

ДВУХУРОВНЕВЫЙ ГАЗОВЫЙ ЛАЗЕР С КОГЕРЕНТНОЙ ОПТИЧЕСКОЙ НАКАЧКОЙ

Н.Г.Басов, В.С.Лешков

1. В работе [1] был предложен метод когерентной оптической накачки, позволяющий получать чрезвычайно узкие линии усиления (до $10^4 + 10^5$ тг) внутри доплеровской линии пучка атомов или молекул. Это представляет интерес для создания квантового стандарта частоты в оптическом диапазоне (см. обзор [2]). В настоящей работе предлагается получать узкие линии усиления при когерентной оптической накачке по двухуровневой схеме газа низкого давления и схема двухуровневого газового лазера, основанного на когерентной накачке собственным излучением.

2. Когерентная оптическая накачка газа низкого давления по двухуровневой схеме заключается в сочетании импульсной инверсии молекул при пролете через когерентное световое поле ("π-импульс") и "трубчатой" геометрии светового луча накачки, обеспечивающей пространственную изоляцию инвертированных молекул без использования направленного потока молекул (пучка). Пусть поле луча накачки имеет вид $E = \mathcal{E}_0(r_\perp) \cos(\nu t - kr)$, где $\mathcal{E}_0(r_\perp)$ описывает кольцеподобное распределение амплитуды в поперечном направлении. Если длина свободного пробега молекул гораздо больше диаметра луча, то молекулы, скорость которых v удовлетворяет условию резонанса:

$$|\omega_{12} - \nu + kv| < \frac{\pi}{\tau} \quad (1)$$

эффективно взаимодействуют с полем (ω_{12} — частота центра доплеровской линии, τ — время пролета молекулы через поле). При некоторой напряженности поля, определяемой условием $(p \mathcal{E}_0 / \hbar) \tau = \pi$ (p — дипольный момент перехода), молекулы, находящиеся в точном резонансе с полем, переходят в возбужденное состояние.

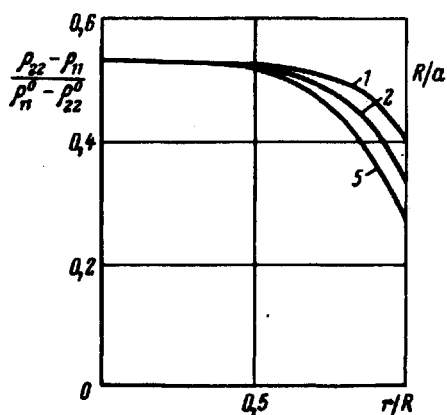


Рис.1. Распределение инверсной заселенности внутри луча при когерентной оптической накачке "трубчатым" лучом

Точно 180-градусный переход невозможен сразу для всех молекул, поступающих внутрь луча накачки, из-за расстройки частоты, теплового распределения скоростей молекул и зависимости времени пребывания в поле от прицельного расстояния ρ . Инверсная заселенность возникает в узкой полосе частот $\Delta\nu = 0,65/r_0$ (Гц) с центром на частоте поля $\nu(r_0 = a/v_0$ — среднее время пролета молекул через поле, a — толщина "стенки" луча, v_0 — средняя скорость молекул).

Здесь мы рассматриваем случай, когда усиливающие молекулы влетают в луч практически перпендикулярно к оси, т.е. когда $\omega_1 \perp v$. Как будет видно из дальнейшего, только в этом случае лазер с когерентной накачкой может возбудиться.

Максимальная инверсия достигается на оси луча и равна

$$\rho_{22} - \rho_{11} = 0,53(\rho_{11}^{\circ} - \rho_{22}^{\circ}), \quad (2)$$

где ρ_{ii}° и ρ_{ii} — вероятности заселения i -го уровня до влета в луч и внутри луча, соответственно. Инверсия несколько уменьшается в радиальном направлении за счет увеличения доли молекул, влетающих в луч с большим прицельным расстоянием ρ . Радиальное распределение инверсии внутри полости луча для трех значений отношения внутреннего радиуса луча R к толщине "стенки" a показано на рис.1. Этот расчет сделан для случая $\rho \xi_0 a / \hbar v_0 = \pi$.

