонатора (рис. 7, а), то образующийся узкий провал способен стабилизировать частоту излучения лазера. Этот эффект, который можно назвать «автостабилизацией частоты», понятен из рис. 7, б, где показаны формы линий усиливающей и поглощающей сред в резонаторе и форма суммарной линии. Пик усиления, эквивалентный узкой усиливающей линии, согласно (2,1), обеспечивает высокое значение фактора стабилизации. Такова качественная картина явления.

Независимо эксперименты с газовым лазером с поглощающей ячейкой в резонаторе были проведены в работах^{53, 54}. На рис. 8 показана наблю-

дававшаяся в работе ⁵³ зависимость выходной мощности He—Ne-лазера на линии $\lambda = 6328 \text{ \AA}$ с неоновой поглощающей ячейкой в резонаторе от

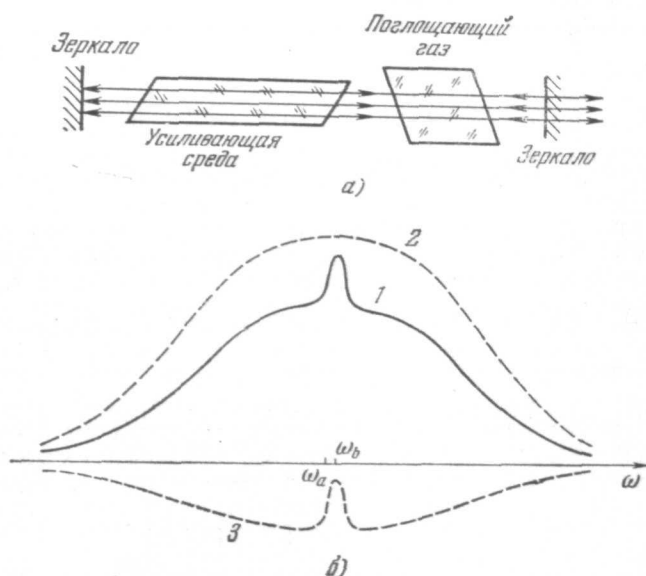


Рис. 7. Лазер с нелинейно-поглощающей газовой ячейкой в резонаторе.

а) Схема; б) суммарная форма линии усиливающей и поглощающей среды 1 (пунктиром изображена форма линий усиливающей 2 и поглощающей 3 сред) ²⁴.

частоты генерации. В этих работах отмечалась возможность абсолютной стабилизации частоты лазера по пику выходной мощности, а также

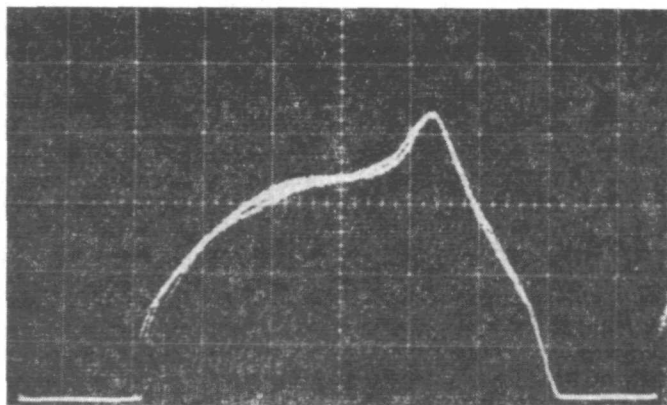


Рис. 8. Зависимость выходной мощности He — Ne-лазера на $\lambda = 6328 \text{ \AA}$ с неоновой поглощающей ячейкой в резонаторе от частоты генерации.

Горизонтальная шкала — $45 \pm 5 \text{ Мгц/деление}$. Частота возрастает слева направо ⁵³.

возможность измерения однородной ширины, уширения и сдвига линии из-за давления. В работе ⁵⁴ предложено также использовать в ячейке поглощающие молекулы и проведены измерения зависимости уширения

и сдвига пика в Ne от давления в поглощающей ячейке. В работе¹⁴⁸ исследовалась область устойчивости стационарного режима Ne — Ne-лазера с Ne поглощающей ячейкой на линии $\lambda = 6328 \text{ \AA}$.

2. Условия автостабилизации частоты

Условия автостабилизации частоты колебаний были найдены в работе²⁴ (более подробный анализ сделан в работе⁵⁵). Рассмотрим их кратко.

Пусть газовый лазер с поглощающей газовой ячейкой в резонаторе с плоскими зеркалами действует на единственном аксиальном типе колебаний. Следуя Лэмбу⁴⁷ и вычисляя поляризацию газовой среды с точностью до третьего порядка теории возмущений по полю, можно получить следующие уравнения для амплитуды E , частоты ν и фазы ϕ стоячей волны:

$$\nu + \dot{\phi} - \Omega = \kappa_a c \frac{\omega_a - \nu}{k u_a} \left[1 - \frac{a}{8} E^2 \frac{\Delta \omega_a k u_a}{\Delta \omega_a^2 + (\omega_a - \nu)^2} \right] - \kappa_b c \frac{\omega_b - \nu}{k u_b} \left[1 - \frac{b}{8} E^2 \frac{\Delta \omega_b k u_b}{\Delta \omega_b^2 + (\omega_b - \nu)^2} \right], \quad (3,2)$$

$$\dot{E} + \frac{\Delta \omega_p}{2} E = \frac{\kappa_a c}{2} E \left[1 - \frac{a}{4} E^2 \left(1 + \frac{\Delta \omega_a^2}{\Delta \omega_a^2 + (\omega_a - \nu)^2} \right) \right] - \frac{\kappa_b c}{2} E \left[1 - \frac{b}{4} E^2 \left(1 + \frac{\Delta \omega_b^2}{\Delta \omega_b^2 + (\omega_b - \nu)^2} \right) \right], \quad (3,3)$$

где индекс a относится к усиливающему компоненту, а индекс b — к поглощающему и введены следующие обозначения: Ω (и $\Delta \omega_p$) — собственная частота (и ширина линии) резонатора, κ_a и κ_b — коэффициенты усиления и поглощения слабого поля на единицу длины на частоте генерации; ω_a и ω_b — центры линий усиления и поглощения; aE^2 и bE^2 — параметры насыщения усиления и поглощения, определяемые выражением

$$\alpha E^2 = \frac{p_\alpha^2}{2\hbar^2 \Delta \omega_\alpha \delta \omega_\alpha} E^2 \quad (\alpha = a, b), \quad (3,4)$$

где p_α — матричный элемент дипольного момента перехода, $\Delta \omega_\alpha$ — однородная ширина, соответствующая поперечному времени релаксации T_2 , $\delta \omega_\alpha$ — ширина, соответствующая продольному времени релаксации T_1 ^{56, 57}. Однородная ширина $\Delta \omega_\alpha$ складывается из радиационной ширины $\gamma_\alpha = \gamma_{\alpha 1} + \gamma_{\alpha 2}$ ($\gamma_{\alpha 1}$, $\gamma_{\alpha 2}$ — радиационные ширины верхнего и нижнего уровней), ширины Γ_α , обусловленной столкновениями (рассматривается простейшая модель лоренцева уширения линии), и ширины $\tau_\alpha^{-1} = u_\alpha/d_\alpha$, обусловленной конечным временем пребывания атома в световом поле τ_α (d_α — поперечный размер светового луча):

$$\Delta \omega_\alpha = \gamma_\alpha + \Gamma_\alpha + \tau_\alpha^{-1}. \quad (3,5)$$

Ширина $\delta \omega_\alpha$ складывается из радиационной ширины γ_α и «пролетной» ширины τ_α^{-1} :

$$\delta \omega_\alpha = \gamma_\alpha + \tau_\alpha^{-1}. \quad (3,6)$$

Соотношения (3,5) и (3,6) качественно учитывают уширение линии за счет столкновений и конечного времени пребывания атомов в световом луче.

Из (3,3) следуют условие самовозбуждения

$$\kappa_a > \kappa_b + \frac{\Delta\omega_p}{c} \quad (3,7)$$

и условие устойчивости режима стационарной генерации*)

$$\kappa_a \left[1 + \frac{\Delta\omega_a^2}{\Delta\omega_a^2 + (\omega_a - \nu)^2} \right] > \kappa_b \left[1 + \frac{\Delta\omega_b^2}{\Delta\omega_b^2 + (\omega_b - \nu)^2} \right]. \quad (3,8)$$

Частота генерации ν определяется из уравнения (3,2) при $\dot{\phi} = 0$ и стационарной амплитуде поля. Точное выражение для ν громоздко, и поэтому мы проведем сначала качественное обсуждение. Как видно из (3,2), в слабом поле (при пороге) частота генерации притягивается к центру линии усиления $[(\nu - \Omega)/(\omega_a - \nu) = \kappa_a c / \kappa_b u_a]$ и отталкивается от центра линии поглощения $[(\nu - \Omega)/(\omega_b - \nu) = -\kappa_b c / \kappa_a u_b]$. При увеличении амплитуды поля притяжение к центру линии усиления сменяется нелинейным отталкиванием (при $aE^2 > 8\Delta\omega_a / \kappa_a u_a$ и $|\omega_a - \nu| < \Delta\omega_a$), а отталкивание от центра линии поглощения — притяжением (при $bE^2 > 8\Delta\omega_b / \kappa_b u_b$ и $|\omega_b - \nu| < \Delta\omega_b$). Последний эффект является весьма существенным, так как положение центра линии поглощения может быть гораздо более стабильным, чем частота центра линии усиления (при низком давлении газа и малой радиационной ширине).

Для того чтобы нелинейное притяжение частоты генерации к центру линии поглощения (автостабилизация) было определяющим, необходимо выполнить несколько условий. Во-первых, частота генерации должна лежать в области автостабилизации, т. е. в пределах однородной ширины линии поглощения:

$$|\omega_b - \nu| < \Delta\omega_b. \quad (3,9)$$

Во-вторых, эффект нелинейного притяжения к центру линии поглощения должен быть значительным, или, согласно (3,2),

$$S_1 = \frac{8}{bE^2} \frac{\Delta\omega_b}{\kappa_b c} \ll 1. \quad (3,10)$$

Наконец, этот эффект должен преобладать как над линейным притяжением, так и над нелинейным отталкиванием от центра линии усиления. Для этого, согласно (3,2), необходимо выполнение следующих двух условий:

$$S_2 = \frac{8}{bE^2} \frac{\kappa_a}{\kappa_b} \frac{\Delta\omega_b}{\Delta\omega_a} \ll 1, \quad (3,11)$$

$$S_3 = \frac{a}{b} \frac{\kappa_a}{\kappa_b} \frac{\Delta\omega_b}{\Delta\omega_a} \ll 1. \quad (3,12)$$

Условия (3,9)—(3,12) гарантируют высокую стабильность частоты генерации в окрестности центра линии поглощения. Это можно показать непосредственным вычислением частоты генерации. Если выполнены условия автостабилизации (3,9)—(3,12), то частота генерации определяется выражением

$$\nu = \omega_b + S_1 (\Omega - \omega_b) + (S_2 - S_3) (\omega_a - \omega_b), \quad (3,13)$$

где считается, что $(\kappa_a c / \kappa_b u_a) = (\kappa_b c / \kappa_a u_b) \cong \Delta\omega_p / \kappa_a u_a \ll 1$. Отсюда видно, что при $S_1, S_2, S_3 \ll 1$ частота генерации стабилизируется в области центра линии поглощения ω_b .

*) Это условие качественно подтверждается экспериментами, проведенными с He — Ne-лазером с Ne-поглощающей ячейкой в работе ¹⁴⁸.

Одновременное выполнение условий (3,9) — (3,12) возможно при достаточно малой однородной ширине линии поглощения и заметной степени насыщения поглощения. При давлении поглощающего газа 10^{-3} — 10^{-2} тор реально можно получить ширину провала $\Delta\omega_b \cong 10^4$ — 10^5 гц. Однородная ширина линии усиления обычно составляет $\Delta\omega_a \cong 10^7$ — 10^8 гц, а доплеровская ширина $ku_a \cong 10^8$ — 10^9 гц. При $\kappa_b \cong 10^7$ — 10^8 гц и значении фактора насыщения поглощения $bE^2 \cong 0,3$ (что еще согласуется с рассматриваемым приближением $bE^2 \ll 1$) вполне реально достигнуть значений $S_1 \cong 10^{-2}$, S_2 и $S_3 \cong 10^{-3}$ *). Хотя проведенные соотношения относятся к случаю слабого насыщения, эффект автостабилизации существует и при сильном насыщении. Однако здесь возникает ряд существенных особенностей. Во-первых, в сильном поле ширина провала в линии поглощения возрастает, так как происходит увеличение однородной ширины за счет эффекта насыщения⁵⁸. Ширина провала в сильном монокроматическом поле $\Delta\omega_b$ определяется выражением⁵⁹

$$\Delta\omega_b = \Delta\omega_b (1 + bE^2)^{1/2}. \quad (3,14)$$

С точки зрения стабильности частоты оптимальной является область насыщения $bE^2 \cong 1$. В этом случае притяжение к центру линии поглощения максимально, а ширина практически минимальна. Во-вторых, насыщение усиления или поглощения в центре линии определяется более общим выражением^{47, 59}, справедливым при любых значениях параметра насыщения, а уравнение для амплитуды генерации имеет вид

$$\dot{E} + \frac{\Delta\omega_p}{2} E = E \left(\frac{\kappa_a}{\sqrt{1 + aE^2}} - \frac{\kappa_b}{\sqrt{1 + bE^2}} \right), \quad (3,15)$$

где $|\omega_a - \nu| \ll \Delta\omega_a$. Отсюда видно, что при $b > a$ стационарные значения амплитуды существуют даже, когда условие самовозбуждения (3,7) не выполнено. Это соответствует жесткому режиму самовозбуждения, что не является неожиданным для лазера с насыщающимся поглотителем (см., например,⁶⁰). В этом случае меньшее из стационарных значений амплитуды является неустойчивым. Оно соответствует пороговому значению амплитуды $E_{\text{пор}} > 0$, необходимому для возникновения автоколебаний. Кроме того, в таком лазере возможны пульсации интенсивности излучения, если условие самовозбуждения выполнено, но условие устойчивости (3,8) не выполняется. При $b\kappa_b \gg a\kappa_a$ пульсации интенсивности носят характер пульсаций, возникающих при самовключении добротности лазера^{61, 62}.

3. Сверхузкие «провалы» в линии поглощения

Для получения максимальной стабильности частоты необходимо сужать ширину провала линии поглощения (3,5), которая при заданном коэффициенте поглощения на единицу длины

$$\kappa_b = \frac{\lambda^2}{4} \frac{\gamma_b}{ku_b} N_b$$

определяется выражением

$$\Delta\omega_b = \gamma_b + 4 \frac{\kappa_b}{\lambda^2} \frac{ku_b}{\gamma_b} \langle \sigma'_b u_b \rangle \frac{N_0}{N_b} + \tau_b^{-1}, \quad (3,16)$$

*) Влияние неустойчивости центра линии усиления можно значительно ослабить, если работать в условиях, когда нелинейное отталкивание от центра линии усиления компенсируется линейным притяжением. Для этого необходимо, чтобы $S_2 = S_3$ или $aE^2 ku_a / 8\Delta\omega_a = 1$.

