

О ВОЗМОЖНОСТИ ЛАЗЕРНОЙ ГЕНЕРАЦИИ В Al/Mg СХЕМЕ С ФОТОНАКАЧКОЙ ИЗЛУЧЕНИЕМ ЛАЙНЕРА

B.B.Лоскутов, B.I.Орешкин

На основе кинетических и газодинамических расчетов проанализирована Al/Mg схема коротковолнового лазера с резонансной фотонакачкой излучением столба плазмы, образованного сжатием лайнера в диоде тераваттного генератора тока.

Одним из возможных способов достижения лазерной генерации в коротковолновой области в схемах с резонансной фотонакачкой является использование сильноизлучающей плазмы лайнера или Z-пинчей, получаемых в диодах тераваттных генераторов тока. В большинстве работ ¹⁻³ рассматривается задача получения генерации в системе состоящей из двух пинчей, один из которых играет роль источника накачки, другой - активной среды. В данной работе проанализирована схема эксперимента, в которой формирование активной среды происходит за счет испарения твердотельной мишени импульсом излучения плазменного столба, образованного сжатием лайнера и являющегося одновременно источником линии накачки. Мишень представляет собой слой вещества активной среды, нанесенный на внутреннюю цилиндрическую поверхность обратного токопровода. В качестве резонансно-связанной пары анализировалась пара ионов AlXI/MgIX ⁴, для которой накачивающей линией является резонансная линия литиеподобного иона AlXI $2s^2 \ ^2S_{1/2} - 3p^2 P_{1/2}^0 (\lambda = 48,338\text{\AA})$; накачиваемый переход $2s^{21} S_0 - 2s4p \ ^1P_1^0 (\lambda = 48,34\text{\AA})$ бериллиеподобного иона MgIX.

1. Рассмотрим вначале вопрос определения спектра излучения источника накачки. Эта задача решалась в рамках стационарной многоуровневой модели для однородного столба алюминиевой плазмы с заданной температурой T_e , плотностью ионов Ni, радиусом R и высотой h . В модели учитывались все основные элементарные процессы в многозарядной плотной плазме ⁵, включая реабсорбцию излучения. Профили линий при этом считались фойгтовскими. Скорости процессов и силы осцилляторов рассчитывались как по полуэмпириическим формулам ⁵, так и по программе "АТОМ" ⁶. Энергии уровней ионов задавались в приближении усеченного H-подобного иона, кроме иона AlXI, для которого использовался реальный спектр.

Средняя интенсивность (которой \downarrow аются скорости фотопроцессов в активной среде), создаваемая вне столба на расстоянии L по радиусу системы и Z от

середины продольной оси, определялась через выходящий с поверхности поток H_ν

$$J_\nu(L, Z) = \frac{2}{\pi} \arcsin \frac{R}{L} \left[\frac{h/2 + Z}{\sqrt{L^2 + (h/2 + Z)^2}} + \frac{h/2 - Z}{\sqrt{L^2 + (h/2 - Z)^2}} \right] H_\nu \quad (1)$$

$$H_\nu = \frac{1}{4\pi} \int_0^\pi \sin^2 \theta d\theta \int_{-\pi/2}^{\pi/2} \cos \varphi I_\nu(\theta, \varphi) d\varphi.$$

Здесь $I_\nu(\theta, \varphi)$ - интенсивность выходящего излучения, которая находится решением уравнения переноса вдоль заданного направления внутри столба.

На рис. 1 приведен типичный расчетный спектр источника с параметрами: $T_e = 200\text{эВ}$, $N_i = 3 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$, $R = 0,2\text{см}$, $h = 4\text{см}$ (стрелкой указана линия накачки). Интегральный поток в этом случае составляет $2 \cdot 10^{11} \text{ Вт/см}$. Отметим, что указанные параметры, а также величина полного потока лежат в экспериментально достижимом диапазоне для установок тераваттной мощности.