3. Узкий усиливающий пик можно использовать для генерации излучения. Из-за узости линии усиления частота генерации будет очень близка к частоте излучения накачки. Это позволяет использовать для когерентной накачки собственное усиленное излучение лазера. Схема

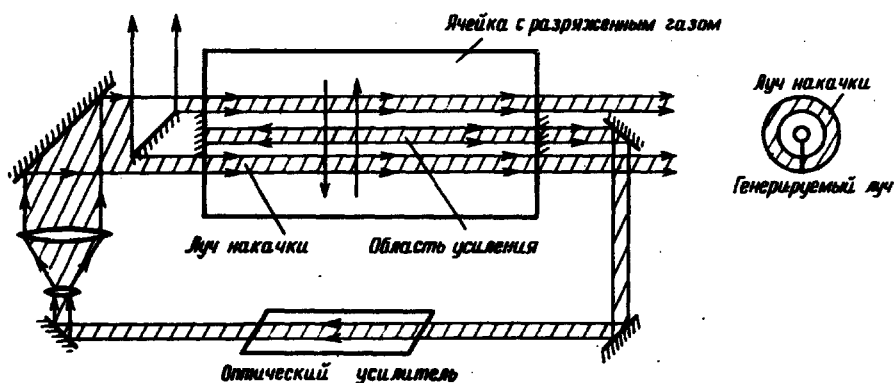


Рис.2. Схема двухуровневого газового лазера с когерентной накачкой собственным излучением

такого двухуровневого газового лазера изображена на рис.2. "Трубчатый" луч накачки формируется из генерируемого луча с помощью оптического усилителя, телескопа и диафрагмы. Давление газа в ячейке выбирается из условия, чтобы длина свободного пробега молекулы была в несколько раз больше диаметра луча накачки. Если расстояние между стенками ячейки порядка длины свободного пробега, то, по-видимому, выбором материала стенок можно добиться полной релаксации возбуждения молекулы к моменту повторного возвращения в луч.

Частота генерации такого лазера автоматически поддерживается в окрестности центра линии поглощения газа, так как он является выделенным для лазера. Это связано с тем, что когда частота генерации (накачки)

совпадает с центром линии поглощения с точностью π/τ_0 , то усиливающий пик способен усиливать обе бегущие волны в резонаторе [3].

Свойства такого лазера (режим возбуждения, динамика, стабильность частоты и т.д.) во многом совпадают со свойствами пучкового лазера с когерентной накачкой, рассмотренным в работах [3]. Однако, ряд эффектов, ограничивающих стабильность частоты пучкового лазера (эффект бегущей волны, нестабильность направления пучка) в предлагаемом лазере отсутствуют. При ширине усиливающего пика $\Delta\nu \approx 10^5$ ц и ширине полосы резонатора $\Delta\nu_p \approx 10^7$ ц для достижения стабильности частоты 10^{-12} необходимо поддерживать частоту резонатора стабильной с точностью 10^{-10} . Это, по-видимому, вполне достижимо, если, например, в этом же резонаторе получать генерацию на другой частоте с помощью дополнительной усиливающей ячейки и стабилизировать ее путем автоподстройки резонатора известными методами [2].

4. Для накачки по двухуровневой схеме пригодны атомы и молекулы с линией поглощения на частоте генерации лазера, имеющего достаточно высокое усиление. В качестве примера можно указать линию поглощения $P(7)$ метана, совпадающую с линией излучения $3,39 \text{ мк}$ He-Ne лазера [4]. Коэффициент поглощения CH_4 на этом переходе $\kappa_0 = 0,18 \text{ см}^{-1} \cdot \text{тор}^{-1}$, константа собственного уширения линии $\delta\nu = 7 \text{ Мц} \cdot \text{тор}^{-1}$ [5]. При давлении метана $3 \cdot 10^{-3} \text{ тор}$ длина свободного пробега молекул по отношению к столкновениям $\ell \approx 4 \text{ см}$, коэффициент поглощения $\eta \approx 6\%$ на 1 м . Следовательно, в метановой ячейке с таким давлением можно получить пик усиления с шириной $\Delta\nu = 10^5$ ц и усилением $\alpha_0 \approx 3\%$ на 1 м . При таком усилении можно получить генерацию даже в низкодобротном резонаторе, если внутрь резонатора ввести He-Ne усиливающую ячейку, компенсирующую основную часть потерь, за исключением небольшой доли, компенсируемой усилением в узкой полосе частот метановой ячейки.

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

Поступила в редакцию
23 апреля 1969 г.

Литература

- [1] Н.Г.Басов, В.С.Летохов. Письма в ЖЭТФ, 2, 6, 1965.
- [2] Н.Г.Басов, В.С.Летохов. УФН, 96, 585, 1968.
- [3] В.С.Летохов, Б.Д.Навлик. ЖЭТФ, 53, 1107, 1967
- [4] B. N. Edwards, D. E. Burch. IOSA., 55, 174, 1965.
- [5] H. J. Gerritsen. Physics of Quantum Electronics, Puerto-Rico Conference Proceedings, 581, 1966.