где σ'_b — сечение уширения линии за счет столкновений в поглощающей ячейке, N_0 — плотность всех молекул в поглощающей ячейке, $N_b = N_{1b} - N_{2b}$ — плотность разности заселенностей двух уровней поглощающих молекул, и предполагается, что длина пробега молекул меньше размера ячейки, а радиационная ширина γ_b обусловлена только рабочим переходом. Нетрудно видеть, что при определенной радиационной ширине

$$\gamma_b^{\min} = \frac{2}{\lambda} \left(\kappa_b k u_b \langle \sigma'_b u_b \rangle \frac{N_0}{N_b} \right)^{1/2} \quad (3,17)$$

достигается минимум однородной ширины $\Delta\omega_b$, равный $2\gamma_b^{\min}$. Например, на длине волны $\lambda = 3$ мкм при $\kappa_b \cong 10^{-3}$ см⁻¹ и при обычных параметрах газа $k u_b \cong 10^9$ сек⁻¹, $\langle \sigma'_b u_b \rangle \cong 2 \cdot 10^{-10}$ см⁻³сек⁻¹, $N_0/N_b \cong 10$ (например,

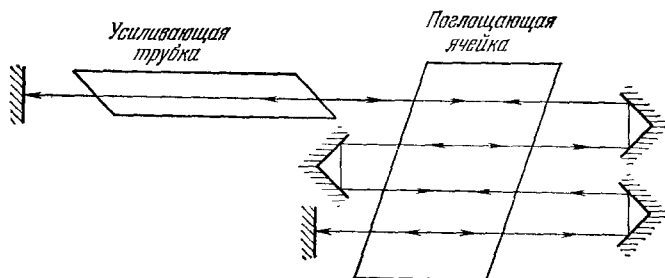


Рис. 9. Схема оптического стандарта частоты с многопроходной нелинейно-поглощающей газовой ячейкой внутри резонатора ⁵⁵.

из-за вращательной структуры молекул) минимальная однородная ширина, вызванная радиационным затуханием и столкновениями, составляет $\Delta\omega_b = 2\gamma_b^{\min} = 6 \cdot 10^2$ сек⁻¹.

Чтобы достигнуть минимальной ширины провала, время взаимодействия молекул, летящих параллельно волновому фронту луча, должно быть $\tau_b \gg (2\gamma_b^{\min})^{-1}$, т. е. эффективная длина взаимодействия $l_{\text{эфф}} \gg u_b / 2\gamma_b^{\min}$. Для рассмотренного выше численного примера $\tau_b \gg 1.6 \cdot 10^{-3}$ сек и $l_{\text{эфф}} \gg 70$ см (при $u_b \cong 4 \cdot 10^4$ см/сек). Принципиально вполне возможно обеспечить такое время взаимодействия, например, при многократном параллельном прохождении луча через поглощающую ячейку (рис. 9). В этом случае наибольшее насыщение испытывают молекулы, пересекающие несколько лучей параллельно их волновым фронтам *). За счет их возникает провал в линии поглощения с шириной (u_b/D) , где D — полный путь молекул от первого до последнего луча. Правда, в такой схеме в образовании узкого провала участвуют лишь те из летящих параллельно волновому фронту молекул, которые пересекают все лучи. Это приводит к увеличению γ_b^{\min} в $\sqrt{D/d_b}$ раз, где d_b — диаметр одного луча. В такой схеме, по-видимому, можно достигнуть полной ширины провала в несколько сот герц. Если исключить столкновения, то предельная ширина провала и стабильность частоты в этом лазере такая же, как и в пучковом лазере с когерентным возбуждением. Например, при низком давлении газа в поглощающей ячейке (10^{-3} — 10^{-4} тор) и большом ее размере факторы стабильности S_1, S_2, S_3 будут составлять: $S_1 \cong 10^{-4}$, S_2 и $S_3 \cong 10^{-5}$. Вполне реально стабилизировать центр линии усиления с точностью 10^{-8}

*) В случае сильного насыщения возможна даже инверсия заселенностей поглощающих молекул, подобная инверсии молекул в пучке ²³. Тогда провал в линии поглощения становится усиливающим.

и центр линии резонатора с точностью 10^{-9} . В этом случае относительная стабильность частоты будет не хуже 10^{-13} . Абсолютная стабильность может быть несколько хуже из-за сверхтонкой структуры уровней, сдвига центра линии поглощения при столкновениях молекул со стенками, асимметрии линии и сдвига провала из-за корреляции доплеровского уширения и уширения за счет взаимодействия^{51, 52}, возможного сдвига линии в световой волне и др. Однако достижение абсолютной стабильности лучше 10^{-11} вполне реально.

Отметим, что образование сверхузкого провала в центре линии поглощения газа под действием стоячей световой волны может быть весьма эффективным методом изучения структуры линии внутри доплеровской ширины⁶³. Если линия поглощения образована в результате перекрытия нескольких линий, а расстояние между ними превышает ширину провала $\Delta\omega_b$, то, сканируя частоту стоячей световой волны, можно получить минимум поглощения в центре каждой линии. По-видимому, предельная разрешающая сила такого способа составляет 10^{11} — 10^{12} .

4. Пары усиливающих и поглощающих сред

Для осуществления оптического стандарта частоты с нелинейно-поглощающей газовой ячейкой необходимо подобрать атомы или молекулы, обладающие поглощением на частоте генерации известных лазеров непрерывного действия. Простейший путь — использовать те же атомы или молекулы, что и в усиливающей среде, но в условиях, когда имеется положительное поглощение. В этом случае условие совпадения частот выполняется автоматически. Так, в работах^{53, 54} усиливающей средой являлась смесь газов Ne — He, а поглощающей — Ne ($\lambda = 6328 \text{ \AA}$). Давление в поглощающей ячейке может быть на один-два порядка меньше, чем в усиливающей. Для лазера на смеси газов CO_2 — N_2 — He ($\lambda = 10,6 \text{ мкм}$) в поглощающей ячейке можно использовать CO_2 при низком давлении, а для лазера на смеси газов He — Xe ($\lambda = 3,507 \text{ мкм}$) — Xe при низком давлении и т. д. Однако такие пары заведомо не оптимальны, так как поглощение происходит на переходах между возбужденными уровнями, причем нижний уровень является обязательно короткоживущим. Это препятствует снижению давления газа и получению узких провалов ($\Delta\omega_b < 10^5 \text{ гц}$). Поэтому более перспективны пары с неодинаковыми усиливающими и поглощающими молекулами.

Требования к выбору усиливающих и поглощающих молекул здесь практически такие же, как и в случае пучкового лазера с когерентной накачкой (п. 2 гл. V). Поэтому пригодны указанные в п. 2 гл. V пары Ne — CH_4 , Xe — H_2CO . К ним можно добавить пару CO_2 — SF_6 (линия $\lambda = 10,59 \text{ мкм}$ CO_2 — N_2 — He-лазера совпадает с сильной линией поглощения 940 см^{-1} молекулы SF_6 ⁶¹). Несомненно, можно подобрать подходящую поглощающую молекулу для длин волн непрерывного излучения субмиллиметрового лазера на H_2O ^{64, 65}. Указанные пары не позволяют достигнуть предельно узких провалов в линии поглощения, так как вероятности радиационных переходов на два порядка меньше оптимального значения, определяемого соотношением (3,17), и поэтому необходимое давление в поглощающей ячейке составляет 10^{-2} — 10^{-3} тор . Наиболее выгодны атомы или молекулы с вероятностью радиационного перехода $\gamma_b \cong 10^2$ — 10^3 сек^{-1} . Дальнейшее развитие газовых лазеров, несомненно, приведет к обнаружению оптимальных пар, которые позволят создать оптические стандарты частоты в диапазонах частот от видимой до субмиллиметровой области.

IV. МЕТОД НЕРЕЗОНАНСНОЙ ОБРАТНОЙ СВЯЗИ

1. Идея метода

В квантовых генераторах радио- или оптического диапазонов положительная обратная связь является резонансной ^{1, 2, 12, 14}. Это является следствием применения резонаторов (объемного — в радиодиапазоне и Фабри — Перо — в оптическом диапазоне), которые имеют минимум потерь электромагнитной энергии в области сравнительно узких интервалов частот. Поэтому квантовые генераторы с резонансной обратной связью

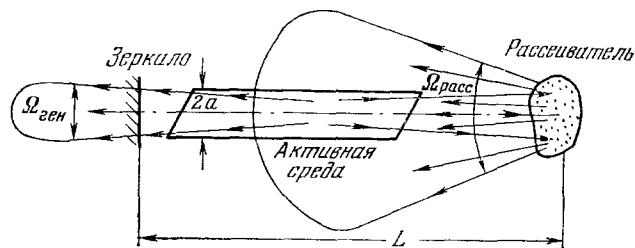


Рис. 10. Схема оптического квантового генератора с нерезонансной обратной связью ²⁵.

излучают один или несколько типов колебаний, которые обычно слабо взаимодействуют между собой и могут рассматриваться как изолированные.

Возможен и другой тип лазеров, в которых положительная обратная связь является нерезонансной ²⁵. Это означает, что время жизни фотона внутри объема генератора не зависит от частоты. Простейшим методом получения нерезонансной обратной связи является использование рассеивателя вместо одного из зеркал ^{25, 66}. Обратная связь, т. е. возвращение части энергии в генератор, осуществляется за счет обратного рассеяния излучения (рис. 10). Рассеяние приводит к сильному взаимодействию и радиационному затуханию большого числа мод с различными направлениями волнового вектора, и в результате резонансные свойства в системе «зеркало — рассеиватель» отсутствуют. Обратная связь с помощью рассеяния является, по существу, энергетической обратной связью, так как, в отличие от обратной связи с помощью резонатора Фабри — Перо, фазовые соотношения при рассеянии являются случайными. Другими словами, внутри лазера не возникает обычных установившихся стоячих волн, а возникает случайное по пространству световое поле, которое взаимодействует с активной средой как единое целое.

Отсутствие резонансных свойств обратной связи приводит к тому, что спектр генерируемого излучения становится непрерывным, т. е. не содержит дискретных компонент на избранных резонансных частотах. Единственным резонансным элементом в лазере является линия резонансного усиления активной среды. Поэтому после достижения порога спектр генерации непрерывно «стягивается» к центру линии усиления среды и в идеальном случае предельная ширина спектра определяется флуктуациями. Средняя частота генерируемого излучения не зависит от размеров лазера и определяется лишь частотой центра линии усиления. Если эта частота достаточно стабильна, то излучение лазера имеет стабильную частоту. Поэтому в работах ^{25, 66} предложено использовать метод нерезонансной обратной связи для создания оптического стандарта частоты.

2. Условия нерезонансной обратной связи

Система «рассеиватель — зеркало» является простейшим примером «стохастического резонатора», под которым понимается любая полость с большим числом сильно связанных рассеянием и обладающих большими радиационными потерями мод (волн различных направлений). Высокие радиационные потери и сильное взаимодействие мод приводят к полному перекрытию их спектра частот. Понятие «моды» здесь теряет обычный смысл, и спектр становится сплошным. Если число взаимодействующих «мод» N достаточно велико, обратная связь становится нерезонансной^{25, 66}. Например, если зеркало и рассеиватель имеют диаметр D и расположены на расстоянии L друг от друга, то число связанных рассеянием мод N определяется выражением

$$N \cong \frac{\Omega_{\text{ген}}}{\Omega_{\text{диф}}}, \quad (4,1)$$

где $\Omega_{\text{ген}}$ — телесный угол генерируемого излучения, $\Omega_{\text{диф}} \cong (\lambda/D)^2$ — дифракционный телесный угол. Спектральная плотность мод P_{ω} и среднее расстояние между ними $\delta\omega = P_{\omega}^{-1}$, согласно формуле Рэля — Джинса, равны

$$P_{\omega} = N \frac{2L}{c}, \quad \delta\omega = \frac{c}{2L} \frac{1}{N}. \quad (4,2)$$

При рассеянии происходит переход излучения из одной моды в остальные $N - 1$ мод или в открытое пространство. Уход излучения в моды «стохастического резонатора» не приводит к потере энергии для системы в целом, а ведет к взаимодействию мод. Скорость потерь излучения Γ в моде за счет ухода фотонов в другие $N - 1$ мод определяется выражением

$$\Gamma = \frac{c}{2L} \ln \left(\frac{\Omega_{\text{ген}}}{\Omega_{\text{диф}}} \right) = \frac{c}{2L} \ln N. \quad (4,3)$$

Уход излучения в открытое пространство и поглощение на зеркале и рассеивателе определяет радиационные потери системы. Скорость потерь излучения за счет этого такова:

$$\gamma = \frac{c}{2L} \ln \left(\frac{1}{\alpha r} \frac{\Omega_{\text{расс}}}{\Omega_{\text{ген}}} \right), \quad (4,4)$$

где α — альбеда рассеивателя, r — коэффициент отражения зеркала, $\Omega_{\text{расс}}$ — телесный угол обратного рассеяния, причем считается $\Omega_{\text{расс}} \gg \Omega_{\text{ген}}$.

С помощью введенных констант затухания можно записать условие того, что обратная связь является нерезонансной, в следующем виде:

$$\Gamma, \gamma \gg \delta\omega. \quad (4,5)$$

Необходимым условием этого является $N \gg 1$. В лазерах, описанных в работах^{25, 66}, $N \cong 10^5$ и обратную связь можно считать нерезонансной. Чем больше число взаимодействующих мод, тем эффективнее осуществляется «разрушение» резонансных свойств. С этой точки зрения наиболее выгоден лазер с максимально большим телесным углом генерации ($\Omega_{\text{ген}} = 4\pi$), рассмотренный в работах^{67, 68}. Он представляет собой совокупность рассеивающих частиц, обладающих отрицательным поглощением или погруженных в среду с отрицательным поглощением. При диаметре генерируемой области $D = 1$ см и $\lambda = 10^{-4}$ см число взаимодействующих мод в поле достигает 10^8 — 10^9 .

При малых углах генерации, когда N мало (например, при $\Omega_{\text{ген}} \cong (\lambda/D)^2$) перекрытие мод невелико и возможно появление случайных «резонансов» на некоторых частотах⁶⁹. Экспериментально такие резонансы наблюдались в работе⁷⁰, в которой использовалось диффузное зеркало, а $N \cong 1$. В этих случаях понятие нерезонансной обратной связи, конечно, теряет смысл.

