

О ВОЗРАСТАНИИ МОЩНОСТИ ГЕНЕРАЦИИ ЛАЗЕРА НА CO₂ ПОД ВОЗДЕЙСТВИЕМ ПУЧКА БЫСТРЫХ ПРОТОНОВ

В.М.Андрякин, Е.П.Велихов, С.А.Голубев,
С.С.Красильников, А.М.Прохоров, В.Д.Письменный,
А.Т.Рахимов

Обычно газовые лазеры возбуждаются электрическим разрядом. Интересно также попытаться создать электроны, возбуждающие рабочие уровни молекул, не в электрическом разряде, а путем ионизации быстрыми заряженными частицами. Такие частицы могут быть продуктами ядерных реакций, осколками деления ядер и т.д.

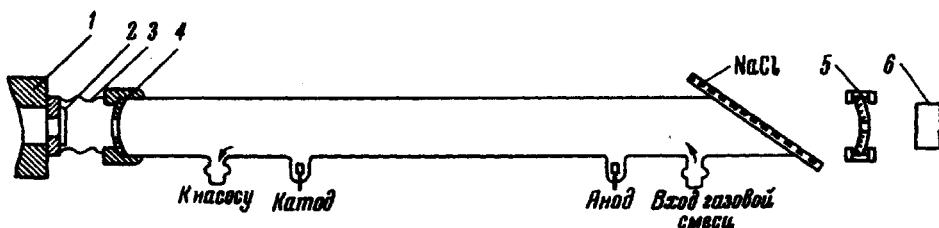


Рис.1. Схема установки для изучения влияния пучка быстрых протонов на мощность генерации лазера на CO₂: 1 – выходной фланец ускорителя; 2 – алюминиевая мембрана; 3 – сильфон; 4 – внутреннее зеркало; 5 – внешнее зеркало; 6 – приемник излучения

Определим, например, скорость возбуждения ($\Gamma(N_2)$) нижних колебательных уровней азота для смеси CO₂ - N₂ - He³ с теми же концентрациями компонент, что и в лазерах с электрическим возбуждением, облучаемой потоком тепловых нейтронов ($\Pi = 10^{18} \text{ см}^{-2} \text{ сек}^{-1}$). Будем считать при этом, что вся энергия He³ (n, p)H³ расходуется на ионизацию и все электроны, рожденные со средней энергией порядка потенциала ионизации, замедляются и проходят через область энергий 1,5 – 3,5 эВ, где основным процессом потери энергии является возбуждение нижних колебательных уровней молекул N₂ и CO [1].

$$\Gamma(N_2) = N(\text{He}^3) \sigma_p \Pi \frac{Q}{I} = 10^{20} \text{ см}^{-3} \cdot \text{сек}^{-1},$$

где N(He³) – концентрация He³; σ_p – сечение ядерной реакции (5000 барн); Q и I – энергии реакции и образования пары электрон-ион. Эта величина Γ значительно превышает скорости заселения в лазерах с электрической накачкой. Варианты с другими активными примесями, например, BF₃ (реакция B¹⁰(n, a)Li⁷) и примесь UF₆ (реакция деления) принципиально не отличаются от рассмотренного.

Для точного расчета необходимо детальное знание механизма использования энергии быстрых частиц. Нами был поставлен модельный эксперимент по влиянию пучка быстрых протонов на мощность генерации лазера на CO_2 . Схема экспериментальной установки изображена на рис. 1.

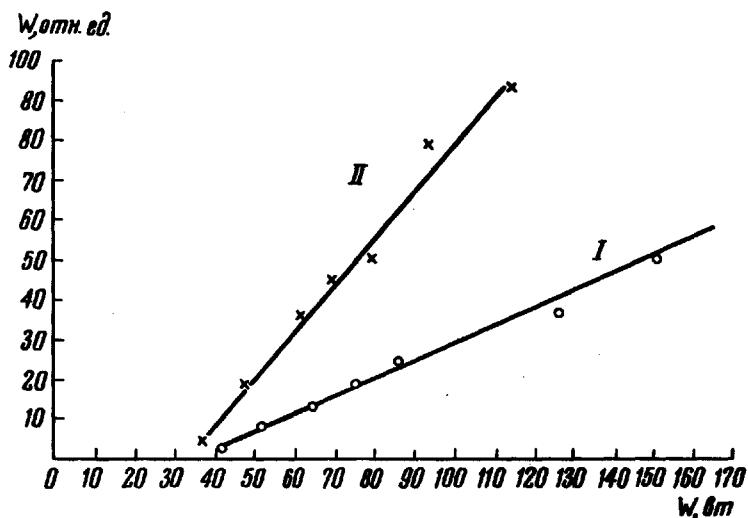


Рис.2. Зависимость мощности генерации от мощности электрической накачки без пучка протонов (кривая I) и при прохождении пучка протонов (кривая II)

Примечание. Вкладываемая в разряд электрическая мощность $W, \text{вт}$ пропорциональна току разряда, так как напряжение в разрядном промежутке при изменении тока остается постоянным

Кварцевая трубка с внутренним диаметром 22 мм имела общую длину 1600 мм при расстоянии между электродами в 1000 мм. Она соединялась с электрическим ускорителем протонов типа ЭГ-8 и отделялась от ускорительной трубки, в которой необходимо поддерживать высокий вакуум, алюминиевой мембраной $\phi 7 \text{ мм}$ и толщиной 15 мк, охлаждающей жидким азотом.

