

ЛИТЕРАТУРА

1. Антонов И. А., Королько Е. В. и др. «Геомagnetизм и аэрономия», 1971, 11, 883.
2. Шаврин П. И., Самоненко Ю. А. и др. «Геомagnetизм и аэрономия», 1972, 2, 184.
3. Цаплин В. С., Шаврин П. И., Савун О. И. «Космические исследования», 1973, 4, 563.
4. Цаплин В. С., Шаврин П. И., Грибков В. М. «Космические исследования», 1973, 6, 878.
5. Williams D. J. Particles and Fields in the Magnetosphere; McIormic B. M., D. Reidel publ. Co., 1970.

Поступила в редакцию

8.2 1975 г.

ИНИИФ

УДК 535.33:621.375.8;535:530.152;778.38

В. Ф. Королев

МОЛЕКУЛЯРНЫЙ ЛАЗЕР ДЛЯ ИССЛЕДОВАНИЙ В ШИРОКОМ ИНТЕРВАЛЕ ИНФРАКРАСНОГО СПЕКТРА

В настоящее время имеется большое количество работ по молекулярным лазерам (например, [1, 2]). Основной целью данной работы было создание молекулярного лазера для исследований процессов когерентной генерации в широкой области инфракрасного спектра. Созданная конструкция лазера позволяет проводить исследования с разнообразными химическими веществами, в том числе и химически активными, а также обеспечивает минимальные потери в лазере, высокую добротность резонатора в широком диапазоне спектра.

Схема разработанного в данной работе лазера изображена на рис. 1. Лазер состоит из стеклянной трубки с кожухом для водяного охлаждения, электродов для подвода высоковольтного питания, юстируемых держателей зеркал, обводного канала для циркуляции активного вещества.

Газоразрядная трубка была изготовлена из молибденового стекла. Длина разрядной части трубки 98 см, диаметр — 20 мм, длина резонатора 120 см. Электроды выполнены из алюминия в виде полых цилиндров с закрытым дном. Электроды в процессе работы мало распылялись и не взаимодействовали с газами, которыми наполнялась трубка. Конструкция резонатора лазера была выбрана с внутренними зеркалами. Разгерметизация лазерной трубки была не опасна для электродов.

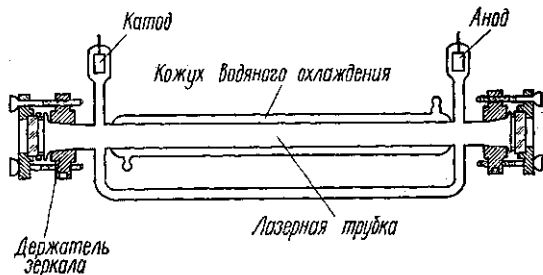


Рис. 1. Схема лазера

Схема держателей зеркал

изображена на рис. 2. Использование таких держателей, в которых зеркала резонатора являлись одновременно и герметизирующими элементами разрядной трубки, позволяет избежать необходимости использования герметизирующих или брестеровских окон. Тем самым устраняются потери на поглощение и рассеяние в них. Кроме того, необходимо отметить, что материалы, используемые для окошек (NaCl и KCl), являются гигроскопичными и через некоторое время становятся непригодными для работы. Разработанная конструкция лазера может оказаться очень полезной при работе на больших мощностях.

Герметизация трубки осуществлялась с помощью резинового кольца, изготовленного из вакуумной резины и расположенного между торцом трубки и зеркалом. Алюминиевые кольца внутри резинового кольца и снаружи обеспечивали сохранение формы резинового кольца. Юстировочные винты использовались как для юстировки зеркал, так и для обеспечения необходимого прижима герметизирующего резинового кольца к торцу трубки. При работе с лазером использовался высоковольтный выпрямитель, дающий напряжение до 10 кВ и ток до 30 мА. Для создания рабочих газовых смесей (как правило, использовалась смесь газов CO_2 , N_2 , He и паров воды) была собрана

вакуумная установка, снабженная набором газовых баллонов и измерительной аппаратурой для дозированного напуска газов.

В резонаторе лазера применялись различные типы зеркал. Одно из зеркал было «глухим», т. е. имело коэффициент отражения в рассматриваемой области спектра, близкий к единице. «Глухое» зеркало было сферически вогнутым с радиусом кривизны 1,5 м.

Выходное зеркало — это плоскопараллельная пластинка из германия; она представляет собой интерференционный отражатель, обладающий максимумами и минимумами отражения. Для коэффициента отражения r такой плоскопараллельной пластинки служит формула

$$r = \frac{R \{1 - \tau(R + \theta)\}^2 + 4\tau(R + \theta) \sin^2 \Phi/2}{(1 - \tau R)^2 + 4\tau R \sin^2 (\Phi/2)}, \quad (1)$$

где R — коэффициент отражения каждой поверхности пластинки, τ — коэффициент пропускания вещества пластинки заданной толщины, θ — коэффициент пропускания поверхности пластинки, Φ — разность фаз лучей, возникающая между двумя отражающимися от пластинки лучами, из которых один испытал на два отражения больше другого. Для случая нормального падения Φ определяется из формулы

$$\Phi = \frac{4\pi n h}{\lambda}, \quad (2)$$

где h — толщина пластинки, n — показатель преломления вещества пластинки. В последней формуле считается, что скачка фаз при отражении от обеих поверхностей равны нулю.