3. У с л о в и е с а м о в о з б у ж д е н и я

Условие самовозбуждения лазера с нерезонансной обратной связью имеет обычный вид: скорость потерь излучения равняется скорости роста излучения за счет квантового усиления. Особенность заключается в том, что под потерями излучения надо понимать лишь потери, связанные с уходом излучения в открытое пространство. Для лазера со «стохастическим резонатором» в виде рассеивателя и зеркала (см. рис. 10) скорость прихода излучения за счет усиления $\gamma_{\text{ус}} = c/L \ln K$ (K — коэффициент усиления на проход), и условие самовозбуждения $\gamma_{\text{ус}} = \gamma$ имеет вид^{25, 66}

$$K^2 \alpha r \frac{\Omega_{\text{ген}}}{\Omega_{\text{расс}}} = 1. \quad (4,6)$$

В лазере в виде совокупности рассеивающих частиц с отрицательным поглощением^{67, 68} потери обусловлены утечкой фотонов при диффузионном движении в области генерации (предполагается, что длина свободного пробега фотона за счет рассеяния гораздо меньше размеров системы). Эти потери компенсируются размножением фотонов за счет отрицательного поглощения. Порог генерации в таком лазере совершенно аналогичен условию критичности размножения нейтронов в гомогенном ядерном реакторе⁷¹. При заданном сечении отрицательного поглощения на частицу Q_a и длине свободного пробега фотона за счет рассеяния Λ_s существует критический размер области генерации. Для сферического распределения совокупности рассеивающих частиц критический радиус R определяется выражением

$$R = \pi \sqrt{\frac{\Lambda_s}{3N_0 Q_a}}, \quad (4,7)$$

где N_0 — число рассеивающих частиц в единице объема.

4. С п е к т р и з л у ч е н и я

В лазере с резонатором Фабри — Перо после достижения порога генерация происходит на частотах, соответствующих пространственным резонансам электромагнитного поля в резонаторе. Генерация начинается с усиления спонтанного шума, но резонатор Фабри — Перо обеспечивает эффективное развитие лишь стоячих волн, отвечающих собственным типам колебаний (модам) резонатора. Поэтому сужение спектра излучения в лазерах с резонансной обратной связью происходит весьма быстро. Совершенно другой характер носит сужение спектра излучения в лазере с нерезонансной обратной связью. Отсутствие пространственных резонансов электромагнитного поля в этом случае приводит к тому, что сужение спектра происходит лишь за счет резонансного характера усиления активной среды. Мгновенная ширина спектра излучения по полумаксимуму через время t после начала генерации определяется выражением⁷²

$$\Delta\omega(t) = \frac{\Delta\omega_0}{\sqrt{\alpha_0 c t / \ln 2}}, \quad (4,8)$$

где $\Delta\omega_0$ — ширина линии усиления по полумаксимуму, α_0 — стационарное усиление на единицу длины в центре линии ($\alpha_0 = N_0 Q_a$ для лазера в виде совокупности рассеивающих частиц). Процесс сужения излучения в лазере с нерезонансной обратной связью является довольно медленным. Например, в случае рубиновой активной среды ($\alpha_0 \cong 0,1 \text{ см}^{-1}$, $\Delta\omega_0 = 5 \cdot 10^{11} \text{ гц}$) за время $t = 10^{-3} \text{ сек}$ линия сузится всего до $4 \cdot 10^8 \text{ гц}$ (в 10^3 раз). Формула (4,8) для ширины спектра к моменту времени t после начала генерации совпадает с формулой для ширины спектра сигнала на выходе усилителя бегущей волны^{72, 73, 74} с длиной $l = ct$ и такой же активной средой. Например, указанное сужение в 10^3 раз может быть получено в усилителе длиной $l = 300 \text{ км}$.

Экспериментально сужение спектра излучения лазера с нерезонансной обратной связью изучалось в работе⁷² с импульсным рубиновым лазером. За время порядка 100—300 мксек наблюдалось сужение спектра излучения до 400 раз. Временной ход сужения согласуется с теоретической зависимостью (4,8). Дальнейшее сужение может быть достигнуто при непрерывном режиме генерации.

Оценку предельной ширины спектра в режиме непрерывной генерации можно сделать из следующих соображений. Частота генерации совпадает с центром линии в худшем случае с точностью до среднего расстояния между модами $\delta\omega$, определяемого выражением (4,2). При квазистатистических изменениях «расстояния» между рассеивателем и зеркалом, когда эффект Доплера несуществен, «моды» сменяют друг друга в окрестности вершины линии с шириной порядка $\delta\omega$. Это определяет ширину спектра в режиме непрерывной генерации. Например, в Хе — Не-лазере непрерывного действия с диффузным зеркалом⁷⁵ $N \cong 10$ и ширина спектра излучения $\Delta\omega \cong 10 \text{ Мгц}$ в согласии с соотношением (4,2). Поэтому предельно узкие линии можно получить лишь в лазере с очень большим числом взаимодействующих мод N .

Если N достаточно велико, то сужение спектра происходит вплоть до предельной величины, определяемой флуктуациями. Практически, по-видимому, наибольшую роль играют флуктуации скорости движения элементов обратной связи (в отличие от флуктуаций положения элементов обратной связи в обычных лазерах), которые приводят к случайному изменению (блужданию) частоты фотонов за счет эффекта Доплера. Например, если при каждом акте рассеяния происходит случайный сдвиг частоты на среднюю величину $\delta\omega_{\text{фл}} < \Delta\omega_0$, то предельная ширина спектра по полумаксимуму $\Delta\omega_{\text{min}}$ лазера имеет вид^{66, 67}

$$\Delta\omega_{\text{min}} = \left(\frac{2 \ln 2 \Delta\omega_0 \delta\omega_0}{\sqrt{\alpha_0 L}} \right)^{1/2}. \quad (4,9)$$

Экспериментально флуктуационная ширина спектра еще не достигнута.

5. К о г е р е н т н о с т ь и з л у ч е н и я

Когерентные или статистические свойства излучения лазера с нерезонансной обратной связью изучались в работах^{66, 76, 77}. Было показано, что статистические свойства такого излучения существенно отличаются от статистики излучения обычных лазеров. Более того, излучение лазера с нерезонансной обратной связью очень близко к излучению чрезвычайно яркого «черного тела» в узком спектральном интервале.

Прежде всего, излучение пространственно некогерентно. Это установлено по отсутствию интерференции излучения, прошедшего через щели⁶⁶. Физически это соответствует тому, что излучение лазера с нерезонансной

обратной связью, подобно некогерентному равновесному излучению, представляет собой суперпозицию большого числа волн различных направлений со случайными фазами. Однако аналогия с равновесным излучением еще более глубока. В работах ^{76, 77} теоретически и экспериментально было показано, что статистика флуктуаций интенсивного излучения в очень узком телесном угле, соответствующем одной моде излучения, совпадает со статистикой равновесного излучения в одном квантовом состоянии (одной ячейке фазового пространства) ^{78, 79}. В частности, функция распределения числа фотонов в одной моде описывается соотношением

$$P(n) = \frac{1}{\bar{n}} \exp\left(-\frac{n}{\bar{n}}\right) \quad (\bar{n} \gg 1), \quad (4,10)$$

где \bar{n} — среднее число фотонов в моде. На рис. 11 показано распределение флуктуаций интенсивности излучения в узком телесном угле (сплошная линия — теоретическое распределение (4,10)). При увеличении числа мод N_0 , в которых регистрируется излучение, амплитуда флуктуаций интенсивности уменьшается по закону $1/\sqrt{N_0}$, т. е. так же, как и для равновесного излучения. Однако отличие от статистики флуктуаций равновесного излучения наступает, если наблюдать излучение лазера во всем телесном угле. Амплитуда флуктуаций интенсивности этого излучения гораздо меньше, чем у равновесного излучения в таком же числе мод. Физически это объясняется тем, что эффект насыщения в лазере стабилизирует интенсивность всего излучения, допуская глубокие коррелированные флуктуации интенсивности в отдельных модах.

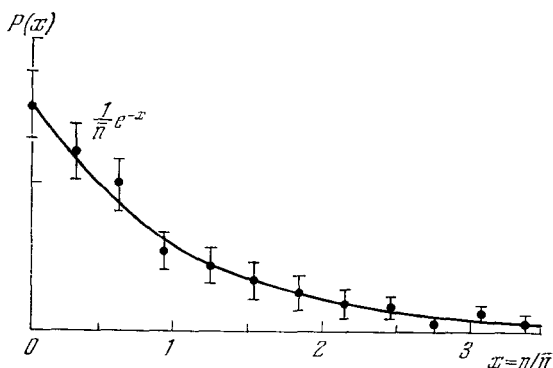


Рис. 11. Распределение вероятности флуктуаций интенсивности излучения лазера с нерезонансной обратной связью в узком телесном угле. Сплошная линия — теоретическое распределение ⁷⁸.

6. Стабильность частоты

Кратковременная стабильность частоты излучения лазера с нерезонансной обратной связью определяется шириной спектра $\Delta\omega$. Реальное получение линий излучения с шириной спектра $\sim 10^3$ гц и кратковременной стабильности 10^{-11} . Долговременная стабильность может быть значительно выше. Она определяется долговременной стабильностью центра линии усиления ω_0 активной среды. Для получения высокой стабильности резонанса усиления необходимо применять газовые активные среды с очень низким давлением. Создать инверсную заселенность со значительным усилением в газе с давлением 10^{-3} — 10^{-5} тор, по-видимому, наиболее вероятно с помощью оптического возбуждения. Основная трудность при оптическом возбуждении атомов состоит в том, что нужно подобрать совпадающие линии излучения источника накачки и линии поглощения активной среды. Таких совпадений очень мало, и поэтому до сих пор реализован лишь один газовый лазер с оптическим возбуждением: пары Cs возбуждались линией $\lambda = 3880$ Å гелиевой лампы ^{80, 81}. Однако создание источников когерентного излучения с перестраиваемой частотой

(например, полупроводниковые лазеры на тройных соединениях ⁴¹, параметрические генераторы ⁸²) и использование двухкаскадного оптического возбуждения ²⁹ может существенно изменить ситуацию.

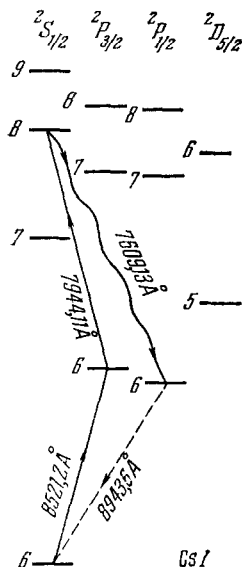


Рис. 12. Схема двухкаскадного оптического возбуждения паров Cs.

Сплошные линии — возбуждающие переходы, волнистая линия — генерирующий переход, пунктирная линия — переход релаксации ²⁹.

В качестве примера рассмотрим возможную схему двухкаскадного оптического возбуждения паров Cs, схема уровней которого представлена на рис. 12. Уровень $6^2P_{3/2}$ заселяется оптической накачкой резонансной линией $\lambda_1 = 8521,2 \text{ \AA}$ цезиевой лампы. Заселенность этого уровня может достигать нескольких процентов заселенности основного состояния. Затем излучение с длиной волны $\lambda_2 = 7944,11 \text{ \AA}$ заселяет уровень $8^2S_{1/2}$. Источником такого излучения может быть полупроводниковый лазерный диод на Ga ($\text{As}_{1-x}\text{P}_x$) ⁴¹, частота излучения которого подстраивается по этой же линии поглощения. Заселенность состояния $8^2S_{1/2}$ может быть такого же порядка, как и у состояния $6^2P_{1/2}$, так как температура излучения накачки весьма высока. Если линия $8943,6 \text{ \AA}$ цезиевой лампы подавлена настолько, что заселенность состояния $6^2P_{1/2}$ мала, то между уровнями $8^2S_{1/2}$ и $6^2P_{1/2}$ возникает инверсная заселенность и возможна генерация на длине волны $\lambda = 7609,13 \text{ \AA}$. При давлении паров Cs $10^{-4} - 10^{-5} \text{ тор}$ можно ожидать усиления порядка $0,1 \text{ см}^{-1}$. Для того чтобы избежать зависимости частоты центра линии усиления от флуктуаций частоты лазерной накачки, излучение лазера должно быть идеально изотропным (ненаправленным) в активной среде. В этом случае при уходе частоты накачки изменяется лишь величина усиления, но не частота максимума усиления. Рассмотренная схема оптического возбуждения применима ко многим атомам (Hg, Rb и др.) и принципиально позволяет создавать активные среды с очень низким давлением. Абсолютная стабильность частоты центра линии усиления в них должна быть весьма высокой.

V. МЕТОДЫ СТАБИЛИЗАЦИИ ЧАСТОТЫ ГАЗОВОГО ЛАЗЕРА

1. Принцип методов

В рассмотренных выше методах высокая стабильность частоты генерации достигается за счет большого значения фактора стабильности $S = \Delta\omega_p / \Delta\omega_a$. Эти методы имеют большие потенциальные возможности, но для достижения стабильности лучше $10^{-11} - 10^{-12}$ потребуются еще многочисленные исследования. В то же время стабильность обычных газовых лазеров (в них обычно $S \ll 1$) составляет всего 10^{-7} . Она определяется нестабильностью оптической длины резонатора (нестабильность температуры изменяет расстояние между зеркалами, нестабильность давления, температуры и влажности изменяют показатель преломления воздуха в резонаторе, механическая нестабильность изменяет наклон зеркал и оптическую длину пути окон Брюстера разрядной трубки и др. ⁸³). Ясно, что стабильность частоты лазера даже при плохом факторе стабильности можно существенно повысить, если скомпенсировать неста-

бильность оптической длины резонатора. Такие методы стабилизации частоты интенсивно развиваются в последнее время, и они позволили под-
нять стабильность частоты газовых лазеров до величины порядка 10^{-10} в течение нескольких минут и величины порядка 10^{-9} за несколько часов (см. обзоры ^{30, 31}).

Общим для всех этих методов является резонансный элемент, по которому подстраивается частота лазера. В качестве резонансного элемента в ряде методов используется собственный резонанс усиления активной среды лазера, в других методах — резонанс поглощения внешней ячейки или резонанс пропускания интерферометра. Поскольку ширины резонансов довольно велики (обычно 10^8 — 10^9 гц), чувствительность таких методов не позволяет достигнуть стабильности значительно лучше 10^{-10} (совпадение частоты лазера с максимумом резонансного элемента достигается с точностью 10^{-3} — 10^{-4} , а в отдельных случаях до 10^{-5} от ширины резонанса). Стабильность такой схемы не может быть лучше стабильности частоты резонансного элемента. На частоту же резонансного элемента влияет давление, температура и т. д. Кроме того, на стабильность существенно влияет соотношение между полосой пропускания системы регулирования и шириной спектра кратковременных флуктуаций частоты. Ниже кратко рассмотрены методы стабилизации частоты газовых лазеров и дальнейшие возможности этих методов.

