

ГАЗОВЫЙ ЛАЗЕР НА МНОГОЗАРЯДНЫХ ИОНАХ

Б.М. Смирнов

Рассмотрим условия работы газового лазера на многозарядных ионах. Такой газовый лазер представляет собой наполненную газом трубку, по оси которой идет ток многозарядных ионов. Эти многозарядные ионы успели проделать достаточный путь от источника, так что находятся в основном или метастабильном состоянии. Многозарядные ионы перезаряжаются на атомах (молекулах) газа, образуя ионы меньшего заряда. Механизм частичной перезарядки многозарядного иона $x^{n+} + y \rightarrow x^{*(n-1)+} + y^{*+}$ был достаточно полно исследован в литературе [1-8] и сводится к следующему. При изменении расстояния между ядрами термы квазимолекулы $(xy)^{n+}$, соответствующие состоянию $x^{n+} + y$, слабо изменяются с расстоянием из-за слабого поляризационного взаимодействия, тогда как термы состояния $x^{*(n-1)+} + y^{*+}$ резко изменяются из-за сильного кулоновского отталкивания. Поэтому при конечном расстоянии между ядрами термы рассматриваемых состояний пересекаются, если энергия связи последнего электрона в возбужденном ионе $x^{*(n-1)+}$ немного превышает энергию связи электрона в атоме y . На самом деле имеет место псевдопересечение рассматриваемых термов, причем величина псевдопересечения, определяемая обменным взаимодействием атомных частиц, тем больше, чем меньшему расстоянию между ядрами она соответствует. Если указанное расстояние между ядрами достигается при столкновении атомных частиц, то в окрестности точки псевдопересечения происходят переходы между рассматриваемыми состояниями. В результате получаем, что перезарядка многозарядного иона на атоме приводит к образованию возбужденного иона, причем имеется ограниченное число состояний возбужденного иона, перезарядка в кото-

рые идет с большими сечениями. При этом энергия связи электрона в образующихся возбужденных ионах превышает (но менее чем в два раза) энергию ионизации первоначального атома, и слабо связанный электрон обладает небольшим моментом.

Предлагаемый лазер работает на переходах между возбужденными состояниями иона или же между возбужденным и основным состоянием иона. Рассмотрим условия работы лазера. Пусть N – плотность начального пучка многозарядных ионов, N_i^* – плотность образующихся в результате перезарядки возбужденных ионов, N_i – плотность ионов, соответствующих нижнему состоянию перехода, на котором работает лазер, N_a – плотность атомов газа, v – скорость пучка ионов, σ – сечение перезарядки с образованием данного возбужденного иона, $1/\tau$ – вероятность высвечивания возбужденного иона с переходом в другое рассматриваемое состояние. Ограничиваясь переходами между тремя состояниями ионов, получим уравнение баланса для плотности ионов:

$$\frac{dN}{dt} = -N N_a v \sigma, \quad \frac{dN_i^*}{dt} = N N_a v \sigma - \frac{N_i^*}{\tau}, \quad \frac{dN_i}{dt} = \frac{N_i^*}{\tau}. \quad (1)$$

В стационарном случае удобно перейти к переменной $x = vt$, соответствующей координате вдоль пучка. Решая систему уравнений (1) при начальных условиях $N = N_0$, $N_i^* = N_i = 0$ при $x = 0$, получим ($\lambda = 1/N_a \sigma$) для плотности частиц данного сорта вдоль пучка:

$$N = N_0 e^{-x/\lambda}, \quad N_i^* = N_0 \frac{v\tau}{\lambda - v\tau} (e^{-x/\lambda} - e^{-x/v\tau}), \quad (2)$$

$$N_i = N_0 \left(1 - \frac{\lambda e^{-x/\lambda} - v\tau e^{-x/v\tau}}{\lambda - v\tau} \right).$$

Как видно из (2), если длина пути, который проходит пучок ионов, не сильно превышает длину перезарядки иона в газе, то $\int N_i^* dx > \int N_i dx$ даже при использованных предположениях. На самом деле из-за перезарядки ионов, находящихся в нижнем для данного перехода состоянии, условие работы лазера должно быть менее жестким.

Можно создать условия, когда энергия перехода, на котором работает лазер, превышает энергию ионизации газа. В этом случае необходимо, чтобы коэффициент усиления электромагнитной волны в лазере превышал коэффициент ослабления за счет фотоионизации атомов. Это условие имеет вид:

$$\frac{v}{\Delta\omega} \cdot \frac{\pi^2 c^2}{\omega^2} N^* \gg \sigma_{\text{фот}} N_a, \quad (3)$$

где N^* – средняя плотность возбужденных ионов на пути луча, N_a – плотность атомов, ω – частота перехода, $\Delta\omega$ – ширина спектральной линии, возникающей в результате спонтанного излучения, v – вероят-

ность спонтанного излучения в единицу времени. Хотя величина N^*/N_a очень мала, величина $\pi^2 c^2 / \omega^2 \sigma_{\text{фот}}$ весьма велика. Поэтому, меняя параметры лазера, можно создать условия, при которых вышеуказанное неравенство выполняется. При этом построенный по указанной схеме лазер будет генерировать фотоны с энергией, превышающей энергию ионизации атомов. Следует заметить, что лучок таких фотонов в воздухе имеет длину пробега $\sim 10^{-2}$ см и поглощается в результате фотоионизации молекул.

Предлагаемый лазер дает возможность получить усиление в области энергий фотонов порядка десятка электронвольт. Меняя угол между пучком ионов и лазерным пучком, а также скорость пучка ионов, можно непрерывно менять частоту электромагнитной волны в небольшом интервале частот, используя доплеровское смещение частоты. По этой же причине при данной конструкции можно работать на одной из двух частот $\omega = \omega_0 \pm v_x/c$, где ω_0 – частота перехода между уровнями иона, v_x – скорость пучка вдоль оси резонатора.

Институт атомной энергии
им. И.В.Курчатова

Поступило в редакцию
17 мая 1967 г.

Литература

- [1] D.R.Bates, H.S.W.Massey, *Phil. Mag.*, **45**, 111, 1954.
- [2] D.R.Bates, A.Dalgarno, *The Airglow and aurorae*, Perg Press, 1956.
- [3] D.R.Bates, J.T.Lewis, *Proc.Phys.Soc.*, **A 68**, 173, 1955.
- [4] Г.Месси, Е.Бархоп. *Электронные и ионные столкновения*. ИЛ, 1958.
- [5] В.Л.Моисевицш, *Meteors, Spec. Suppl. to J. Atmos. and Ter. Phys.*, **2**, 23, 1955.
- [6] D.R.Bates, *Proc.Roy.Soc.*, **A 257**, 22, 1960.
- [7] Б.М.Смирнов. *ДАН СССР*, **161**, 92, 1965.
- [8] В.К.Быховский, Е.Е.Никитин. *ЖЭТФ*, **48**, 1499, 1965.