Смесь $\text{CO}_2 - \text{N}_2 - \text{He}$ в пропорции 1:2:5 с суммарным давлением 10 мбар оказалась оптимальным, непрерывно прокачивалась. Питание разряда осуществлялось постоянным током, который мог изменяться от 5 до 30 мА.

Резонатор образовывался двумя сферическими зеркалами (золото, напыленное на стекло) с радиусом кривизны 3 м, расположенными на расстоянии 1650 мм. Выход излучения из трубки осуществлялся через окно из NaCl , установленное под углом Брюстера. Внутреннее зеркало

ло имело центральное отверстие $\phi 10 \text{ mm}$ для пропускания протонного пучка. Развязка мощности производилась через центральное отверстие $\phi 5 \text{ mm}$ во внешнем зеркале. Приемником служила термопара. Пороговая мощность электрической накачки составляла около 35 eJ .

Использовавшийся ускоритель генерирует пучок протонов с энергией до $2,8 \text{ мэВ}$. Измерения интенсивности пучка, прошедшего через внутреннее зеркало, показали, что она не превышает 7 мкA в непосредственной близости от зеркала и составляет 5 мкA на половине длины трубы.

Оценки показывают, что при давлении 10 мор , пучок отдает рабочему газу около половины своей мощности, т.е. около 10 eJ . Вследствие неполного поглощения протонов в рабочем газе, окошко из NaCl подвергается значительной бомбардировке, что приводит к его быстрому помутнению.

Прохождение пучка протонов вызывает интенсивное свечение газа, но генерация не наблюдается. Однако обнаруживается сильное влияние пучка на выходную мощность лазера, возбужденного постоянным током (рис. 2). Следует указать, что при прохождении пучка напряжение на разрядном промежутке уменьшается до $4,8 \text{ кв}$ против $5,3 \text{ кв}$ — значения характерного для электрического разряда в отсутствии пучка. При этом мощность, потребляемая разрядом от электрического источника питания, уменьшается, в то время как мощность генерации резко возрастает. Из хода кривых на рис. 2 видно, что крутизна зависимости мощности генерации от тока возрастает очень сильно.

Это явление можно объяснить из следующих простых соображений. Следуя принятой гипотезе о том, что основным механизмом заселения лазера на CO_2 является резонансная передача энергии от молекул N_2 и CO [1, 2], несколько первых колебательных уровней которых непосредственно возбуждаются электронами, можно для скорости заселения верхнего лазерного уровня молекул CO_2 записать следующее выражение:

$$\Gamma(\text{CO}_2) \sim \Gamma(\text{N}_2) \sim N_0 N_e f\left(\frac{E_b}{\langle E \rangle}\right) \sigma v,$$

где N_0 — концентрация невозбужденных молекул N_2 ; σ — резонансное значение сечения электронного возбуждения рабочих колебательных уровней; N_e — полная концентрация электронов со средней энергией $\langle E \rangle$; $N_e f\left(\frac{E_b}{\langle E \rangle}\right)$ — концентрация электронов, энергия которых E_b лежит в области резонансного значения σ ; v — скорость электронов, соответствующая энергии E_b .

В отсутствии пучка протонов электрическое поле в оптимальном режиме подогревает электроны до энергии, несколько превышающей величину E_b . Это происходит из-за того, что в оптимальном режиме должно быть максимально произведение $N_e f(E_b/\langle E \rangle)$. Плотность электронов N_e определяется числом быстрых ионизирующих электронов. Поэтому произведение максимально, если функция распределения несколько сдвинута от E_b в сторону больших энергий. Так как значение $f(E_b/\langle E \rangle)$ лежит вблизи от максимума $f(E/\langle E \rangle)$, то при изменении тока, это значение меняется мало, и мощность излучения растет пропорционально плотности электронов, т.е. току.

В присутствии пучка появляется дополнительный источник ионизации. Поэтому функция распределения смещается при заданном токе в сторону меньших энергий, т.е. ближе к резонансу. Это соответствует экспериментально наблюдаемому уменьшению электрического поля. В дальнейшем с ростом тока остаются в силе прежние соображения о пропорциональности мощности генерации току, но коэффициент пропорциональности $f(E_b/\langle E \rangle)$ – увеличивается. Для детального объяснения необходимо значение вида функции распределения электронов.

Таким образом, в условиях проведенного модельного эксперимента эффективность использования энергии быстрых протонов значительно превышает эффективность использования электрической энергии. Для окончательных выводов необходимы эксперименты на более мощных пучках.

Авторы благодарны за обсуждения А.А.Веденову, Н.В.Карлову, П.П.Пашинину и за помощь в работе Л.В.Кананыкину, В.Ф.Левченко, И.Б.Соколову, Б.В.Селезневу и В.М.Полушкину.

Научно-исследовательский
институт ядерной физики
Московского
государственного университета
им. М.В.Ломоносова

Поступило в редакцию
15 июля 1968 г.
После переработки
30 июля 1968 г.

Литература

- [1] Н.Н.Соболев, В.В.Соколов. УФН, 91, № 3, 1967.
- [2] Б.Ф.Гордиец, Н.Н.Соболев, Л.А.Шелепин. ЖЭТФ, 53, 1822, 1967.