

О ДИСПЕРСИОННЫХ ХАРАКТЕРИСТИКАХ He—Ne ЛАЗЕРА НА ВОЛНЕ 3.39 мкм

Е. И. Цецегова

Впервые дисперсионная характеристика He—Ne лазера наблюдалась Беннеттом и др. [1] на волне 3.39 мкм при изменении инверсной населенности активных частиц с помощью модуляции тока разряда. Из-за дисперсионных свойств среды изменение инверсной населенности приводит к девиации частоты лазера. Величина девиации (и ее знак) меняются по зоне генерации: в центре перехода активной среды она должна быть равна нулю, а расстояние между двумя экстремумами приблизительно равно естественной ширине линии перехода. Такое изменение частотной девиации по зоне генерации было использовано авторами [1] для стабилизации частоты лазера.

Позже дисперсионные характеристики были исследованы таким же методом на волне 1.15 мкм [2]. Было обнаружено, что предсказанное теорией поведение частотной девиации по зоне генерации усложнено наличием постоянной (по величине и знаку) модуляции частоты, так называемой «подставки» (будем обозначать ее величину Π). Эта дополнительная девиация частоты обусловлена влиянием других, близких по частоте переходов неона. В работе [2] величина Π оказалась порядка 700 гц, в то время как максимум частотной девиации из-за дисперсии рабочего перехода (обоз-

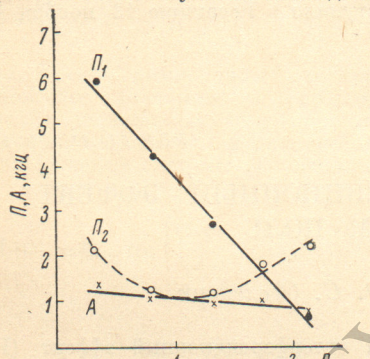


Рис. 1.

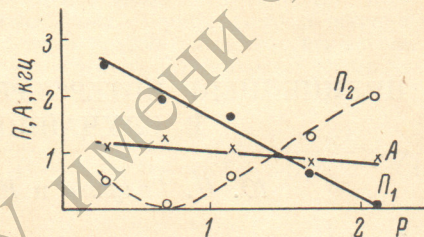


Рис. 2.

начим его величину A) — около 200 гц. Авторам удалось значительно уменьшить подставку с помощью применения других методов модуляции инверсной населенности (оптической подкачки различных уровней Ne с использованием фильтров).

На волне 0.63 мкм величина Π оказалась настолько большой, что на ее фоне дисперсионная характеристика не была обнаружена [3].

В данной работе была сделана попытка получить дисперсионную характеристику лазера на волне 3.39 мкм с обычно используемой трубкой диаметром 3 мм (длиной разряда 16 см, общим давлением 1.2 тор, отношением смеси $\text{Ne}^{20} : \text{Ne}^3 = 1 \div 5.6$). Изменение частотной девиации по зоне наблюдалось при сбое двух лазеров с помощью модуляции тока разряда плазмы исследуемого лазера (~ 8 кгц). Оказалось, что величина Π была порядка величины A и даже превышала ее.

При исследовании зависимости Π и A от тока разряда J_p было получено, что с увеличением J_p отношение Π/A растет. Изменение мощности лазера диафрагмой или введенном внутрь резонатора пластинке с переменной прозрачностью¹ почти не влияет на A , что согласуется с теорией (наблюдается лишь незначительное уменьшение A с увеличением мощности). Величина же Π при этом меняется сильно. На рис. 1 изображены зависимости Π и A от мощности при изменении ее диафрагмой (Π_1) и пластинкой (Π_2). Ток разряда (6 ма) и глубина его модуляции при этом были постоянными. По оси абсцисс отложена мощность в относительных единицах.

Уменьшение давления Ne в трубке уменьшило соотношение Π/A приблизительно пропорционально давлению, т. е. снижение давления Ne — одно из условий получения дисперсионной характеристики с меньшей подставкой.

Наконец, была исследована трубка, аналогичная использованной в [1] (диаметр трубки 7 мм, длина разряда 37 см, общее давление 1.1 тор, отношение смеси $\text{Ne}^{20} : \text{Ne}^3 = 1 \div 10$). При уменьшении J_p соотношение Π/A , как и в предыдущих трубках, уменьшалось. Зависимости Π и A от мощности при токе разряда 6 ма изображены на рис. 2. (Π_1 — при изменении мощности диафрагмой, Π_2 — пластинкой). По оси абсцисс отложена мощность в относительных единицах. В этой трубке при определенном режиме величина Π могла быть уменьшена почти до нуля.

Таким образом, увеличение диаметра трубки уменьшает, по-видимому, влияние нерабочих переходов Ne. Это может быть связано с тем, что параметры активной среды при увеличении диаметра трубки становятся более однородными по сечению.