2. Стабилизация частоты по резонансу активной среды лазера

В основе ряда методов стабилизации лежит зависимость выходной мощности лазера от расстройки частоты генерации относительно центра линии усиления. Теоретически этот вопрос изучен Лэмбом ⁴⁷. Экспериментально эта зависимость изучалась в работах ^{48, 49}, и на рис. 6 приведены результаты эксперимента ⁴⁸. В слабом поле выходная мощность максимальна в центре линии, по мере увеличения амплитуды поля вершина линии становится плоской, а в сильном поле в центре линии появляется провал. В методах стабилизации по атомному резонансу лазера используются все три случая: пик линии, плоская вершина и провал в центре линии.

В работе ⁸⁴ частота He—Ne-лазера на линии $\lambda = 6328 \text{ \AA}$ стабилизировалась по пику выходной мощности. Для получения сигнала ошибки одно из зеркал колебалось с небольшой амплитудой. Абсолютная стабильность этого лазера измерялась интерферометрически путем сравнения с линией криптонового (Kr^{86}) стандарта длины волны. Была достигнута воспроизводимость около $2 \cdot 10^{-8}$ в течение нескольких месяцев.

В работах ^{85, 86} частота He—Ne-лазера на линии $\lambda = 1,15 \text{ мкм}$ стабилизировалась по «плоской вершине». Сигналы ошибки получались путем синусоидальной модуляции с небольшой амплитудой расстояния между зеркалами. Основная, вторая и третья гармоники частоты модуляции выходной мощности использовались для коррекции углового расположения зеркал, уровня возбуждения разрядной трубки и расстояния между зеркалами. Частота биений двух лазеров на изотопах Ne^{20} и Ne^{22} , равная изотопическому сдвигу 260 Мгц , поддерживалась постоянной с точностью $\pm 1 \text{ Мгц}$ в течение нескольких недель, что соответствует стабильности $3 \cdot 10^{-9}$. Было обнаружено увеличение частоты генерации с ростом давления газа ($+4,1 \text{ Мгц/тор}$).

При стабилизации частоты He—Ne-лазера на линии $\lambda = 6328 \text{ \AA}$ по провалу была достигнута долговременная стабильность частоты $2 \cdot 10^{-9}$ за день и воспроизводимость 10^{-8} . Схема такого лазера, выпускаемого

промышленностью (модель 119 фирмы «Spectra Physics»), приведена на рис. 13. Эта схема и данные взяты из обзора³¹. В этом лазере предусмотрена стабилизация температуры для предотвращения больших изменений длины и магнитная экранировка для защиты от случайных магнитных полей. С помощью двух стабилизированных таким образом лазеров наблюдалась зависимость сдвига частоты от давления²⁷. Существенно, что этот сдвиг зависит от выходной мощности лазера.

Метод стабилизации, основанный на дисперсионных характеристиках среды на частоте генерации, был развит в работе⁸⁷. Этот метод основан на явлении зависимости частоты генерации от амплитуды поля. Если

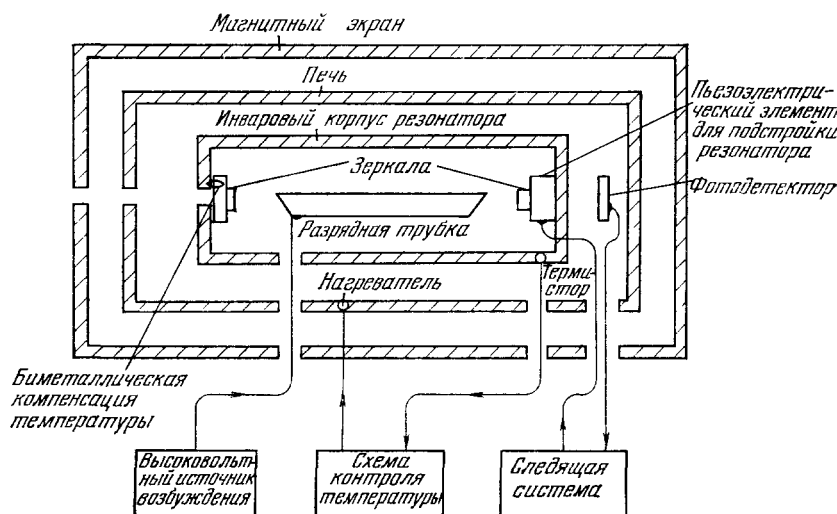


Рис. 13. Схема He—Ne-лазера ($\lambda = 6328 \text{ \AA}$), стабилизированного по провалу в центре линии усиления (модель 119 фирмы «Spectra Physics»).

Схема взята из статьи³¹.

модулировать усиление среды (например, плотность инверсной заселенности), то, когда частота генерации не совпадает с центром линии, происходит частотная модуляция излучения. Амплитуда девиации частоты равна нулю лишь при совпадении частоты генерации с центром линии. В⁸⁷ этим методом стабилизировались частота He—Ne-лазера на линии $\lambda = 3,39 \text{ мкм}$. Была получена стабильность частоты около 10^{-10} за 8 часов. В работе⁸⁸ этим методом была достигнута стабильность частоты 10^{-9} в час. В этой работе наблюдалась зависимость частоты от мощности накачки $\Delta\omega/\omega = 5 \cdot 10^{-7} \Delta p/p$. Эта зависимость достаточна для объяснения кратковременных флуктуаций частоты $2 \cdot 10^{-9}$ и дрейфа 10^{-9} за длительное время.

Другой метод стабилизации частоты был развит в работе⁸⁹. Метод основан на том, что в аксиальном магнитном поле частота генерации одномодового газового лазера расщепляется на две компоненты, одна из которых правополяризована по кругу, а другая — левополяризована по кругу. Эти волны имеют одинаковую интенсивность, только когда расщепление симметрично относительно центра линии. Ясно, что этот эффект можно использовать для стабилизации частоты. Преимущество метода в том, что не требуется модуляции какого-либо параметра лазера. Теоретическая чувствительность этого метода на два порядка выше, чем у других методов, и позволяет достигнуть стабильности $2 \cdot 10^{-12}$. Однако следует иметь в виду, что высокая чувствительность еще не означает высокой ста-

бильности, так как сам центр линии имеет долговременную стабильность значительно хуже 10^{-12} (имеются сдвиги линии из-за давления, уровня накачки и т. д.). Экспериментально этим методом была достигнута стабильность $2,5 \cdot 10^{-11}$ за 8 минут ⁹⁰.

Чувствительный метод стабилизации частоты с помощью эффекта Зеемана в лазере предложен и осуществлен в работе ⁹¹. В этом методе используется эффект «пересечения» интенсивностей двух аксиальных мод лазера в аксиальном магнитном поле, генерирующих на двух поляризованных по кругу в противоположных направлениях компонентах атомной линии. Расстояние между аксиальными модами подбирается примерно равным зеемановскому расщеплению линии. Интенсивности излучения мод совпадают лишь при симметричном положении мод относительно центра атомной линии. Особенностью этого метода является возможность генерации в широкой области частот вне центра атомного перехода. Эта схема успешно применена для стабилизации частот линий 6328 \AA и $1,153 \text{ мкм}$ He — Ne-лазера и линии $2,65 \text{ мкм}$ Xe-лазера. Наилучшие результаты получены для Xe-лазера, для которого стабильность 10^{-10} в течение 100 сек ⁹¹. На рис. 14 показан частотный дрейф этого лазера со схемой стабилизации и без нее, а также характеристика дискриминатора частоты, основанного на этом методе.

В работе ⁹² был предложен метод стабилизации частоты лазера, основанный на фазовой модуляции излучения в резонаторе с частотой, равной частотному интервалу между аксиальными модами лазера. В результате такого возмущения фазы первоначальные моды лазера исчезают и на месте их возникают несущая и боковые полосы. Излучение лазера становится свободным от характерных шумов многомодового лазера. Однако в излучении остаются небольшие биения с частотами, кратными частоте модуляции фазы. Уровень биений на основной гармонике критичен к полному дрейфу частоты несущей относительно центра доплеровской линии. Этот эффект можно использовать для настройки частоты генерации на центр атомного резонанса. В работе ⁹³ этим методом достигнута долговременная стабильность 10^{-8} He — Ne-лазера.

3. Стабилизация частоты по внешнему резонансному элементу

Ряд методов использует для стабилизации внешний резонансный элемент (поглощающую или усиливающую ячейку, оптический резонатор). Так, в работе ⁹⁴ в качестве резонансного элемента использовалась поглощающая неоновая ячейка, через которую пропусклся луч He — Ne-лазера на $\lambda = 6328 \text{ \AA}$. В присутствии магнитного поля среда в ячейке становилась дихроичной для поляризованного по кругу света. Разность поглощения света левой и правой поляризации определяется расстройкой

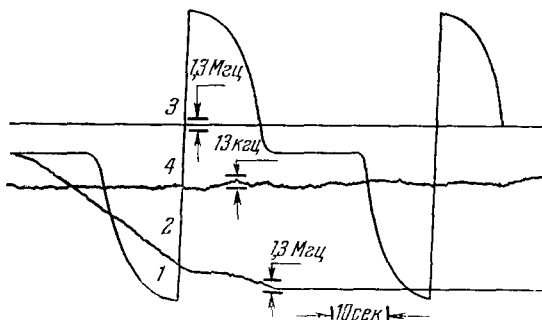


Рис. 14. Дрейф частоты Xe-лазера на $\lambda = 2,65 \text{ мкм}$. Кривая 1 — зависимость выходного сигнала дискриминатора от настройки резонатора. Кривые 2 и 4 представляют дрейф частоты со схемой стабилизации и без нее. Кривая 4 — кривая 2 с увеличенным в 100 раз масштабом частоты. Зеемановское расщепление 685 МГц , расстояние между аксиальными модами 726 МГц ⁹¹.

частоты излучения относительно частоты центра линии поглощения ω_0 (в отсутствие магнитного поля) (рис. 15). В магнитном поле 350 гс линия расщепляется на 1,2 Гц. Пропуская через ячейку свет левой и правой круговой поляризации, можно найти частоту центра линии ω_0 . Два стабилизированных этим методом независимых лазера имели стабильность 10^{-9} . С помощью двух таких лазеров исследовалась зависимость частоты от давления, разрядного тока и величины магнитного поля²⁶. Улучшение стабильности можно получить, если вместо поглощающей ячейки использовать усиливающую ячейку с зеемановским расщеплением линии усиления⁹⁵.

В качестве внешнего резонансного элемента можно использовать интерферометр Фабри — Перо с высокой добротностью⁹⁶. Оптический резонатор обладает плохой абсолютной долговременной стабильностью. Однако по нему можно стабилизировать несколько лазеров и получать высокую относительную стабильность. В работе⁹⁷ два лазера были стабилизированы по внешнему интерферометру с колеблющимся зеркалом и была достигнута относительная стабильность $2 \cdot 10^{-10}$. Вместо внешнего интерферометра можно вводить интерферометр внутрь оптического резонатора. В этом случае одновременно достигается одомодовая генерация при относительно длинном резонаторе⁹⁸. Два независимых лазера, стабилизированных этим методом, имели стабильность частоты $5 \cdot 10^{-8}$.

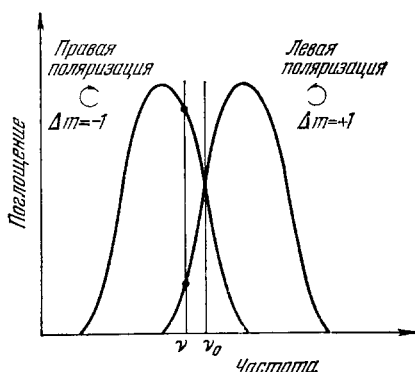


Рис. 15. Форма линии поглощения $\lambda = 6328 \text{ \AA}$ He — Ne-разрядной трубки в присутствии аксиального магнитного поля⁹⁴.

Интересная комбинация двух резонансных элементов с атомным резонансом и резонансом интерферометра Фабри — Перо для стабилизации частоты предложена в работе⁹⁹. Атомный резонансный элемент обладает хорошей долговременной стабильностью, но ширина резонанса довольно велика (порядка 1 Гц в оптическом диапазоне). Для точной настройки на центр резонанса необходимо относительно большое время, но в этом случае не удастся компенсировать кратковременные флуктуации частоты. С другой стороны, резонансный элемент в виде высокодобротного интерферометра Фабри — Перо имеет довольно узкий резонанс (до 10 МГц), хорошую кратковременную стабильность, но недостаточно хорошую долговременную стабильность частоты. Достоинства обоих резонансов можно соединить, если частоту лазера стабилизировать по резонансу внешнего интерферометра, а резонанс интерферометра стабилизировать по атомному резонансному элементу. Первая цепь обратной связи (лазер — интерферометр) обладает широкой полосой пропускания и отрабатывает кратковременные флуктуации частоты. Вторая цепь обратной связи (интерферометр — атомный резонансный элемент) имеет узкую полосу пропускания и отрабатывает медленный дрейф резонанса интерферометра. Предварительные измерения стабильности частоты двух лазеров, стабилизированных этим методом, показали, что стабильность лучше $3 \cdot 10^{-10}$ за секунду и $2 \cdot 10^{-9}$ за 10^3 сек, а воспроизводимость $2 \cdot 10^{-9}$ ¹⁰⁰.

В работе³² в качестве внешнего резонансного элемента предложено использовать пучок поглощающих молекул. В этом случае одновременно достигается высокая чувствительность и высокая абсолютная стабильность частоты резонанса. Схема стабилизации частоты лазера по пучку молекул

приведена на рис. 16. Реальный угловой раcтвор пучка молекул (в плоскости направлений распространения молекул и фотонов) $\varphi_0 \gg \lambda/a$, где λ — длина волны излучения, a — диаметр луча лазера. Поэтому ширина линии поглощения пучка $\Delta\nu/\nu_0 \cong \varphi_0\nu_0/c$, где ν_0 — средняя скорость молекул. Расходимость пучка в перпендикулярной плоскости незначительна. Настройка частоты лазера ν_1 на центр линии поглощения пучка ν_0 может осуществляться стандартными способами. Например, при модуляции

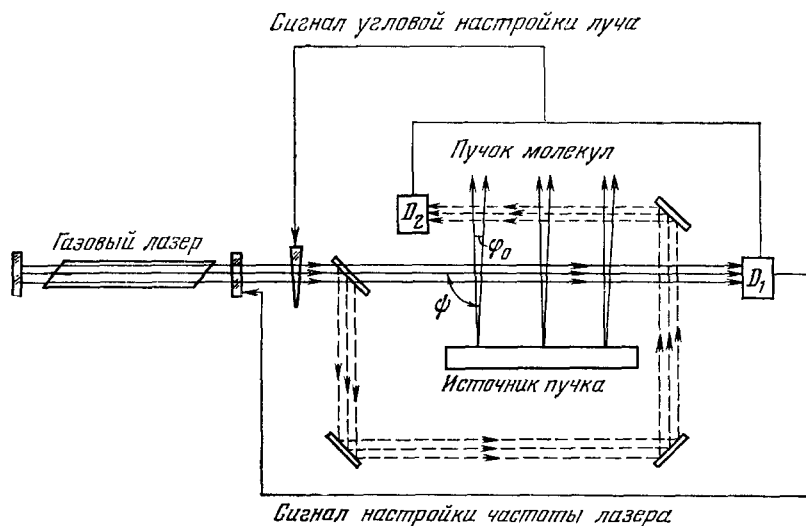


Рис. 16. Схема стабилизации частоты лазера по линии поглощения пучка молекул ³².

