

ЛАЗЕР В ВАКУУМНОМ УЛЬТРАФИОЛЕТЕ

Д. И. Гудзенко, С. И. Яковленко

Для усиления в коротковолновом диапазоне надо резко ускорить наполнение верхнего и опустошение нижнего рабочих уровней, так как здесь быстро растут вероятности спонтанных переходов. В газовых (атомарных или ионных) лазерах верхний уровень заполняется возбуждением из основного состояния. Чтобы не переполюлировать нижний рабочий уровень, его обычно выбирают метастабильным, но тогда его трудно очищать. Расчет на короткий передний фронт греющего поля влечет новые трудности, в частности, с обратной связью.

В плазменных лазерах наполнение верхнего рабочего уровня осуществляется рекомбинирующими электронами, при больших плотностях N_e и низких температурах T_e которых оно гораздо эффективнее возможных методов наполнения непосредственным возбуждением из основного состояния. В то же время у целого ряда атомов и ионов есть низкие уровни, скорость отвода электронов из которых (ударами свободных электронов) достаточна для инверсии в течение рекомбинации плазмы.

Основным препятствием для теории газовых и плазменных лазеров является сейчас отсутствие надежных сведений о вероятностях столкновительных переходов в многоэлектронных атомах, ионах и их смесях. Более детально рассмотрена заселенность уровней рекомбинирующих атомов водорода², лития³, водородоподобных ионов⁴. Наиболее близка к этим средам плаз-

ма щелочноподобного иона, ее предварительный анализ не требует трудоемких расчетов с малонадежными сечениями.

В качестве теоретически простого примера обсудим усиление ионами Ne II на переходе $3S \rightarrow 2P$ ($\lambda = 1776 \text{ \AA}$). Предполагая высокой плотность холодных электронов, будем пренебрегать переходами на уровни $n = 3$ и $2P$ с более низких уровней и не будем различать состояний с одинаковым n (за исключением $n = 2$). В приближении стационарного стока напишем для резонансного уровня Ne II :

$$\frac{dN_{2P}}{dt} \approx N_3 A_{3,2P} + N_3 N_e V_{3,2P} - N_{2P} N_e V_{2P,2S} \approx 0, \quad (1)$$

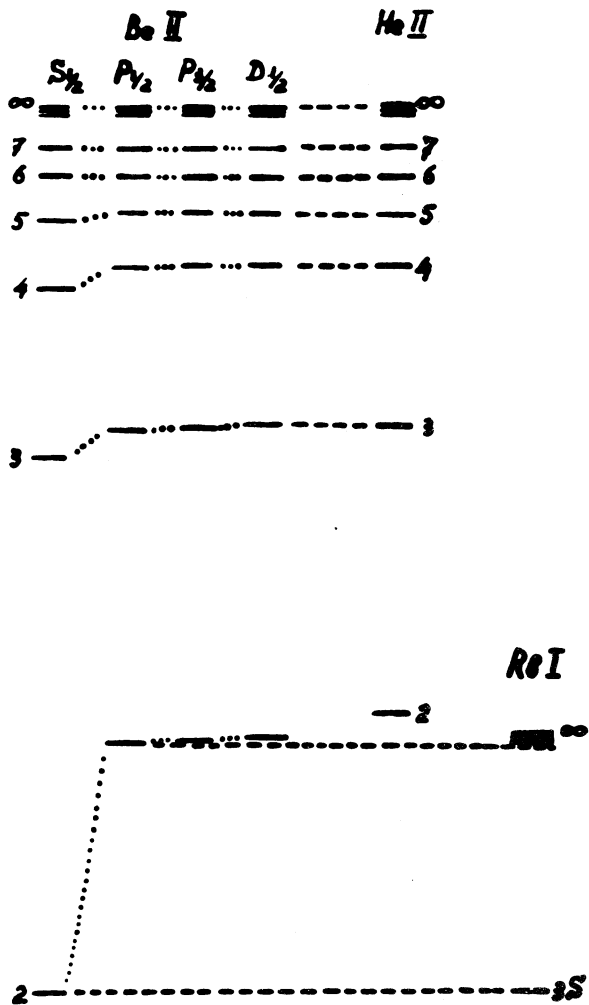
здесь $A_{3,2P} \approx 3 \cdot 10^8 \text{ сек}^{-1}$ — вероятность спонтанного перехода с уровней $n = 3$ на $2P$, $V_{3,2P}$ и $V_{2P,2S}$ — вероятности столкновительных переходов $3 \rightarrow 2P$, $2P \rightarrow 2S$. Поскольку величина $V_{3,2P}$ существенно меньше, чем $V_{2P,2S}$, из (1) следует условие инверсности средних заселенностей уровней $n = 3$ и $2P$:

$$N_e > A_{3,2P} / V_{2P,2S}$$

При $T_e = 0,1 \div 1 \text{ эВ}$ значение $V_{2P,2S} \approx (2 \div 6) \cdot 10^{-8} \text{ см}^3 \text{ сек}^{-1}$, и это условие принимает вид

$$N_e > (0,5 \div 1,5) \cdot 10^{16} \text{ см}^{-3}.$$

Начиная с $n = 3$, уровни Ne II (кроме нескольких уровней nS) практически совпадают с соответствующими уровнями Ne I (рис. 1). Усредненные силы осцилляторов для переходов $n \rightarrow m$ ($n, m \geq 3$) Ne II и Ne I также близки между собой. Поэтому при оценке заселенности N_{3S} используются результаты⁴, а N_{2P} оценивается формулой (1). В таблице 1 приведенные значения коэффициента усиления $\alpha = \lambda^2 A_{3S,2P} \times (N_{3S}/\epsilon_{3S} - N_{2P}/\epsilon_{2P})/4\Gamma$ (где Γ — ширина линии $3S \rightarrow 2P$, $\epsilon_{n,1}$ — соответствующие стат. веса) и коэффициента



Р и с. 1. Энергетические уровни однократных ионов бериллия и гелия и атома рубидия.

рекомбинации иона Be II . Отметим, что использованная тут методика оценивает величину α снизу, т.к. заселенность верхнего рабочего уровня N_{3S} значительно больше, чем используемое при оценках среднее для $n = 3$ значение.

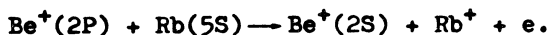
Таблица 1

$T_e (^{\circ}\text{K}) \cdot 10^{-3}$	$N_e (\text{см}^{-3})$	10^{16}	10^{17}	10^{18}
4	$1/\tau_p, \text{сек}^{-1}$	$8 \cdot 10^8$	-	-
	$\alpha', \text{см}^{-1}$	10	-	-
8	$1/\tau_p, \text{сек}^{-1}$	$2,5 \cdot 10^7$	$2,5 \cdot 10^9$	-
	$\alpha', \text{см}^{-1}$	0,6	500	-
16	$1/\tau_p, \text{сек}^{-1}$	$1,5 \cdot 10^6$	$7 \cdot 10^7$	$6 \cdot 10^9$
	$\alpha', \text{см}^{-1}$	0,15	35	$4 \cdot 10^4$

Частота рекомбинации $(\tau_p)^{-1}$ и нормированный ненасыщенный коэффициент усиления $\alpha' = \alpha N_e / N_{\text{Be II}}$

Кроме того, в рассматриваемой здесь плотной плазме практически не учитывавшаяся выше реабсорбция излучения приведет к повышению заселенности верхнего возбужденного уровня, меньше влияя на оценку заселенности нижнего, поскольку в (1) не вошло время спонтанного распада последнего.

С помощью ионизационного резонанса⁵ можно ускорить обеднение нижнего рабочего уровня, используя смесь паров бериллия и рубидия:



Эта реакция эффективна при $N_{\text{Rb}} > A_{3,2P} / \langle \sigma v \rangle$ где σ - сечение резонансной передачи возбуждения с уровней 2P ионов BeII на высоковозбужденные уровни RbI , v - тепловая скорость атомов Be . При $v \approx 2 \cdot 10^5$ см/сек, $\sigma \sim 2 \cdot 10^{-15}$ см² получаем $N_{\text{Rb}} > 10^{18}$ см⁻³. Малое сечение фотопоглощения допускает значительную плотность паров: для рубидия $\sigma_{\text{Rb}}^{\text{фот}} \sim 10^{-12}$ см², следовательно при $N_{\text{Rb}} \sim 10^{19}$ см⁻³ длина пробега фотона $\lambda_{\text{Rb}} \sim 10$ см; прозрачность BeI , BeII и BeIII еще выше.

Поступила в редакцию
3 апреля 1970 г.

Л и т е р а т у р а

1. Афанасьев Ю. В., Беленов Э. М., Князев И. Н. Краткие сообщения по физике, № 1, 59 (1970).
2. Гордиец Б. Ф., Гудзенко Л. И., Шелепин Л. А. JQRST, 8, 791 (1968).
3. Гордиец Б. Ф., Гудзенко Л. И., Шелепин Л. А., ЖЭТФ, 55, 942 (1968).
4. R. W. P. Mc Whirter, Hearn A. G. Proc. Phys. Soc., 82, 641 (1963).
Гордиец Б. Ф., Гудзенко Л. И., Шелепин Л. А., ПМТФ, № 5, 115 (1966).
5. Гудзенко Л. И., Яковленко С. И., Препринт ФИАН № 158, (1969).