¹ Это можно рассматривать как изменение добротности резонатора.

Заметим, что во всех опытах модуляция тока разряда была достаточно малой, чтобы соотношение между ней и величиной частотной девиации оставалось линейным.

При использовании дисперсионных характеристик для стабилизации частоты He—Ne лазера необходимо, таким образом, иметь в виду нежелательное влияние близких по частоте переходов Ne, которые дают постоянный по зоне вклад в девиацию частоты при модуляции инверсной населенности. Эта подставка зависит от ряда параметров лазера, таких, как ток разряда плазмы, давление, мощность, диаметр трубки, что может ухудшать стабильность нуля дисперсионной характеристики, а также усложнить условие воспроизводимости частоты. Значительно уменьшить подставку можно специальным подбором режима работы лазера.

В заключение автор выражает искреннюю благодарность И. Л. Берштейну за руководство работой и И. В. Волкову за помощь в эксперименте.

Литература

- [1] W. R. Bennett, Jr., S. F. Jacobs, J. T. LaTaurrette, P. Rabinowitz. Appl. Phys. Letters, 5, 56, 1964.
 [2] H. S. Boyne, M. M. Birky, N. G. Schweitzer, Jr. Appl. Phys. Letters., 7, 62, 1965.
 [3] R. Arrathoon, A. E. Siegmán. Appl. Phys. Letters, 13, 197, 1968.

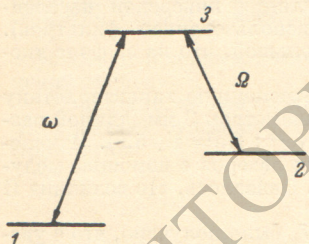
Поступило в Редакцию 12 ноября 1970 г.

УДК 535.41 : 530.182 : 53

НЕЛИНЕЙНЫЙ ИНТЕРФЕРЕНЦИОННЫЙ ЭФФЕКТ В СЛУЧАЙНОМ ПОЛЕ

Ю. Н. Галутва и Ю. С. Оселедчик

В работе [1] рассматривался нелинейный интерференционный эффект (НИЭФ) в спектрах поглощения газовых систем. Появление этого эффекта обуславливается внешним монохроматическим полем, перемешивающим состояния движущихся атомов. В данной работе рассматривается неподвижный атом, находящийся в поле, модулированном случайным марковским процессом по фазе и частоте. В трехуровневом приближении на смежном переходе получен нелинейный интерференционный эффект, возникающий из-за перемешивания состояний атома в поле двух монохроматических волн, одна из составляющих которого резонансна прямому переходу, а другая — смежному. В цитируемой статье [1] указывалось на возможность получения НИЭФ и в спектрах немонахроматических волн. Настоящая работа дает конкретный пример такого расчета.



Рассмотрим трехуровневую систему (см. рисунок), находящуюся в случайном поле, представленном суммой двух волн

$$E = E_1 e^{i\omega t + ik \int_0^t v dt + i\alpha(t)} + E_2 e^{i\Omega t + ik' \int_0^t v dt + i\beta(t)}. \quad (1)$$

Здесь скорость v и фазы α , β — марковские переменные, изменяющиеся мгновенно и скачкообразно в произвольные моменты времени, ω и Ω — несущие частоты, k и k' — волновые векторы, а E_1 и E_2 — амплитуды соответственно первой и второй волн.

Средняя мощность поглощения Ω -составляющей излучения широкого спектрального состава на переходе 2—3 определяется формулой [2]

$$\bar{A}(\Omega) = -\text{Sp } \dot{d}E(\Omega) = \hbar G_2 \text{Re} \left[\left(\frac{1}{T_0} - i\omega_{23} \right) \bar{\sigma}_{23}(\Omega) \right], \quad (2)$$

в которой d — дипольный момент, а усредненная по всем случайным переменным величина $\bar{\sigma}_{23}$ обозначает следующее выражение:

$$\bar{\sigma}_{23} = \rho_{23} \exp - i \left[\Omega t + k' \int_0^t v dt + \beta(t) \right], \quad (3)$$

где ρ_{23} — фаза собственных частот в равновесии. Полностью пере...

кинетическом марковском процессе

$$\frac{d\rho(\alpha, \beta, v)}{dt}$$

где $\hat{H}(\alpha, \beta, v)$ — ее равновесный марковский процесс. Зная процесс изменения на...

$\bar{A}(\Omega)$

где

и, кроме того

T_1 — время

а угловые Формулы

обуславливают что обязан пределен

В законе сматривает эффекта Д атомов, к

[1] Т. Я.

ЖЭ

[2] А. И.

[3] А. И.