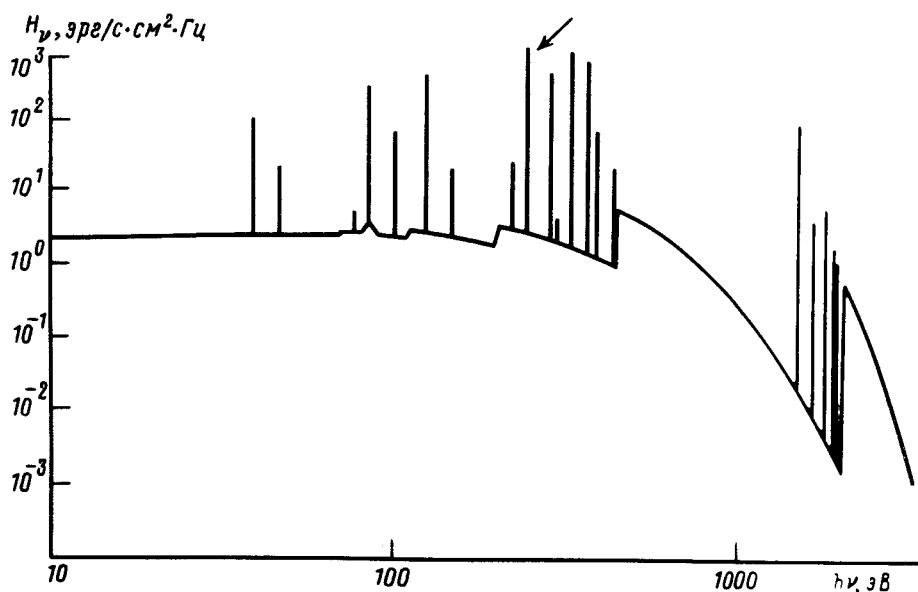


Рис.1

На рис.2 представлена спектральная зависимость интенсивности накачки, создаваемой на расстоянии $L = 0,7 \text{ см}$ ($Z = 0$), на котором могут достигаться требуемые параметры активной среды (см. ниже). Интенсивность отнесена к равновесной при $T_e = 20\text{эВ}$. Два пика соответствуют двум линиям дуплета $^2S_{1/2} - ^2P_{1/2,3/2}^0$. Поток в линии накачки составляет $3 \cdot 10^9 \text{ Вт/см}$. Стрелки на графике указывают частоты центра накачиваемого перехода при различных скоростях разлета мишени. Как показали расчеты, интервал температур, на который приходится максимум излучения в линии накачки, соответствует $T_e = 150 \div 200\text{эВ}$ в зависимости от плотности и радиуса столба ($N_i = 10^{19} \div 5 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$, $R = 0,1 \div 0,2 \text{ см}$).

2. Расчет активной среды, так же как и выше, проводился по стационарной многоуровневой модели, в которой наряду со столкновительной ионизацией и возбуждением учитывались фотоионизация и фотовозбуждение излучением источника. Перенос излучения в данной задаче не рассматривался, поскольку поперечный размер активной среды не превышает длины пробега фотона на частоте линии накачки ($0,03 \div 0,1\text{см}$).

В рассматриваемых условиях ведущим механизмом ионизации среды является фотоионизация из основного состояния. Для иона MgIX существенный вклад в ионизацию вносит фотовозбуждение с последующей ударной ионизацией. Поскольку скорость фотопроцессов слабо зависит от кратности ионизации (при $z \gg 1$) и не зависит от температуры среды, в последней ионизационное равновесие заметно смещается в сторону больших z , а вид кривой ионного состава получается достаточно пологим. Это приводит к тому, что генерация возможна при температурах, начиная с 10 эВ и вплоть до 30 эВ.

