

ОБ ОПТИЧЕСКОМ СТАНДАРТЕ ЧАСТОТЫ С НЕЛИНЕЙНО-ПОГЛОЩАЮЩЕЙ ГАЗОВОЙ ЯЧЕЙКОЙ

В.С.Летохов, В.П.Чеботаев

1. В работах [1, 2] для получения сверхвысокой стабильности частоты лазера было предложено использовать узкий лэмбовский провал в резонансно-поглощающей ячейке с молекулярным газом низкого давления. Здесь возможны режим стабилизации частоты по пику мощности¹⁾ с помощью внешней обратной связи [2] и режим автостабилизации частоты за счет эффекта нелинейного затягивания частоты [1]. Стабилизация по пику мощности впервые была осуществлена в He – Ne лазере на $\lambda = 6328 \text{ \AA}$ с Ne поглощающей ячейкой [2, 4] и недавно в He – Ne лазере на $\lambda = 3,39 \text{ мк}$ с CH_4 поглощающей ячейкой [5].

Цель настоящей работы – указать на новые возможности достижения сверхвысокой стабильности частоты с помощью нелинейного поглощения в газе. Ниже показано, что нелинейное затягивание частоты лазера, когда область затягивания превышает расстояние между соседними аксиальными модами, приводит к абсолютной автостабилизации частоты без какой-либо подстройки длины резонатора. Показано, что в случае сильной бегущей волны и слабой встречной волны можно получать провал в центре линии поглощения даже при очень сильном насыщении, когда провал для стоячей волны практически отсутствует.

2. В режиме автостабилизации зависимость частоты генерации ν от частоты резонатора Ω определяется выражением [1]:

$$\nu = \omega_b + S_1 (\Omega - \omega_b) \quad \text{при} \quad |\nu - \omega_b| \ll \Delta\omega_b, \quad (1)$$

¹⁾ Пик мощности в He – Ne лазере с Ne поглощающей ячейкой наблюдался также в работе [3].

где ω_b – частота центра линии поглощения, $\Delta\omega_b$ – ширина провала в линии поглощения, $S_1 = (8/\rho_b)(\Delta\omega_b/\kappa_b c)$ – фактор нелинейного затягивания частоты к центру провала, $\rho_b = b E^2 \ll 1$ – параметр насыщения поглощения, κ_b – начальное поглощение на единицу длины, распределенное по длине лазера, c – скорость света. Условие $|\nu - \omega_b| \lesssim \Delta\omega_b$ накладывает ограничение на максимально допустимый уход частоты резонатора Ω без срыва автостабилизации:

$$|\Omega - \omega_b| < \Delta\nu_{max} \approx \Delta\omega_b/S_1 = (\rho_b/8)\kappa_b c. \quad (2)$$

Это условие требует стабилизации длины резонатора с точностью $\Delta\nu_{max}/\nu$.

Однако это ограничение можно снять при использовании резонатора Фабри – Перо, имеющего последовательность собственных частот с расстоянием между ними $c/2L$ ¹⁾, где L – длина резонатора. В этом случае максимальный уход частоты резонатора не может быть больше половины расстояния между модами, так как затягивание частоты одним резонансом сменяется затягиванием к следующему резонансу, и т.д. Следовательно, при $\Delta\nu_{max} > c/4L$ автостабилизация осуществляется независимо от длины резонатора, т.е. стабилизация длины резонатора исключается. Условие этого режима можно представить в виде:

$$\mu = (\rho_b/2) \ln(1/\eta_0) > 1, \quad (3)$$

где $\eta_0 = \exp(-\kappa_b L)$ – начальное пропускание поглощающей ячейки. Стабильность частоты в таком режиме равна:

$$\Delta\nu/\nu = 1/\mu Q_b, \quad (4)$$

где $Q_b = \omega_b/\Delta\omega_b$ – добротность провала.

Условие абсолютной автостабилизации (3) можно выполнить при весьма высокой добротности провала ($Q_b = 10^9 + 10^{10}$), используя достаточно длинную поглощающую ячейку низкого давления, так, чтобы $\eta_0 = 10^{-1}$. Это означает возможность создания оптического стандарта частоты со стабильностью лучше 10^{-9} без каких-либо элементов подстройки и стабилизации.

