

УДК 621.378

ФИЗИКА

А. С. ПРОВОРОВ, В. И. ЧЕБОТАЕВ

НЕПРЕРЫВНАЯ ГЕНЕРАЦИЯ В СМЕСИ $\text{CO}_2 - \text{N}_2 - \text{He}$ ПРИ АТМОСФЕРНОМ ДАВЛЕНИИ

(Представлено академиком А. М. Прохоровым 18 IV 1972)

1. Получение непрерывной генерации в газах при высоких давлениях представляет большой физический и практический интерес. Физический интерес в этой задаче связан с получением равномерных разрядов с высокой электронной, но низкой атомной температурой, возможностью детального выяснения механизмов возбуждения и релаксации уровней. В этой работе мы впервые сообщаем о получении некооптированного разряда постоянного тока в капиллярных трубках при высоких давлениях и наблюдении непрерывной генерации при атмосферном давлении в смеси $\text{CO}_2 - \text{N}_2 - \text{He}$. На основе полученных результатов мы предлагаем построение непрерывного перестраиваемого CO_2 -лазера в диапазоне $9 - 11 \mu$ с использованием комбинированной активной среды из молекул $\text{C}^{13}\text{O}_2^{16}$, $\text{C}^{12}\text{O}_2^{18}$, $\text{C}^{12}\text{O}^{16}\text{O}^{18}$ и т. д., иллюстрируя это расчетом формы линии усиления смеси, состоящей только из трех изотопических CO_2 -молекул.

2. При больших плотностях газа заселенность нижнего лазерного уровня N_1 находится в термическом равновесии с плотностью N_{CO_2} основного состояния и определяется температурой газа T : $N_1 = N_{\text{CO}_2} \exp(-\Delta U / (kT))$; здесь ΔU — разность энергий между нижним лазерным уровнем и основным состоянием молекулы. Температура связана с теплопроводностью газа ξ , радиусом трубки r и вводимой плотностью мощности возбуждения P , на оси трубки: $T = T_0 + (1 - \eta) r^2 P / ((2, 4)^2 \xi)$, где T_0 — температура стенок разрядной трубки, η — к.п.д. лазера. Заселенность верхнего уровня пропорциональна мощности возбуждения и обратно пропорциональна плотности газа N_2 : $N_2 = \beta P / (N_2 \bar{Q} \bar{v} h \nu)$, где β , $\bar{Q}$ — к.п.д. возбуждения и среднее сечение разрушения верхнего колебательного уровня соответственно, $\bar{v}$ — средняя относительная скорость, ν — частота перехода. Тогда условие получения генерации при данном N_2 и P есть *

$$\gamma N_2^2 < a P \exp \frac{\Delta U}{k [T_0 + (1 - \eta) r^2 P / ((2, 4)^2 \xi)]}, \quad (1)$$

где $a = \beta / (\bar{Q} \bar{v} h \nu)$, $\gamma = N_{\text{CO}_2} / N_2$ — отношение парциального давления CO_2 к давлению смеси. Как показывает опыт, оптимальные значения γ близки к 0,1 в широком диапазоне давления.

Анализ (1) показывает, что функция (1) имеет максимум по P . Значение $N_{2, \text{max}}$ увеличивается с уменьшением температуры стенок и диаметра трубки. Для фиксированного T_0 получаем

$$N_{2, \text{max}} r \approx \text{const}. \quad (2)$$

Таким образом, имеем принцип подобия для получения инверсии при максимальной плотности газа, найденный при условии термического возбуж-

* Для нас важен сам факт получения инверсии между колебательными уровнями. Величина усиления здесь для нас несущественна. Поэтому мы не учитываем статистические веса уровней и зависимость от температуры газа, которые влияют на абсолютные значения усиления. Последнее служило ранее предметом детального теоретического анализа (см. например, (1, 2)).