частоты лазера $\nu(t) = \nu_0 + \delta\nu \cos \Omega t$ на детектор D_1 поступает модулированное по интенсивности излучение. Амплитуда модуляции с частотой Ω пропорциональна рассогласованию $\nu_1 - \nu_0$ и может использоваться для подстройки частоты лазера. Точность настройки в современных схемах $(\nu_1 - \nu_0) \lesssim 10^{-3} \Delta\nu$. При $\Delta\nu/\nu_0 \cong 10^{-8}$ стабильность частоты лазера будет лучше 10^{-11} .

Однако в рассматриваемом случае имеется следующая особенность. Частота центра линии поглощения светового луча пучком молекул ν_1 зависит от угла ψ между направлением луча лазера и средним направлением пучка молекул

$$\nu_1 = \nu_0 \left(1 - \cos \psi \frac{v_0}{c} \right). \quad (5,1)$$

Для получения $|(\nu_1 - \nu_0)/\nu_0| \lesssim 10^{-12}$ необходимо, чтобы $|(\pi/2) - \psi| \lesssim 10^{-4} - 10^{-5} \text{ рад}$. Это достаточно жесткое требование к схеме. Однако перпендикулярную ориентацию луча лазера и пучка молекул с такой точностью можно поддерживать автоматически следующим методом. Часть луча лазера отводится и пропускается через пучок строго в обратном направлении (пунктир на рис. 16). Частота центра линии поглощения второго луча определяется выражением

$$\nu_2 = \nu_0 \left(1 + \cos \psi \frac{v_0}{c} \right). \quad (5,2)$$

Ясно, что характер модуляции сигнала второго детектора D_2 такой же, как и сигнала первого детектора, лишь при $\nu_1 = \nu_2$, т. е. при $\cos \psi = 0$. Предполагается, что интенсивность излучения лазера недостаточна для

насыщения поглощения, и поэтому перекрестная модуляция второго луча за счет первого отсутствует. Путем сравнения сигналов двух детекторов можно осуществлять автоматическую угловую настройку луча лазера относительно пучка молекул. Эта схема стабилизации, по-видимому, позволит достигнуть стабильности частоты лазера 10^{-11} — 10^{-12} . Конечно, этот метод применим к лазерам, для которых можно подобрать поглощающие атомы или молекулы. Помимо этого необходимо, чтобы пучок обладал заметным поглощением при разумных потоках молекул. Ряд подходящих пар приведен выше в п. 5 гл. II, п. 4 гл. III.

Отметим, что дальнейшее повышение стабильности может быть получено путем своеобразного соединения стабилизированного по пучку молекул лазера и пучкового лазера с когерентной накачкой, описанного

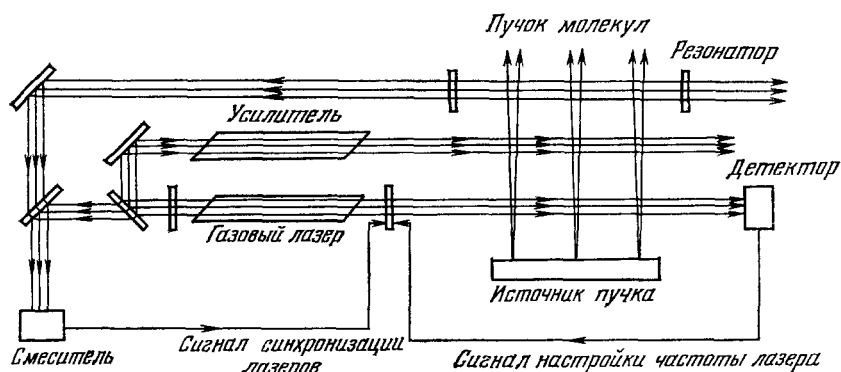


Рис. 17. Схема возможной комбинации стабилизированного по пучку молекул газового лазера и пучкового лазера с когерентной накачкой, имеющих общий пучок молекул ³².

в гл. II. Возможная схема такой комбинации лазеров приведена на рис. 17. Излучение стабилизированного газового лазера усиливается квантовым усилителем до величины, достаточной для импульсной инверсии молекул при пересечении луча. Необходимая на выходе усилителя интенсивность излучения определяется выражением (2,7). После возбуждения пучок обладает предельно узкой линией усиления, ширина которой определяется лишь временем пролета молекул τ_0 через возбуждающий луч (10^4 — 10^5 гц). Пучок возбужденных атомов поступает в резонатор, а генерируемый пучковым лазером луч синхронизируется по частоте с лучом стабилизированного газового лазера. Стабильность такой схемы высока за счет узости линии усиления пучка молекул. Кроме того, в такой комбинированной схеме режим самовозбуждения является «мягким».

4. Метод авторезонансной обратной связи

В рассмотренных выше методах стабилизации частоты коррекция частоты лазера осуществляется с помощью внешней цепи обратной связи. Имеется принципиальная возможность отказаться от этого, если внести в лазер элемент, осуществляющий автоматически настройку частоты генерации на центр линии усиления. Это возможно с помощью метода авторезонансной обратной связи, предложенного в работе ³³. Под авторезонансной обратной связью понимается обратная связь при отражении световой волны от пространственной фазовой решетки, возникающей в среде под действием собственной стоячей световой волны лазера. «Авторезонатор» в виде зеркала и нелинейной пространственной решетки обла-

дает свойством самонастраиваться на центр резонанса активной среды лазера.

Схема лазера с авторезонансной обратной связью приведена на рис. 18. Резонатор образован зеркалом и пространственной фазовой решеткой. Фазовая решетка — среда с периодическим изменением в пространстве показателя преломления — возникает в нелинейной среде под действием стоячей световой волны $A \cos kz$. Если показатель преломления среды квадратично зависит от напряженности световой волны, то фазовая решетка имеет вид

$$n(z) = n_0 + \delta n(A^2) \cos^2 kz. \quad (5,3)$$

К изменению показателя преломления в световом поле приводят различные механизмы нелинейности: тепловой, стрикционный, электрооптический и др. (см., например, обзор¹⁰¹). Фазовая решетка (5,3) резонансно

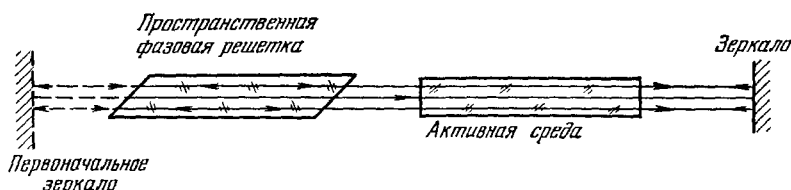


Рис. 18. Схема лазера с авторезонансной обратной связью.

Пунктиром обозначено зеркало, которое «отключается» после возникновения пространственной фазовой решетки¹⁰¹.

отражает в обратном направлении световую волну с волновым вектором k . Коэффициент отражения R в области $R \ll 1$ определяется выражением

$$R = \pi \frac{l}{\lambda} \delta n(A^2), \quad (5,4)$$

где l — толщина нелинейной среды. Если учесть, что в данном случае амплитуда стоячей волны A связана с амплитудой бегущей волны A_0 соотношением $A^2 = \sqrt{R} A_0^2$, окончательно коэффициент отражения равен

$$R = \left[\pi \frac{l}{\lambda} \delta n(A_0^2) \right]^2, \quad (5,5)$$

а порог генерации определяется обычным соотношением $rR(A_0^2)K^2 = 1$, где r — коэффициент отражения зеркала, K — коэффициент усиления активной среды на проход. Лазер с авторезонансной обратной связью является колебательной системой с жестким режимом самовозбуждения, так как $R(A_0 = 0) = 0$. Для его самовозбуждения необходимо первоначальное световое поле с амплитудой A_0 , достаточной для образования фазовой решетки с коэффициентом отражения $R(A_0^2) \geq 1/K^2r$. Для этого достаточно, в принципе, предварительно получить генерацию лазера с резонатором, образованным двумя зеркалами (см. рис. 18), а затем одно из зеркал выключить.

Динамические свойства и стабильность частоты при флуктуационных движениях зеркала исследованы в работе¹⁰². Показано, что собственная частота резонатора определяется частотой генерируемого излучения, а частота генерации в стационарном режиме совпадает с центром линии усиления. Стабильность частоты существенно определяется соотношением между постоянной времени τ (инерционностью) фазовой решетки и максимальной частотой Ω_{\max} флуктуационных движений зеркала.

Если $\Omega_{\max} \tau \ll 1$, то стабильность равна

$$\frac{\Delta\nu}{\nu} = \frac{\delta L}{L} \Omega_{\max} \tau \frac{\Delta\omega_a}{\Delta\omega_p}, \quad (5,6)$$

где $\delta L/L$ — относительная средняя величина смещений зеркала относительно фазовой решетки, $\Delta\omega_a$ и $\Delta\omega_p$ — ширина линий усиления и резонатора соответственно.

Таким образом, существенный выигрыш в стабильности частоты можно получить при $\Omega_{\max} \tau \Delta\omega_a/\Delta\omega_p \ll 1$. Для тепловой фазовой решетки постоянная времени определяется выражением¹⁰²

$$\tau \cong \frac{c\rho}{\kappa(2k)^2}, \quad (5,7)$$

где c , ρ и κ — теплоемкость, плотность и теплопроводность среды фазовой решетки соответственно. Реально можно получить $\tau \cong 10^{-5} - 10^{-6}$ сек. При флуктуациях расстояния между решеткой и зеркалом с частотами до $10^3 - 10^4$ сек⁻¹ авторезонансная обратная связь может дать выигрыш в стабильности частоты на два-три порядка. Основные трудности в экспериментальном осуществлении такой схемы, по-видимому, заключаются в получении достаточно большого усиления на проход при плотности мощности до вт/см^2 и предотвращении самовозбуждения генератора за счет других видов обратной связи.

5. Перспективы

В настоящее время разработаны весьма чувствительные методы стабилизации частоты генерации на центр линии. Например, в газовом лазере в магнитном поле удается определять центр атомной линии с точностью 10^{-5} от ширины линии⁸⁹. Поэтому принципиально можно получить хорошую стабильность и при плохом значении фактора стабильности S . Однако методами стабилизации удастся получить достаточно высокой лишь кратковременную стабильность. Долговременная стабильность частоты во всех существующих стабилизированных лазерах не лучше 10^{-9} . Это, по-видимому, естественно объясняется тем, что стабилизированные газовые лазеры и резонансные ячейки имеют давление в несколько *тор* и возбуждаются разрядом в газе. Экспериментально обнаружена заметная зависимость центра атомной линии от давления (от нескольких *Мгц* до десятков *Мгц* на 1 *тор*^{26, 27, 86}, от величины разрядного тока (несколько *Мгц* на 1 *ма*²⁶) или мощности накачки p ($5 \cdot 10^{-7} \Delta p/p$)⁸⁸. Для получения долговременной стабильности частоты 10^{-11} в существующих стабилизированных лазерах потребовалась бы чрезвычайно высокая стабильность давления (до 0,1%), мощности возбуждения и т. д., что, по-видимому, практически недостижимо.

Хорошую долговременную стабильность можно получить, стабилизируя частоту газовых лазеров с низким давлением газа. Примером такого лазера является пезиевый лазер с оптической накачкой (давление газа около 10^{-2} *тор*)^{80, 81}. Поэтому прогресс стабилизированных лазеров будет определяться тем, удастся ли разработать газовые активные среды с очень низким давлением. Одна из возможностей такого рода рассмотрена выше в п. 6 гл. IV²⁹. Аналогичным требованиям должен удовлетворять и внешний резонансный элемент. Наиболее эффективно, хотя практически и не всегда удобно, применение пучка поглощающих молекул³². В этом случае можно ожидать высоких значений кратко- и долговременной стабильности.

VI. АБСОЛЮТНОЕ ИЗМЕРЕНИЕ ЧАСТОТЫ СВЕТОВЫХ КОЛЕБАНИЙ

1. Измерение длины волны и частоты электромагнитных колебаний

В радиодиапазоне вплоть до СВЧ нетрудно измерить частоту электромагнитных колебаний. Это связано с тем, что существуют детекторы с постоянной времени значительно более короткой, чем период колебаний. С помощью радиоинтерферометров можно измерить длину волны колебаний, но точность измерения длины волны значительно ниже, чем частоты. В оптическом диапазоне ситуация как раз обратная. Длительность периода световых колебаний одного порядка с длительностью периода колебаний электронов в атомах и молекулах, и поэтому непосредственно измерить частоту световых колебаний не удастся. С другой стороны, большое отношение базы интерферометра к длине световой волны позволяет точно (до 10^{-8}) измерить длину световой волны. Абсолютная точность измерения длины световой волны принципиально определяется точностью криптонового стандарта длины¹⁸. Значение частоты световых колебаний получают из данных о длине волны и значения скорости света, известного с точностью до 10^{-6} :

$$c = (2,997925 \pm 0,000004) \cdot 10^{10} \text{ см/сек}^{103}.$$

В этом смысле между методами радио- и оптического диапазонов имеется принципиальная разница. В результате прогресса, достигнутого в последние годы в области квантовой электроники и, в частности, разработки методов генерации когерентных колебаний в оптическом диапазоне, этот разрыв значительно сократился. Однако частота световых колебаний еще не измерена. Дальнейшее развитие методов квантовой электроники и нелинейной оптики, по-видимому, позволит решить и эту задачу.