3. Стабильность частоты определяется глубиной и шириной провала, которые существенно зависят от степени насыщения поглощения. Ши-

¹⁾Рассматриваются только аксиальные моды, так как образование провала неаксиальными модами имеет другой характер [6].

рина провала $\Delta\omega_b$ увеличивается в поле пропорционально $\sqrt{1 + bE^2}$ [7, 8]. Глубина провала определяется разностью коэффициентов насыщенного поглощения в центре провала ($|\nu - \omega_b| \ll \Delta\omega_b$) и вдали от него ($|\nu - \omega_b| \gg \Delta\omega_b$). В случае стоячей волны разность коэффициентов поглощения $\Delta\kappa_b$ равна:

$$\Delta\kappa_b = 2\kappa_b \frac{1}{\sqrt{1 + bE^2}} - \frac{1}{\sqrt{1 + 2bE^2}} \quad (5)$$

где коэффициент 2 возникает за счет прямого и обратного прохода. Глубина провала $\rho = \Delta\kappa_b/\kappa_b$ максимальна ($\rho_m = 0,26$) при $bE^2 = 1,5$. При увеличении параметра насыщения bE^2 глубина провала падает, а ширина его возрастает. Это исключает возможность получения высокой стабильности при большом отличии параметров насыщения усиливающей и поглощающей сред, например, в молекулярных лазерах с молекулярной поглощающей ячейкой низкого давления ($\text{CO}_2 - \text{SF}_6$, $\text{CO}_2 - \text{BCl}_3$ и т.д.).

Однако эта трудность снимается при использовании квазибегающей волны, такой что насыщение поглощения вызывает одна сильная бегущая волна ($bE_1^2 \gg 1$), а волна, бегущая навстречу, является слабой ($bE_2^2 \ll 1$). Провал в центре линии поглощения возникает и в этом случае из-за того, что слабая бегущая волна испытывает минимум поглощения, когда взаимодействует с молекулами, насыщенными встречной сильной бегущей волной, т.е. при $\nu = \omega_b$. Глубина провала в этом случае определяется выражением:

$$\Delta\kappa_b = \kappa_b \left(1 - \frac{1}{\sqrt{1 + bE_1^2}} \right) \quad (6)$$

При малом насыщении глубина провала в квазибегающей волне в два раза меньше, чем в стоячей волне, но при увеличении поля глубина провала, в отличие от случая стоячей волны, постепенно возрастает и при сильном насыщении $\rho_m = 1,0$. Таким образом, использование квазибегающей волны позволяет получать четкий провал в центре линии поглощения даже при очень сильном насыщении. Это относится как к случаю квазибегающей волны в лазере с низкодобротным резонатором, так и к случаю внешней нелинейно-поглощающей газовой ячейки [4].

4. Предложенные схемы позволяют достигнуть методам нелинейного поглощения в газе стабильности частоты порядка $10^{-9} + 10^{-10}$ без ка-

ких-либо элементов подстройки и $10^{-12} + 10^{-13}$ при подстройке частоты на центр провала в молекулярно-поглощающей ячейке с газом низкого давления.

Физический институт
им. П.Н. Лебедева
Академии наук СССР

Институт физики полупроводников
СО АН СССР

Поступило в редакцию
24 января 1969 г.

Литература

- [1] В.С.Летохов. Письма в ЖЭТФ, 6, 597, 1967; Препринт ФИАН, № 135, 1967; ЖЭТФ, 54, 1244, 1968.
 - [2] В.Н.Лисицын, В.П.Чеботаев. ЖЭТФ, 54, 419, 1968.
 - [3] P. H. Lee, M. L. Skolnick. Appl. Phys. Lett., 10, 303, 1967.
 - [4] В.Н.Лисицын, В.П.Чеботаев. Докл. на V Междунар. конф. по квантовой электронике, США, Майами, 1968.
 - [5] J. L. Hall. Доклад на "Conference on Laser Measurements", URSI, Варшава, 1968.
 - [6] В.С.Летохов. ЖЭТФ, 56, вып. 5, 1969.
 - [7] С.Г.Раутиан. Труды ФИАН, т.43; Нелинейная оптика, Изд. Наука, 1968.
 - [8] D. H. Cloze. Phys. Rev., 153, 360, 1967.
-