

О ВОЗМОЖНОСТИ СВЕРХИЗЛУЧЕНИЯ В ОБЛАСТИ ВАКУУМНОГО УЛЬТРАФИОЛЕТА ПРИ ПРОБОЕ ДВУХАТОМНЫХ МОЛЕКУЛЯРНЫХ ГАЗОВ УЛЬТРАКОРотКИМ ИМПУЛЬСОМ СВЕТА

Ю.В.Афанасьев, Э.М.Беленов, И.А.Полуэктов

Импульсное возбуждение инверсии в газовом разряде является одним из немногих перспективных методов получения генерации в области вакуумного ультрафиолета [1, 2]. Используемое в настоящее время возбуждение двухатомных молекуллярных газов [2] мощным коротким ($T \sim 10^{-9}$ сек) импульсом тока обладает рядом недостатков: (трудности формирования "бегущей волны" инверсии в газе, низкие давления рабочего газа и невозможность создания плотности возбужденных частиц больше $N^* \sim 10^{13} \div 10^{14} \text{ см}^{-3}$). Ниже рассматривается возможность получения генерации вакуумного ультрафиолета при пробое газов типа N_2 , H_2 мощным ультракоротким лазерным импульсом. Картина формирования инверсии при этом следующая. Как показано в [3] при световых потоках $Q \sim 10^{13} \text{ ен/см}^2$ область пробоя распространяется со скоростью лазерного импульса, образуя длинную искру (плазма с низкой степенью ионизации), характерные размеры которой составляют $\ell \sim 10^2 \text{ см}$, $s \sim 10^{-3} \text{ см}^2$, $v = s\ell = 10^{-1} \text{ см}^3$. Средняя энергия электронов $\langle E \rangle$ в образующейся в результате пробоя плазме порядка $10 - 15 \text{ эв}$, где E – характерная энергия, близкая к потенциалу ионизации. Отметим, что, поскольку возникающие в присутствии поля лазерного импульса возбужденные состояния распадаются вследствие многофотонной ионизации [4], нейтральные молекулы в области пробоя находятся в основном состоянии. Вслед за лазерным импульсом распространяется со световой скоростью волна инверсии, связанная с возбуждением нейтральных молекул горячими электронами.

Деформацию функции распределения электронов $f(E, t)$ после прохождения лазерного импульса в области энергий $E > E$ можно приближенно описать уравнением

$$(df/dt) - I(d/dE)[\nu(E)f] = 0, \quad (1)$$

где $\nu(E)$ – частота неупругих соударений электронов с нейтралами. Решение уравнения (1) имеет вид

$$f(E, t) = (1/I\nu(E))F[t + (1/I)\int(dE/\nu(E))]. \quad (2)$$

Здесь r – функция, определяемая начальным условием $f(\xi, 0) = f_0(\xi)$. Полное число возбуждений на верхний рабочий уровень равно

$$N^* = n_0 \int_0^\infty dt \int_1^\infty d\xi \nu^*(\xi) f(\xi, t), \quad (3)$$

где n_0 – начальная плотность электронов, $\nu^*(\xi)$ – эффективная частота возбуждения данного уровня. В области энергий $\xi > 1$ функция

$f_0(\xi) = (\beta/2I) \exp(-\sqrt{\beta\xi}/I)$ [3], где $\beta = 2I \gamma/\alpha$, γ – постоянная развития электронной лавины в поле лазерного импульса напряженности E_0 , частоты ω , $\alpha = 1/6 (e^2 E_0^2/m\omega^2)$.

В случае, когда $\nu(\xi)$ и $\nu^*(\xi)$ являются медленно меняющимися функциями энергии (например, для H_2 $\nu(\xi)$ и $\nu^*(\xi)$ практически постоянны в области энергий от 50 до 400 эв [5]) из (3) получаем

$$N^* = (2n_0/\beta) (\nu^*/\nu) [3 + 3\sqrt{\beta} + \beta] \exp(-\sqrt{\beta}). \quad (4)$$

Для $\beta \sim 0,1$, что соответствует $\langle \xi \rangle \sim 15I$, $\nu^*/\nu \sim 0,1$ и плотности электронов $n_0 = 10^{16} \text{ см}^{-3}$ (при этом поглощенная плазмой энергия в объем $sI = 0,1 \text{ см}^3$ составляет $\sim 0,1 \text{ дж}$) N^* порядка 10^{16} см^{-3} . Ввиду того, что нижние колебательные уровни слабо заселяются при возбуждении молекулы электронами больших энергий [1], инверсия населенностей будет близка к 10^{16} см^{-3} . Коэффициент усиления, отвечающей инверсии 10^{16} см^{-3} порядка $10^2 - 10^3 \text{ см}^{-1}$. При столь больших коэффициентах усиления индуцированный спад уровней во много раз интенсивнее как спонтанного распада, так и электронной термолизации. Практически каждая возбужденная молекула индуцированно излучает; в результате чего формируется импульс длительности $t \sim (\beta \nu)^{-1}$, повторяющий по форме волну инверсии. При $\nu \sim 10^{13} \text{ сек}^{-1}$ длительность импульса $\sim 10^{-12} \text{ сек}$; для энергии кванта ~ 10 эв энергия в импульсе $\sim 1,6 \cdot 10^{-3} \text{ дж}$, плотность потока $Q \sim 1,6 \cdot 10^{12} \text{ вт/см}^2$.

Отметим, что указанная возможность сверхизлучения вакуумного ультрафиолета представляет интерес также и для диагностики лазерной плазмы.

Литература

- [1] A.W.Ali, A.C.Kolb. Appl. Phys. Lett., 13, 259, 1968.
- [2] Газовые лазеры (сборник переводов) М., Изд. МИР, 1968.
- [3] Ю.В.Афанасьев, Э.М.Беленов, О.Н.Крохин. ЖЭТФ, 55, 256, 1969;
Ю.В.Афанасьев, Э.М.Беленов, О.Н.Крохин, И.А.Полуэктов. ЖЭТФ, 57, 581, 1969.
- [4] Л.В.Келдыш. ЖЭТФ, 47, 11, 1964.
- [5] S.P.Khure. Phys. Rev., 149, 33, 1966; J.T.Tate, P.T.Smith. Phys. Rev., 39, 270, 1932.