Так, например, недавно Джавану с сотрудниками удалось измерить абсолютную частоту четырех лазерных переходов в субмиллиметровой области^{104, 105}. В работе¹⁰⁴ были измерены частоты линий 337 мкм и 311 мкм CN-газового лазера непрерывного действия¹⁰⁶ путем смещения этих линий с 12-й и 13-й гармониками клистрона, имевшего частоту 75 Гц. Точность измерения составляла несколько частей от 10^7 . Найденные частоты генерации равны:

$$\nu_1 = 890,7595 \text{ Гц}, \quad \nu_2 = 964,3123 \text{ Гц}.$$

В работе¹⁰⁵ удалось измерить частоты линий 190 мкм и 194 мкм D₂O- и C₂N₂-лазеров¹⁰⁷. Измерение осуществлялось путем смещения с 22-й и 23-й гармониками 70-Гц клистрона. Найденные частоты генерации равны:

$$\nu_1 = 1578,279 \text{ Гц} \quad \text{и} \quad \nu_2 = 1539,756 \text{ Гц}.$$

Ошибка измерения составляла 1,5 МГц и определялась стабильностью центра лазерных линий. Эти эксперименты являются первым этапом на пути дальнейшего измерения частот субмиллиметрового, инфракрасного и оптического диапазонов. Продвинувшись в измерении частоты дальше в коротковолновую область можно путем преобразования частоты колебаний субмиллиметрового диапазона до частот оптического диапазона (последовательное когерентное умножение частоты) или путем преобразования частоты световых колебаний до субмиллиметрового диапазона (последовательное когерентное деление частоты). Ниже обсуждаются возможности осуществления этих методов.

2. Методы когерентного умножения частоты

Метод последовательного умножения частоты *) для измерения частоты световых колебаний предлагался еще Таунсом¹⁹. Сущность его сводится к следующему. Колебание частоты ν_1 воздействует на нелинейный элемент, находящийся в резонаторе квантового генератора, частота генерации которого ν_2 близка к частоте $2\nu_1$ второй гармоники колебания (рис. 19, а). Нелинейный элемент (удвоитель частоты) можно поместить

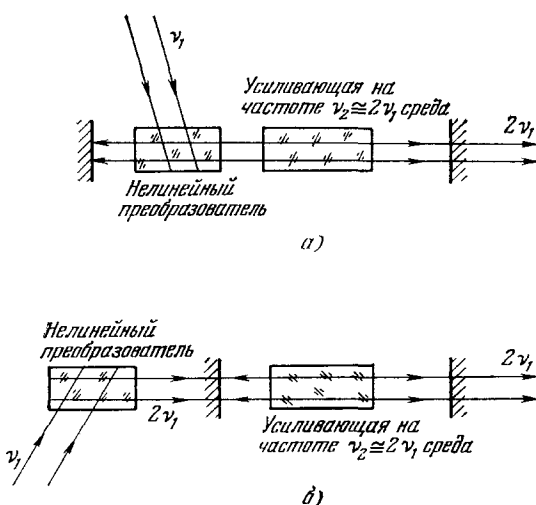


Рис. 19. Схемы когерентного удвоения частоты колебаний с внутренним (а) и внешним (б) нелинейным преобразователем частоты.

также вне резонатора и слабым сигналом второй гармоники воздействовать на квантовый генератор (рис. 19, б). Слабый сигнал на частоте $2\nu_1$ «захватывает» частоту генерации ν_2 , и в результате возникают интенсивные колебания на частоте $2\nu_1$, когерентные с колебаниями на частоте ν_1 . Затем эта процедура повторяется несколько раз. Для того чтобы перекрыть диапазон частот от Ω до $\omega \gg \Omega$, необходимо сделать $N = 3,3 \lg(\omega/\Omega)$ последовательных удвоений частоты. Например, для перекрытия диапазона от 100 мкм до 1 мкм необходимо 7 удвоений частоты.

Для осуществления режима захвата частот

частоты ν_2 должна быть достаточно близка к частоте $2\nu_1$. Если η — отношение интенсивности синхронизирующего сигнала на частоте $2\nu_1$ второй гармоники к интенсивности синхронизируемого излучения, то полоса захвата определяется соотношением¹⁰⁸

$$|\nu_2 - 2\nu_1| \cong \eta \frac{c}{L} = \nu_2 \eta \frac{\lambda_2}{L}, \quad (6,4)$$

где L — длина резонатора. При мощности лазеров в непрерывном режиме порядка 1–10 Вт можно рассчитывать на коэффициент преобразования нелинейного элемента порядка 10^{-4} ^{109, 110}. При столь малых значениях η относительная полоса захвата весьма мала ($\Delta\nu/\nu \cong 10^{-8} - 10^{-11}$ при $\lambda/L \cong 10^{-4} - 10^{-5}$), и, следовательно, потребуются предварительная стабилизация частот генерации лазеров на промежуточных частотах ν , 2ν , 4ν и т. д.

Другой серьезной трудностью является подбор активных сред на последовательности кратных частот ν , 2ν , 4ν и т. д. Если иметь в виду лазерные линии атомов и молекул, то совпадение линий даже для одной пары (ν , 2ν) происходит довольно редко. Например, в работе¹¹¹ при анализе 880 лазерных переходов было подобрано всего 11 пар длин волн λ_1 и λ_2 , совпадающих с точностью до $\pm 1 \text{ \AA}$. Найденные в этой работе пары переходов приведены в таблице. Вероятность совпадения оказалась равной примерно 10^{-2} . Следовательно, вероятность подобрать цепочку из 5 последовательных пар ($\nu \rightarrow 2\nu \rightarrow \dots \rightarrow 64\nu$) составляет 10^{-10} .

*) Умножение частоты в радиодиапазоне подробно рассмотрено в книге¹⁴³.

Проще выполнить условие совпадения кратных частот в полупроводниковых активных средах ¹¹². Ширины линий усиления полупроводников весьма велики (порядка kT ¹¹²), а положение линии усиления перестраивается в широких пределах с помощью тройных полупроводниковых

Пары лазерных переходов на кратных частотах
(основная частота и вторая гармоника;
точность совпадения волн $\Delta\lambda = \pm 1 \text{ \AA}$)¹¹¹

Основная частота		Вторая гармоника	
газ	в ед. \AA	газ	в ед. \AA
Ксенон	4954,10	Ксенон	2477,18
Хлор	6094,74	Аргон	3047,0
»	6094,74	Кислород	3047,15
Иод	6127,0	»	3063,46
Окись угле-	6611,5	Ксенон	3305,92
рода			
То же	6613,5	»	3306,4
Азот	8886,5	Криптон	4443,28
»	10449,3	Ртуть	5225,0
Неон	11180,6	Окись уг-	
»		лерода	5590,6
Криптон	21165,0	Ртуть	10583,0
Иод	32360,0	Аргон	16180,0

соединений ⁴¹, давления ¹¹³ и магнитного поля ¹¹⁴. Для иллюстрации на рис. 20 показаны области частот генерации полупроводниковых инжекционных лазеров по данным на конец 1967 г. Как видно, полупроводники

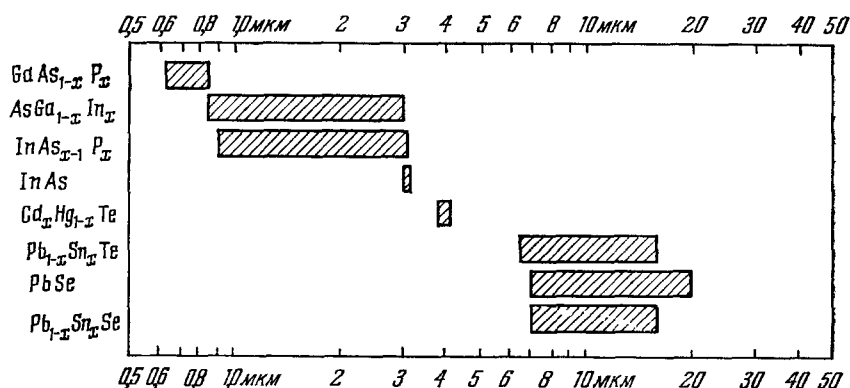


Рис. 20. Области перестройки частоты генерации различных полупроводниковых инжекционных лазеров.

InAs-лазер перестраивается магнитным полем 9 кэс на 100 \AA ¹¹⁴, PbSe-лазер перестраивается давлением 20 кбар до 21 мк ¹¹¹, остальные лазеры — изменением состава полупроводникового соединения ⁴¹.

перекрывают почти весь диапазон от далекой инфракрасной области до видимой. В случае полупроводников имеются два облегчающих обстоятельства. Во-первых, отношение λ/L и, следовательно, полоса захвата частоты могут быть на 3—4 порядка выше, чем для газовых лазеров. Например, в работе ¹¹⁵ осуществлен ультратонкий (толщина 2—4 мкм) CdSe-лазер на линии $\lambda = 6894 \text{ \AA}$ с оптическим возбуждением инжекционным лазером. Во-вторых, в инжекционных лазерах возможна внутренняя генерация

второй гармоники в самом активном веществе с коэффициентом преобразования до 10^{-4} ^{116, 117}. Тем не менее осуществление цепочки когерентного умножения частоты с помощью полупроводников потребует существенного улучшения параметров полупроводниковых лазеров, в частности создания одномодовых полупроводниковых лазеров непрерывного действия на заданной стабилизированной частоте генерации и полупроводниковых оптических усилителей.

Рассмотренная схема когерентного умножения частоты путем последовательного удвоения основана на известных экспериментальных данных. В частности, предполагается, что существует лишь «слабая» оптическая нелинейность, т. е. нелинейность, приводящая к очень малому изменению

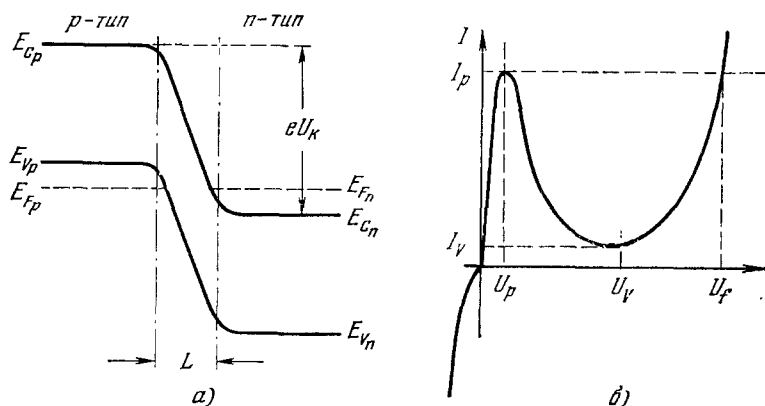


Рис. 21. Схема энергетических зон в $p-n$ -переходе (а) и вольт-амперная характеристика (б) туннельного диода.

параметров волн на ее длине. В этом случае существенное искажение волны наступает при накоплении искажений на значительных расстояниях и в условиях пространственного синхронизма взаимодействия ^{109, 110}. Принципиально возможно существование «сильной» оптической нелинейности, когда существенное искажение волны происходит на расстояниях, сравнимых с ее длиной. Сейчас трудно указать конкретные механизмы «сильной» оптической нелинейности. Однако можно попытаться обсудить один из эффектов, который из-за весьма малой инерционности (порядка светового периода) является возможным кандидатом на эту роль. Имеется в виду туннельный эффект прохождения электронов через очень тонкий барьер ¹¹⁸, в частности $p-n$ -переход туннельного диода ¹¹⁹ в поле световой волны. Схема энергетических зон в $p-n$ -переходе изображена на рис. 21, а. Электроны из зоны проводимости могут попасть в валентную зону без затраты энергии за счет туннелирования через барьер $p-n$ -перехода. Внешнее напряжение изменяет лишь вероятность туннелирования из зоны проводимости в валентную зону и наоборот, и в результате возникает ток через $p-n$ -переход. Вольт-амперная характеристика туннельного диода изображена на рис. 21, б ¹²⁰. Существенной особенностью $p-n$ -перехода туннельного диода является его малая толщина L (100—200 Å) при концентрации примесей 10^{18} — 20^{20} см⁻³ ¹²⁰. В результате характерное время пролета электрона через переход $\tau = L/v_e$ (v_e — скорость электрона) может быть весьма мало. Например, при $L = 100$ Å и $v_e \approx 10^8$ см/сек это время составляет 10^{-14} сек, т. е. одного порядка с периодом световых колебаний. Пусть на $p-n$ -переход туннельного диода падает электромагнитная волна, поляризованная в плоскости, перпенди-

кулярной $p - n$ -переходу, и имеющая частоту $\nu \ll 1/\tau$. Из-за перегиба характеристики туннельного диода в начале координат величина тока через переход в положительный и отрицательный полупериоды будет различной. Следовательно, спектр тока будет содержать вторую и высшие гармоники, амплитуда которых зависит от интенсивности излучения. Для увеличения амплитуды второй гармоники можно применить так называемый «обращенный» туннельный диод, у которого полупроводник вырожден только по одну сторону $p - n$ -перехода, так как в этом случае перегиб характеристики вблизи начала координат особенно резок¹²¹. Старшие гармоники тока можно получить, если одновременно на диод подать постоянное напряжение смещения, так, чтобы рабочая точка сместилась к максимуму характеристики (точка U_p на рис. 21, б). Во всех этих случаях спектр тока содержит гармоники, максимальное число которых в принципе равно $N \cong 1/2\tau\nu$. Их относительная интенсивность определяется нелинейностью характеристики в рабочем диапазоне амплитуд поля. Конечно, использовать столь высокочастотные осцилляции тока непосредственно вряд ли возможно, так как в глубине полупроводника они существенно сглаживаются. Однако в окрестности $p - n$ -перехода, в области с глубиной порядка размера скин-слоя, осцилляции тока должны привести к излучению во внешнее пространство электромагнитных волн на спектральных компонентах, соответствующих спектру тока через $p - n$ -переход. Интенсивность такого излучения, особенно на высших гармониках, по-видимому, невелика.

3. Методы когерентного деления частоты

Когерентное деление частоты световых колебаний можно осуществить с помощью параметрического взаимодействия волн в оптических параметрических генераторах. Параметрические генераторы световых волн были предложены в работах^{122, 123} и недавно осуществлены в ряде лабораторий (см.⁸²). Не останавливаясь на принципе действия и устройстве таких генераторов, которые подробно рассмотрены в обстоятельном обзоре⁸², заметим, что в параметрическом генераторе осуществляется когерентное преобразование интенсивной световой волны частоты ω в волны с частотами ω_1 и ω_2 , удовлетворяющими условию

$$\omega = \omega_1 + \omega_2. \quad (6,2)$$

В вырожденном параметрическом генераторе происходит точное деление частоты нацело: $\omega_1 = \omega_2 = \omega/2$. Осуществляя последовательное когерентное деление частоты в цепочке N параметрических генераторов, можно получить частоту $\Omega = \omega/2^N$, измеримую радиотехническими средствами. Можно измерить частоту световых колебаний также с помощью цепочки невырожденных параметрических генераторов. Применение невырожденных генераторов существенно облегчает подбор оптических усилителей на промежуточных частотах. Наименьшее число параметрических генераторов необходимо в том случае, когда вырождение настолько мало, что разностная частота световых колебаний $\Omega_1 = \omega_2 - \omega_1$ измерима радиотехническими средствами. Схема измерения частоты с помощью цепочки параметрических генераторов с небольшим вырождением приведена на рис. 22. Частота исходного колебания после N делений определяется соотношением

$$\omega = 2^N (\Omega_N + \Omega_{N+1}) + 2^{N-1} \Omega_{N-1} + 2^{N-2} \Omega_{N-2} + \dots + \Omega_1, \quad (6,3)$$

где $\Omega_1, \Omega_2, \dots, \Omega_{N+1}$ — частоты, измеримые радиотехническими средствами.