дения нижнего лазерного уровня. В предварительных исследованиях было установлено, что $N_{z, \max}$ для трубки $\varnothing = 14$ мм составляет $1,3 \cdot 10^{18} \text{ см}^{-3}$ (50 мм рт. ст.). Поэтому в трубках $\varnothing = 1-2$ мм можно было ожидать получения генерации при атмосферных давлениях.

3. Эксперименты были выполнены в трубках диаметром 14; 4; 2,5 мм с целью проверки соотношения (1) и получения генерации при атмосферных давлениях. На рис. 1 произведено сравнение теоретической пороговой кривой (1) с результатами эксперимента для трубки $\varnothing = 2,5$ мм. Параметр a выбран, исходя из экспериментальных данных для трубки $\varnothing = 14$ мм. Теоретическое значение параметра ($\bar{Q}$ вычислялось с использованием данных (3)) хорошо согласуется с результатами эксперимента при

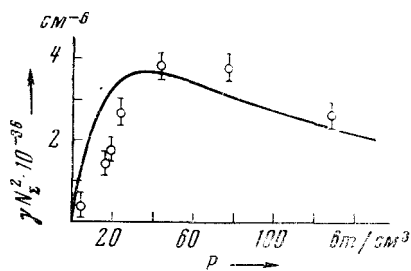


Рис. 1

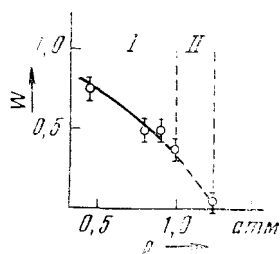


Рис. 2

Рис. 1. Пороговые значения γN_z^2 в зависимости от P ; активная длина лазера 13 см, $T_0 \approx 300^\circ \text{K}$, γ при увеличении плотности газа менялась от 0,12 до 0,15. Сплошная линия — теоретическая кривая (1) при $a = 3,5 \cdot 10^{32}$, $(1 - \eta)r^2 / ((2,4)^2 \xi) = 1,67$

Рис. 2. Зависимость мощности генерации от давления смеси. $\varnothing = 2,5$ мм, $T_0 \approx 250^\circ \text{K}$, I — область непрерывной генерации, II — область пульсирующей генерации

$\beta \approx 0,1$. Непрерывная генерация в трубке $\varnothing = 2,5$ мм наблюдалась при $N_z / N_0 = 0,5$, когда стенки трубки охлаждались до $T_0 \approx 250^\circ \text{K}$ (N_0 — число Лошмидта). Прокачка газа позволила получить равномерный разряд (4) и непрерывную генерацию при еще больших давлениях в этой же трубке.

При давлении поступающего газа $p = 1$ атм генерация от непрерывного (рис. 2) переходила в пульсирующий режим, что совпадало с образованием стримеров в разряде. Генерация прекращалась при $p = 1,2$ атм. Отметим, что уменьшение диаметра трубки позволяет получить равномерный разряд при значительно более высоких давлениях. Это связано с тем, что тепловые эффекты, определяющие контракцию разряда в трубках большого диаметра, в капиллярных трубках не столь существенны. Неконтрагированный разряд с достаточно высокой электронной температурой был получен нами в трубке $\varnothing = 1$ мм при давлении смеси $\text{CO}_2 - \text{N}_2 - \text{He}$ более атмосферного и едва уловимом потоке газа, который был нужен, чтобы предотвратить попадание воздуха в разряд.

Экспериментальные исследования хорошо подтвердили правило подобию для инверсии, сформулированное в п. 2. Анализ данных показал, что в трубках диаметром менее 1 мм возможна генерация при давлении в несколько атмосфер. Однако при создании таких лазеров могут возникнуть трудности с резонаторами.