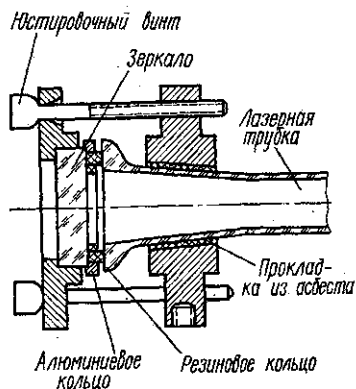


Рис. 2. Схема держателя зеркал

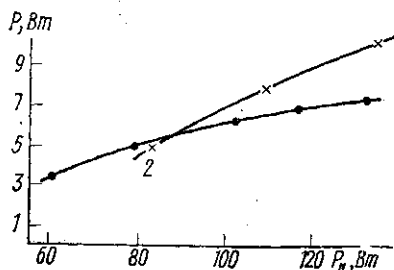


Рис. 3. Зависимость мощности излучения лазера от мощности накачки:
1 — $p_{\text{CO}_2} : p_{\text{H}_2\text{O}} : p_{\text{N}_2} : p_{\text{He}} = 1 : 2 : 3,4 : 12,2$; 2 — $p_{\text{H}_2\text{O}} : p_{\text{CO}_2} : p_{\text{N}_2} : p_{\text{He}} = 1 : 2,7 : 2,9 : 13,1$ ($p_0 = 6$ мм рт. ст.)

А так как отражение происходит на границе двух практически прозрачных сред, то R будет определяться формулой

$$R = \left(\frac{n-1}{n+1} \right)^2, \quad (3)$$

а θ — выражением

$$R + \theta = 1. \quad (4)$$

Численная величина R для германия в области 2—18 мкм равна 0,36. Этому соответствует эффективное число интерферирующих лучей $N_e = 3$.

На рис. 3 изображен график для величин r и T в функции λ . Величина r имеет максимум и минимум. Для r_{max} и r_{min} служат, как следует из (1), формулы

$$r_{\text{max}} = R \frac{(1 + \tau(R + \theta))^2}{(1 + \tau R)^2}, \quad (5)$$

$$r_{\text{min}} = R \frac{(1 - \tau(R + \theta))^2}{(1 - \tau R)^2}. \quad (6)$$

Если $\tau=1$, то $r_{\min}=0$; при малых значениях потерь в пластинке, когда $\tau \approx 0,99$, для $r_{\min}$ также можно взять значение 0. Точное значение $r_{\min}$ при $\tau=0,98$ будет $r_{\min} \approx 3,44 \cdot 10^{-4}$. Для $r_{\max}$ в этом же случае имеем $r_{\max} \approx 0,767 \approx 0,77$. Отношение расстояния $\Delta\lambda$ между максимумами к ширине максимума полосы пропускания $\delta\lambda$ равно N_e :

$$\frac{\Delta\lambda}{\delta\lambda} = N_e.$$

В нашем случае германиевой пластинки $\delta\lambda \approx \frac{\Delta\lambda}{3}$. Таким образом, область отражения плоскопараллельной пластинки из германия в два раза больше области сильного пропускания. Спектральный интервал, в котором имеет место такое соотношение, простирается от длин волн 2 мкм до границы области пропускания германия 18 мкм, что позволяет создать лазер широкого спектрального интервала.

Коэффициент пропускания пластинки определяется формулой

$$T = \frac{\tau\theta^2}{(1 - \tau R)^2 + 4\tau R \sin^2 \Phi/2}. \quad (7)$$

Запишем максимальный и минимальный коэффициенты:

$$T_{\max} = \frac{\tau\theta^2}{(1 - \tau R)^2}, \quad (8)$$

$$T_{\min} = \frac{\tau\theta^2}{(1 + \tau R)^2}. \quad (9)$$

Численные величины для них равны $T_{\max} = 0,88$, $T_{\min} = 0,219$. Потери в пластинке определяются как разность: $A = 1 - (T_{\min} + T_{\max}) = 0,011$. Отсюда следует, что плоскопараллельная пластинка из германия является отражателем с высоким коэффициентом полезного действия и с успехом может применяться в лазерах с большой плотностью мощности излучения. В данной работе были исследованы зависимости мощности генерации и к. п. д. от тока разряда, мощности накачки (см. рис. 3), общего давления при фиксированных отношениях компонентов смеси. Была изучена модовая структура излучения лазера.

Проведенные экспериментальные исследования с лазером подтвердили целесообразность выбранных принципов работы с молекулярными газовыми лазерами.

В заключение автор благодарит док. физ.-мат. наук А. И. Осипова и доц. Ф. В. Шугаева за обсуждение данной работы и ценные советы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гордиец Б. Ф., Осипов А. И., Ступоченко Е. В., Шелепин Л. А. «Успехи физических наук», 1972, 108, 655.
2. Басов Н. Г. и др. «Успехи физических наук», 1974, 114, 213.

Поступила в редакцию
24.3 1976 г.
Кафедра
молекулярной физики
и механики

УДК 533.6.011.72

А. И. Климов

ЗАТУХАНИЕ ВОЗМУЩЕНИЙ НА ПЛОСКОМ УДАРНОМ ФРОНТЕ

Вопрос о затухании возмущений на плоском фронте ударной волны, вызванных различными источниками (звуковыми волнами, вихрями и т. д.), в литературе [1, 2, 3] часто определяют как устойчивость плоских ударных волн (в смысле устойчивости формы плоского фронта). Отметим общее для всех работ. Теоретически и экспериментально получены два асимптотических закона затухания для больших значений времени (t): $\sim t^{-1/2}$, $\sim t^{-3/2}$ при условии, что источником возмущений является цилиндрическая звуковая волна. В [2] вскрывается физическая сущность этих законов. Для углов падения, меньших критического, реализуется закон $\sim t^{-1/2}$, а для критических