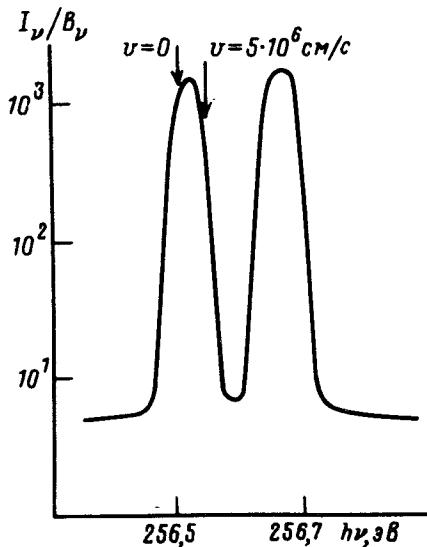


Рис. 2

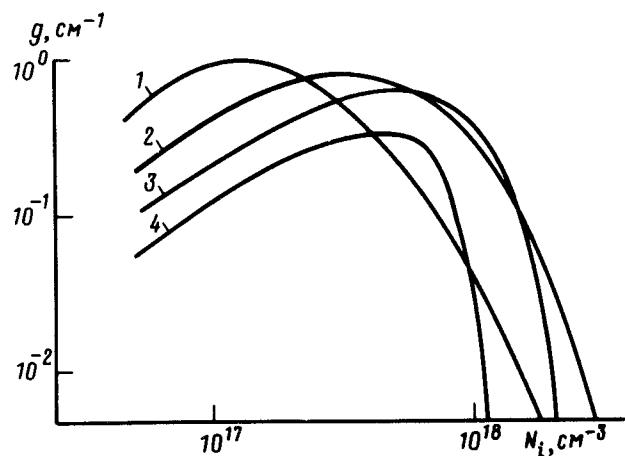


Рис. 3

Зависимость коэффициента усиления g_o от плотности N_i при различных T_e (1 - 15 эВ; 2 - 20 эВ; 3 - 25 эВ; 4 - 30 эВ) для перехода $4f\ ^3F - 3d\ ^3D$ ($\lambda = 230\text{ \AA}$), рассчитанная для спектра рис. 1 в точке $Z = 0, L = 0,7$ см при скорости разлета $v = 5 \cdot 10^6$ см/с представлена на рис. 3. Инверсия подуровня $4f$ образуется за счет столкновительного перераспределения между подуровнями уровня с главным квантовым числом $n = 4$. Максимальное значение g_o близко к единице и соответствует интервалу концентраций $10^{17} \div 10^{18} \text{ см}^{-3}$.

3. Задача определения параметров разлетающейся активной среды, решалась в одномерной гидродинамической постановке, включающей описание переноса излучения, электронную теплопроводность, диффузию азимутального магнитного поля от протекающего по пинчу тока, джоулев нагрев обратным током, реальные термодинамические свойства вещества. На границе мишени задавался поток излучения ($2 \cdot 10^{11}$ Вт/см) с фронтом нарастания и спада 5 нс и длительностью импульса 60 нс. Для магнитного поля использовалось граничное условие $B_\varphi = 2J/cL$ ($J = 1\text{ мА}$).

Расчеты показали следующее. При начальном положении границы $L_0 = 1\text{ см}$, к моменту $t = 50$ нс граница плазмы перемещается в точку $L = 0,7$ см, что соответствует скорости разлета $(5 \div 6) \cdot 10^6$ см/с. По всей толщине, кроме узкой приграничной области, температура практически постоянна и составляет $15 \div 20$ эВ; концентрация спадает с 10^{20} до 10^{18} см^{-3} . Вблизи границы на толщине скин слоя ($200 \div 300$ мкм) наблюдается рост температуры до 30 эВ, обусловленный нагревом протекающим током. Концентрация частиц в слое 10^{17} см^{-3} . Следует отметить, что приграничный слой формируется уже к моменту $t = 5 \div 7$ нс, а в последующие моменты лишь приближается к оси. Как следует из сравнения с результатами кинетических расчетов, параметры активной среды в указанном слое соответствуют требуемым для генерации значениям N_i, T_e .

Литература

1. Stephanakis S.J. et al. IEEE Trans. on Plas. Scien., 1988, 5, 472.
2. Hsing W.W., Porter J.L. Bull. Am. Soc., 1988, 33, 2062.
3. Chichkov B.N., Full E.E. Opt. Com., 1989, 3, 202.
4. Krishnan M., Trebes J. Appl. Phys. Lett., 1984, 45, 189.
5. Держиев В.И., Жидков А.Г., Яковленко С.И. Излучение ионов в неравновесно плотной плазме. 1986, М.: Наука.
6. Вайнштейн Л.А., Шевелько В.П. Структура и характеристики ионов в горячей плазме. 1986, М.: Наука.

Институт сильноточной электроники
Сибирское отделение Академии наук СССР

Поступила в редакцию
17 октября 1990 г.