4. С помощью описанного лазера можно осуществить перестройку частоты в диапазоне около 5 ГГц на каждой колебательно-вращательной линии генерации CO_2 , что резко повысит возможности лазерной спектроскопии в области 9–11 μ^* . Возможности лазера, работающего при атмосфер-

* При атмосферном давлении перекрытие колебательно-вращательных переходов молекулы CO_2 еще несущественно (5). Все линии перекрываются при давлении около 10 атм. В (6) было предложено использовать лазер высокого давления для создания импульсного перестраиваемого лазера.

ном давлении, могут быть значительно расширены при использовании изотопной смеси CO_2 . Использование смеси, состоящей из изотопных CO_2 молекул или других молекулярных газов, где получена генерация в области $10\text{ }\mu$, например N_2O , делает возможным построение непрерывного плавно перестраиваемого в диапазоне $9\text{--}11\text{ }\mu$ газового лазера. Мы рассчитали форму линии усиления смеси, состоящей из молекул $\text{C}^{12}\text{O}_2^{16}$, $\text{C}^{13}\text{O}_2^{16}$, $\text{C}^{14}\text{O}_2^{16}$ при нормальных условиях. Ударное уширение каждой линии считалось равным 10 Мгц/мм рт. ст. При вычислениях использовались значения частот нормальных колебаний и вращательных постоянных, приведенные в

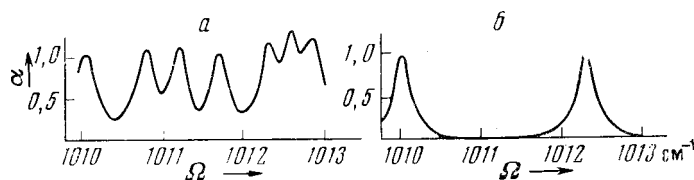


Рис. 3. Форма линии усиления при атмосферном давлении:
а — $\text{C}^{12}\text{O}^{16}$, б — смесь $\text{C}^{12}\text{O}_2^{16}$, $\text{C}^{13}\text{O}_2^{16}$, $\text{C}^{14}\text{O}_2^{16}$

работе (7). Результаты расчета (рис. 3) показывают, что линии усиления отдельных колебательно-вращательных переходов перекрыты уже при атмосферном давлении в смеси, состоящей только из трех изотопов CO_2 . Всего может быть образовано 18 изотопических CO_2 молекул, причем из-за более сложного спектра применение молекул типа $\text{C}^{12}\text{O}^{18}\text{O}^{16}$ окажется значительно эффективней, чем $\text{C}^{12}\text{O}_2^{16}$. Рис. 3 и приведенные выше результаты и соображения убеждают нас в реальной возможности построения простого непрерывного перестраиваемого газового лазера в области $9\text{--}11\text{ }\mu$.

Авторы выражают благодарность Ш. А. Блаф за участие в проведении эксперимента и Л. С. Василенко за обсуждение работы.

Институт физики полупроводников
Сибирского отделения Академии наук СССР
Новосибирск

Поступило
27 III 1972

ЦИТИРОВАННАЯ ЛИТЕРАТУРА

- ¹ В. П. Тычинский, УФН, **91**, в. 3, 389 (1967). ² Н. Н. Соболев, В. В. Сокольников, УФН, **91**, в. 3, 425 (1967). ³ А. С. Бирюков, В. К. Копюхов и др., Журн. прикл. спектроскоп., **16**, в. 2, 249 (1972). ⁴ В. П. Чеботарев, препринт № 19 ИФП СО АН СССР, Новосибирск, 1971; ДАН, **206**, № 2 (1972). ⁵ W. H. Christiansen, G. J. Mulloney, A. Hertzberg, Appl. Phys. Lett., **18**, № 8, 385 (1971). ⁶ Н. Г. Басов, Э. Н. Беленов и др., Письма ЖЭТФ, **14**, в. 10, 545 (1971); V. N. Bagratashvili, I. N. Knyazev, V. S. Letokhov, Opt. Com., **4**, № 2, 154 (1971). ⁷ J. C. Siddoway, J. Appl. Phys., **39**, № 10, 4854 (1968).