Отметим, что может оказаться целесообразной комбинацией одновременное деление и умножение частоты для перекрытия всего диапазона от 1 до 100 мкм. Например, частоту мощного CO₂-лазера ¹²⁴ на линии $\lambda = 10,6$ мкм или $\lambda = 9,6$ мкм можно разделить 3—4 раза с помощью

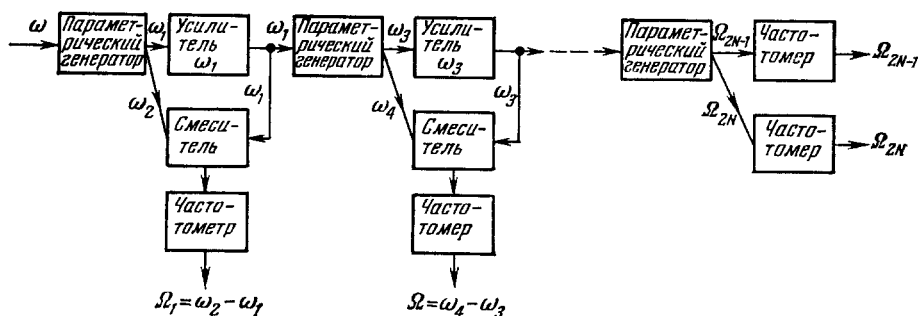


Рис. 22. Схема измерения световой частоты с помощью цепочки параметрических генераторов с малым вырождением.

параметрических генераторов и тем самым перекрыть диапазон 10—100 мкм. С другой стороны, частоту этого мощного лазера реально удвоить 3—4 раза и тем самым перекрыть диапазон около 1—10 мкм.

В заключение отметим, что прогресс в абсолютном измерении частоты световых колебаний существенно определяется дальнейшим прогрессом нелинейной оптики.

4. Точность абсолютного измерения частоты света

Во введении было отмечено, что в оптическом диапазоне принципиально достижима более высокая точность измерения частоты при заданном времени наблюдения, чем в радиодиапазоне. Однако из-за отсутствия прямых методов измерения оптических частот реализовать это преимущество непосредственно также невозможно. Действительно, пусть оптическая частота ω измеряется путем сравнения с n -й ($n \gg 1$) гармоникой радиочастотного колебания Ω :

$$\omega = n\Omega + \Omega', \quad (6,4)$$

где Ω' — измеряемая разность оптической частоты и n -й гармоники. Если точности измерения радиочастот Ω и Ω' равны $\Delta\Omega$ и $\Delta\Omega'$ соответственно, то относительная точность измерения оптической частоты

$$\frac{\Delta\omega}{\omega} = \frac{\Delta\Omega}{\Omega} + \frac{\Delta\Omega'}{\omega} \approx \frac{\Delta\Omega}{\Omega}. \quad (6,5)$$

Таким образом, относительная точность измерения оптической частоты не превышает точности измерения радиочастоты $\Delta\Omega/\Omega$. Для достижения точностей порядка 10^{-14} потребуются чрезвычайно большие времена измерения.

Эту трудность можно обойти, если измерять оптическую частоту ω путем сравнения с частотой ω_0 оптического гетеродина, обладающего высокой стабильностью частоты в течение времени T , необходимого для абсолютного измерения его частоты с заданной точностью. Пусть частота оптического гетеродина $\omega_0(t)$ измеряется в течение времени T с помощью когерентного деления частоты ω_0 до частоты Ω или умножения частоты Ω

до ω_0 , а максимальная девиация частоты гетеродина за время T составляет $\delta\omega_T$. Тогда ошибка в измерении частоты ω определяется соотношением

$$\Delta\omega = \Delta\Omega' + \frac{\omega_0}{\Omega} \frac{1}{T} + \delta\omega_T, \quad (6,6)$$

где $\Delta\Omega'$ — ошибка в измерении разностной радиочастоты гетеродина и частоты ω ($\Delta\Omega' \cong 1/\tau$, τ — время измерения разностной частоты), $\omega_0/\Omega T$ — ошибка абсолютного измерения частоты гетеродина в течение длительного времени T . Относительная точность измерения частоты с помощью такой схемы равна

$$\frac{\Delta\omega}{\omega} = \frac{1}{\tau\omega} + \frac{1}{T\Omega} + \frac{\delta\omega_T}{\omega}. \quad (6,7)$$

Таким образом, точность измерения, по существу, определяется лишь стабильностью частоты оптического гетеродина в течение времени измерения T его абсолютной частоты. Если в качестве гетеродина использовать оптический стандарт частоты, то, по-видимому, реально рассчитывать на точности измерения $\Delta\omega/\omega \cong 10^{-13} - 10^{-14}$ за относительно короткие промежутки времени порядка секунды.

VII. НЕКОТОРЫЕ ВОЗМОЖНЫЕ ФИЗИЧЕСКИЕ ЭКСПЕРИМЕНТЫ С ПОМОЩЬЮ ОПТИЧЕСКИХ СТАНДАРТОВ ЧАСТОТЫ

1. Измерение скорости света

Точность измерения одной из основных физических констант, скорости света, в настоящее время составляет 10^{-6} . Точность измерения скорости света можно существенно повысить с помощью оптического стандарта частоты и схемы абсолютного измерения частоты света. Идея эксперимента проста¹⁹. Одновременное измерение с высокой точностью частоты и длины волны световых колебаний дает значение скорости света с точностью, с которой измерена длина волны и частота. Точность этого метода, по-видимому, будет ограничиваться скорее точностью измерения длины волны, а не частоты. Например, с помощью интерферометра с базой $L = 10^3$ см при точности измерения $\lambda/1000$ на длине волны $\lambda = 1$ мкм можно достигнуть точности $\Delta\lambda/\lambda \cong 10^{-10}$. Следовательно, вполне достаточно измерять частоту световых колебаний и иметь стабильность частоты стандарта порядка нескольких единиц 10^{-11} . В этом случае точность измерения скорости света будет составлять 10^{-10} . Это на два порядка выше точности настоящего стандарта длины¹⁸. Поэтому, располагая столь точным значением скорости света и имея стандарт времени с точностью лучше 10^{-10} , можно отказаться от независимого стандарта длины¹⁹.

Успех такого эксперимента зависит в основном от прогресса в абсолютном измерении частоты колебаний в видимом и инфракрасном диапазонах.

2. Проверка постоянства мировых констант

Рассматривая безразмерные комбинации фундаментальных физических констант, включая радиус и возраст Вселенной, Дирак высказал предположение¹²⁵ (см. также^{126, 127}), что из-за расширения Вселенной физические константы могут меняться со временем.

К этой же гипотезе можно подойти с другой точки зрения¹²⁸. Элементарные частицы вносят свой вклад в плотность массы и энергии и влияют, таким образом, согласно общей теории относительности, на кривизну

Вселенной. Оказывает ли кривизна Вселенной обратное воздействие на элементарную частицу? Если она меняется, то отражается ли это на массах частиц или на других их свойствах?

До настоящего времени нет каких-либо экспериментальных доказательств справедливости этой гипотезы. Более того, как отмечал Дирак¹²⁵, эта точка зрения противоречит и общей теории относительности, и специальной. Ряд возражений против этой точки зрения выдвинул Я. Б. Зельдович¹²⁹.

Однако до настоящего времени продолжают обсуждаться возможности экспериментальной проверки постоянства мировых констант. Так, Дике проанализировал целый ряд возможностей проверки этой гипотезы^{17, 126}. Одна из них связана с применением квантовых генераторов в качестве стандарта времени. Оптические стандарты частоты способны расширить возможности такого рода экспериментов.

Если эта гипотеза справедлива, то $\alpha = e^2/\hbar c$ и другие безразмерные отношения физических величин меняются со временем по мере расширения Вселенной. Обратная константа Хаббла равна $1,4 \cdot 10^{10}$ лет, т. е. на протяжении 1,4 года расстояния увеличиваются на 10^{-10} . За это время некоторые безразмерные физические константы могут претерпевать изменения, согласно гипотезе Дирака, не слишком отличающиеся по порядку от 10^{-10} . В этом случае, например, два метра ($L_1 = n_1 a_0$ — эталон длины в виде линейки, $L_2 = n_2 \hbar c / Ry$ — оптический эталон длины, где $a_0 = \hbar^2 / me^2$ — боровский радиус, $Ry = me^4 / 2\hbar^2$ — постоянная Ридберга, n_1 и n_2 — целые числа), отличающиеся безразмерным множителем $\hbar c / e^2 = 137,0366 \pm 0,0005$, больше не будут совпадать друг с другом. Для экспериментальной проверки постоянства $\hbar c / e^2$ необходимо сравнить два таких эталона длины с достаточно высокой степенью точности *).

Другая возможность экспериментальной проверки была указана Дике¹⁷ и заключается в сравнении частот двух высокостабильных квантовых генераторов, работающих на квантовых переходах различной природы, т. е. по-разному зависящих от мировых констант. Оптические стандарты частоты могут сделать реальной подстановку экспериментов по такой схеме. Ряд таких экспериментов обсуждается ниже.

Пусть мы располагаем стандартом радиочастоты, работающим на переходе между уровнями сверхтонкой структуры атома (например, водородный мазер на линии $\lambda = 21$ см³) и стандартом частоты в субмиллиметровом диапазоне, работающим на переходе между уровнями вращательной структуры (например, лазер на радикалах CN или OH^{64, 65, 106, 107}, но с весьма высокой стабильностью частоты). Что может дать сравнение частот этих квантовых генераторов? Частота водородного мазера определяется соотношением¹³¹

$$\omega_{\text{св.т}} = \frac{4}{3} \alpha^3 g_I \frac{m}{M} \frac{c}{a_0}, \quad (7,1)$$

где a_0 — радиус Бора, g_I — гиромагнитное отношение протона.

Частота вращательного перехода, например, для синглетного терма двухатомной молекулы определяется выражением¹³²

$$\omega_{\text{вр}} = \frac{\hbar}{I} (K + 1), \quad (7,2)$$

где I — момент инерции молекулы, K — вращательное квантовое число. Момент инерции молекулы $I \sim Ma_0^2$, и, следовательно, отношение частот

*) Недавно предпринята попытка астрономического наблюдения «постоянства» константы тонкой структуры по наблюдению спектра поглощения квазизвездного источника¹³⁰.

сверхтонкого и вращательного перехода определяется соотношением

$$\frac{\omega_{\text{св.т.}}}{\omega_{\text{вр}}} \sim \alpha^2 g_I. \quad (7,3)$$

Отсюда следует, что точное сравнение частот водородного мазера и лазера на вращательном переходе в течение достаточно длительного времени может дать информацию об изменении со временем величины $\alpha^2 g_I$, т. е. постоянной тонкой структуры и гиромагнитного отношения.

Аналогичный эксперимент можно провести с двумя стандартами частоты, работающими на переходах между вращательными и колебательными уровнями молекул. Частота колебательного перехода молекулы определяется выражением ¹³²

$$\omega_{\text{кол}} = \sqrt{\frac{K_0}{M}}, \quad (7,4)$$

где K_0 — упругая постоянная, M — масса молекулы. Упругую постоянную можно выразить через известные константы: $K_0 R^2 \sim E_e$, где R — амплитуда нормального колебания ($R \cong a_0$), E_e — электронная энергия ($E_e \cong Ry$). В результате для отношения частот вращательного и колебательного переходов находим

$$\frac{\omega_{\text{вр}}}{\omega_{\text{кол}}} \sim \sqrt{\frac{m}{M}}. \quad (7,5)$$

Точное сравнение частот двух таких стандартов в течение длительного времени может дать информацию о постоянстве другой безразмерной величины — отношения масс электрона и нуклона. Такую же информацию дает эксперимент по сравнению частот колебательного перехода молекулы и электронного перехода атома.

Для проведения описанных экспериментов достаточно создать стандарты частоты в субмиллиметровом и инфракрасном диапазоне со стабильностью лучше 10^{-11} в течение месяца.

Сравнение частоты субмиллиметрового стандарта с водородным мазером вполне возможно с помощью существующих экспериментальных методов ^{104, 105}. Для сравнения частоты стандартов на колебательных и вращательных переходах необходимо развитие методов абсолютного измерения частоты световых колебаний.

Создание высокостабильных оптических стандартов частоты, по-видимому, может существенно повысить точность интерферометрических измерений и тем самым способствовать прогрессу в экспериментальном обнаружении волн тяготения. Действительно, в основе всех методов обнаружения гравитационных волн (см. обзор ¹³⁵) лежит измерение весьма малых механических смещений тел ¹³⁶ или весьма малых изменений длины оптического пути луча ¹³⁷. Точность измерения малых механических смещений неоптическими методами в настоящее время составляет несколько частей 10^{16} ¹³⁸, т. е. значительно выше, чем точность оптических методов. С помощью оптических стандартов частоты, по-видимому, можно значительно увеличить точность оптических методов.

VIII. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

Оптические стандарты частоты — относительно новое и перспективное направление в квантовой радиофизике. В ближайшие годы можно ожидать значительного прогресса в этой области. Несомненно, будут найдены новые методы получения узких и сверхузких оптических спектральных линий,

созданы активные среды с очень низким давлением, разработаны эффективные методы абсолютного измерения частоты световых колебаний и т. д. Принципиально нет каких-либо ограничений, препятствующих созданию высокостабильных стандартов частоты в диапазонах частот от субмиллиметрового до видимого.

Физический институт им. П. Н. Лебедева
АН СССР

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

1. Н. Г. Басов, А. М. Прохоров, ЖЭТФ 27, 431 (1954); УФН 57, 485 (1955).
2. J. P. Gordon, H. J. Zeiger, C. H. Townes, Phys. Rev. 95, 282 (1954); Phys. Rev. 99, 1264 (1955).
3. H. M. Goldenberg, D. Kleppner, N. F. Ramsey, Phys. Rev. Lett. 5 361 (1960).
4. Н. Г. Басов, О. Н. Крохин, А. Н. Ораевский, Г. М. Страховский, Б. М. Чихачев, УФН 75, 3 (1961).
5. P. Davidovits, Appl. Phys. Lett. 5, 15 (1964).
6. R. E. Beehler, R. E. Mockler, J. M. Richardson, Metrol. 1, 114 (1965).
7. L. Essen, J. Parry, Phys. Trans. Roy. Soc., London, 250, 45 (1957).
8. M. E. Packard, B. E. Swartz, IRE Trans. on Instrumentation 1 (11), 215 (1962).
9. А. Н. Ораевский, Молекулярные генераторы, М., «Наука», 1964.
10. А. Н. Ораевский, Изв. вузов (Радиофизика) 6, 5 (1963).
11. A. O. McCoubrey, Proc. IEEE 54, 116 (1966).
12. A. L. Schawlow, C. H. Townes, Phys. Rev. 112, 1940 (1958).
13. Н. Г. Басов, О. Н. Крохин, Ю. М. Попов, УФН 72, 161 (1960).
14. А. М. Прохоров, ЖЭТФ 34, 1658 (1958).
15. T. H. Maiman, Nature 187, 493 (1960).
16. A. Javan, W. R. Bennett, Jr., D. R. Herriott, Phys. Rev. Lett. 6, 106 (1961).
17. R. H. Dicke, Quantum Electronics, ed. by C. H. Townes, Columbia Univ. Press, N.Y., 1960, стр. 572.
18. K. M. Baird, L. E. Howlett, Appl. Optics 2, 455 (1963).
19. C. H. Townes, Advances in Quantum Electronics, J. R. Singer, ed., N.Y., Columbia Univ. Press, 1961.
20. Ч. Таунс, Нобелевская лекция, УФН 88, 461 (1966).
21. Н. Г. Басов, Докторская диссертация (ФИАН, 1956).
22. R. H. Dicke, Phys. Rev. 89, 471 (1953).
23. Н. Г. Басов, В. С. Летохов, Письма ЖЭТФ 2, 6 (1965).
24. В. С. Летохов, Письма ЖЭТФ 6, 597 (1967).
25. Р. В. Амбарцумян, Н. Г. Басов, П. Г. Крюков, В. С. Летохов, Письма ЖЭТФ 3, 261 (1966).
26. A. D. White, Appl. Phys. Lett. 10, 24 (1967).
27. A. L. Bloom, D. L. Wright, Proc. IEEE 54, 1290 (1966).
28. В. С. Летохов, Б. Д. Павлик, ЖЭТФ 53, 1107 (1967); Препринт ФИАН, № 108 (1966).
29. В. С. Летохов, Препринт ФИАН (1968).
30. A. D. White, IEEE J. Quantum Electronics 1, 349 (1965).
31. G. Birnbaum, Proc. IEEE 55, 1015 (1967).
32. В. С. Летохов, Препринт ФИАН № 36 (1967).
33. В. С. Летохов, Письма ЖЭТФ 3, 413 (1966).
34. Л. Добрецов, А. Теренин, Naturwiss. 16, 656 (1928).
35. Н. Г. Басов, В. М. Прохоров, ЖЭТФ, 28, 249 (1955).
36. J. R. Singer, I. Grog, Bull. Amer. Phys. Soc. 7, 14 (1962).
37. Н. Г. Басов, А. Н. Ораевский, В. А. Щеглов, Письма ЖЭТФ 4, 61 (1966).
38. В. С. Летохов, Б. Д. Павлик, Препринт ФИАН (1968).
39. S. Yen, Helv. Phys. Acta 8, 225 (1935).
40. N. F. Ramsey, Phys. Rev. 78, 695 (1956).
41. N. Holonyak, A. F. Bevacqua, Appl. Phys. Lett. 1, 82 (1963).
42. K. Shimoda, T. C. Wang, C. H. Townes, Phys. Rev. 102, 1308, (1956).

- 43 B N Edwards, D E Burch, JOSA 55, 174 (1965)
- 44 H J Gerritsen, Physics of Quantum Electronics, Puerto-Rico Confer Proceed., 581 (1966)
- 45 K Sakurai, K Shimoda, M Takami, J Phys Soc of Japan, 21, 1838 (1966)
- 46 W R Bennett, Jr, Phys Rev 126, 580 (1962)
- 47 W E Lamb, Jr, Phys Rev 134A 1429 (1964)
- 48 R A McFarlane, W R Bennett, Jr, W E. Lamb, Jr, Appl Phys Lett 2, 189 (1963)
- 49 A Szoke A Javan, Phys Rev Lett 10, 521 (1963)
- 50 A Szoke, A Javan, Phys Rev 145, 137 (1966)
- 51 С Г Раутман, И И Собельман, УФН 90, 209 (1966)
- 52 S G Raytman, I I Sobelman, IEEE J Quantum Electronics QE 2, (1966)
- 53 P H Lee, M L Skolnick, Appl Phys Lett 10, 303 (1967)
- 54 В Н Лисицын, В П Чеботарев, ЖЭТФ 54, 419 (1968)
- 55 В С Летохов, Препринт ФИАН, № 135 (1967) ЖЭТФ 54, № 4 (1968)
- 56 F Bloch, Phys Rev 70, 460 (1946)
- 57 В М Фаин, Я И Ханин, Квантовая радиофизика, изд во «Сов радио», М., 1965
- 58 R Karplus, J Schwinger, Phys Rev 73, 1020 (1948)
- 59 D H Cloze, Phys Rev 153, 360 (1967)
- 60 Б Л Борович, В С Зуев, В А Щеглов ЖЭТФ 49, 1031 (1965)
- 61 O R Wood, S E Schwartz, Appl Phys Lett 11, 88 (1967)
- 62 В И Беспалов, Е И Якубович, Изв вузов (Радиофизика) 8, 909 (1965)
- 63 M S Feld, J H Parks, H R Schlossberg, A Javan, Proceeding Conference Physics of Quantum Electronics, San Juan, срр 567
- 64 M A Pollack, T J Bridges, A R Strand, Appl Phys Lett 10, 182 (1967)
- 65 M A Pollack, T J Bridges, W J Tomlinson, Appl Phys Lett 10, 253 (1967)
- 66 Р В Амбарцумян, Н Г Басов, П Г Крюков, В С Летохов, ЖЭТФ 51, 724 (1966), IEEE J Quantum Electronics QE 2, 436 (1966)
- 67 В С Летохов, Письма ЖЭТФ 5, 262 (1967)
- 68 В С Летохов, ЖЭТФ 53, 1450 (1967)
- 69 С Н Townes, Частное сообщение
- 70 И А Андропова, И Л Берштейн, В А Рогачев, ЖЭТФ 53, 1233 (1967)
- 71 А Веннберг, Е Вигнер, Физическая теория ядерных реакторов, М, ИЛ, 1961
- 72 Р В Амбарцумян, П Г Крюков, В С Летохов, ЖЭТФ 51, 1669 (1966)
- 73 А М Прохоров, Оптика и спектроскопия 14, 73 (1963)
- 74 A Yariv, V Leite, Journ Appl Phys 34, 3410 (1963).
- 75 Р В Амбарцумян, Н Г Басов, В С Летохов, Письма ЖЭТФ 7, № 3 (1968)
- 76 Р В Амбарцумян, П Г Крюков, В С Летохов, Ю А Матвеев, Письма ЖЭТФ 5, 378 (1967)
- 77 Р В Амбарцумян, П Г Крюков, В С Летохов, Ю А Матвеев, ЖЭТФ 53, 1955 (1967)
- 78 L Mandel, E Wolf, Rev Mod Phys 37, 231 (1965), УФН 87, 491 (1965), 88, 347 (1966), 88, 619 (1966)
- 79 R Glauber, Quantum Optics and Electronics, Les Houches, 1964
- 80 P Rabinowitz, S Jacobs, G Gould, Appl Optics I, 513 (1962)
- 81 P Rabinowitz, S Jacobs, Quantum Electronics, Proc of the Third International Congress, 1963, P. Grivet, N Bloembergen, eds, v 1, p 489 Columbia Univ Press, N Y, 1964
- 82 С А Ахманов, Р В Хохлов, УФН 88, 439 (1966)
- 83 K D Mellenz, R B Stephens, K E Gilliland, K F Neffen, JOSA 56, 156 (1966)
- 84 W R C Rowley D C Wilson, Nature 200, 745 (1963)
- 85 K Shimoda, IEEE Trans on Instrumentation and Measurements IM13, 170 (1964)
- 86 K Shimoda, A Javan, J Appl Phys 36, 718 (1965)
- 87 W R Bennett, Jr, S F Jacobs, J T LaTourrette, P Rabinowitz Appl Phys Lett 5, 56 (1964)
- 88 J T La Tourrette, P Rabinowitz, S Jacobs, G Gould, IEEE J Quantum Electronics (abstract) QE 2, XXXVIII (1966)

89. I. Tobias, M. Skolnick, R. A. Wallance, T. G. Polanyi, Appl. Phys. Lett. **6**, 198 (1965).
90. T. G. Polanyi, M. L. Skolnick, I. Tobias, IEEE J. Quantum Electronics QE-2, 178 (1966).
91. J. Kannelaud, D. G. Peterson, W. Culshaw, Appl. Phys. Lett. **10**, 94 (1967).
92. S. E. Harris, M. K. Oshman, B. J. McMurtry, E. O. Ammann, Appl. Phys. Lett. **7**, 185 (1965).
93. R. Targ, L. M. Osternik, J. M. French, Proc. IEEE **55**, 1185 (1967).
94. A. P. White, E. I. Gordon, E. F. Labuda, Appl. Phys. Lett. **5**, 97 (1964).
95. H. P. Brändli, R. Dändliker, K. P. Mayer, IEEE J. Quantum Electronics QE-2, 152 (1966).
96. E. A. Ballik, Phys. Lett. **4**, 173 (1963).
97. M. S. Lipsett, P. H. Lee, Appl. Optics **5**, 823 (1966).
98. P. W. Smith, IEEE J. Quantum Electronics QE-1, 343 (1965).
99. A. D. White, IEEE J. Quantum Electronics QE-1, 322 (1965).
100. A. D. White, Microwaves **6**, 51 (1961).
101. С. А. Ахманов, А. П. Сухорук, Р. В. Хохлов, УФН **93**, 19 (1967).
102. В. С. Летохов, Б. Д. Павлик, Препринт ФИАН № 30 (1967); ЖТФ **38**, (2), 343, (1968).
103. E. R. Cohen, J. W. Du Mond, Rev. Mod. Phys. **37**, 537 (1965).
104. L. O. Hocker, A. Javan, D. Ramachandra Rao, L. Frenkel, T. Sullivan, Appl. Phys. Lett. **10**, 146 (1967).
105. L. O. Hocker, A. Javan, D. Ramachandra Rao, Phys. Lett. **24A** 690 (1967).
106. W. M. Muller, G. T. Flecher, Appl. Phys. Lett. **8**, 9 (1966).
107. W. M. Muller, G. T. Flecher, Appl. Phys. Lett. **10**, 93 (1967).
108. Н. Г. Басов, Э. М. Беленов, В. С. Летохов, ДАН СССР **161**, 556 (1965); ЖТФ **35**, 1098 (1965).
109. С. А. Ахманов, Р. В. Хохлов, Проблемы нелинейной оптики, М., Изд. ВИНТИ, 1964.
110. Н. Бломберген, Нелинейная оптика, М., изд-во «Мир», 1966.
111. W. S. Lovell, M. M. Andersen, F. E. Seiller, Appl. Optics **6**, 1430 (1967).
112. Н. Г. Басов, Нобелевская лекция, УФН **85**, 585 (1965).
113. J. M. Besson, J. F. Butler, A. R. Calawa, W. Paul, R. H. Rediker, Appl. Phys. Lett. **7**, 206 (1965).
114. I. Melngailis, R. H. Rediker, Appl. Phys. Lett. **2**, 202 (1963).
115. G. E. Stillman, M. D. Sirkus, J. A. Rossi, M. R. Johnson, N. Holonyak, Appl. Phys. Lett. **9**, 268 (1966).
116. J. A. Armstrong, M. I. Nathan, A. W. Smith, Appl. Phys. Lett. **3**, 68 (1963).
117. M. Garfinkel, W. E. Engler, Appl. Phys. Lett. **3**, 178 (1963).
118. Я. И. Френкель, А. Ф. Иоффе, Phys. Z. Sowjetunion **1**, 60 (1932).
119. L. Esaki, Phys. Rev. **109**, 603 (1958).
120. В. И. Фистуль, Н. Э. Шварц, УФН **77**, 199 (1962).
121. J. Karlovsky, A. Marek, Чехослов. физ. ж. **B11**, 76 (1961).
122. С. А. Ахманов, Р. В. Хохлов, ЖЭТФ **43**, 351 (1962).
123. N. Kroll, Phys. Rev. **127**, 1207 (1962).
124. C. K. N. Patel, Phys. Rev. Lett. **13**, 617 (1964).
125. P. A. M. Dirac, Proc. Roy. Soc. **A165**, 199 (1938).
126. R. H. Dicke, Revs. Mod. Phys. **34**, 110 (1962); Science, **129**, 621 (1959).
127. P. Jordan, Z. Phys. **157**, 112 (1959).
128. Дж. Уилер, Гравитация, нейтрино и Вселенная, М., ИЛ, 1962.
129. Я. Б. Зельдович, УФН **78**, 549 (1962).
130. J. N. Bahcall, W. L. W. Sargent, M. Schmidt, Astrophys. J. **149**, L II (1967).
131. И. И. Собельман, Введение в теорию атомных спектров, М., Физматгиз, 1963.
132. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, Квантовая механика, М., Физматгиз, 1963.
133. А. Ф. Сучков, ЖЭТФ **49**, 1495 (1965).
134. J. W. Crowe, W. E. Ahearn, IEEE J. Quantum Electronics QE-2, 283, (1966).
135. В. Брагинский, УФН, **86**, 433 (1965).
136. J. Weber, General Relativity and Gravitational Waves (Interscience Publishers, Inc., N.Y., 1961).
137. М. Е. Герценштейн, В. И. Пустовойт, ЖЭТФ **43**, 605 (1962).
138. J. Weber, Phys. Rev. Lett. **18**, 498 (1967).
139. A. O. McCoubrey, Proc. IEEE **55**, 805 (1967).
140. R. E. Beehler, Proc. IEEE **55**, 792 (1967).

141. K. M. B a i r d, D. S. S m i t h, JOSA 52, 507 (1962).
 142. А. Н. О р а е в с к и й, А. В. У с п е н с к и й, Препринт ФИАН, № 63 (1967).
 143. T. S. J a s e j a, A. J a v a n, C. H. T o w n e s, Phys. Rev. Lett. 10, 165 (1963).
 144. P. G r i v e t, A. B l a q u i r e, Symposium on Optical Masers, Ed. J. Fox, Brooklyn, N.Y., Polytechnic Press., 1963, 69.
 145. I. M e l n g a i l i s, Appl. Phys. Lett. 6, 59 (1965).
 146. М. Е. Ж а б о т и н с к и й, Ю. Л. С в е р д л о в, Основы теории и техники умножения частоты, М., изд-во «Сов. радио», 1964.
 147. В. С. Л е т о х о в, Письма ЖЭТФ 7, 348 (1968).
 148. О. Н. К о м п а н е ц, В. С. Л е т о х о в, В. В. Н и к и т и н, Препринт ФИАН № 66 (1968).
 149. В. В. Г р и г о р ь я н ц, М. Е. Ж а б о т и н с к и й, В. Ф. З о л и н, Квантовые стандарты частоты, М., «Наука», 1968.
-