

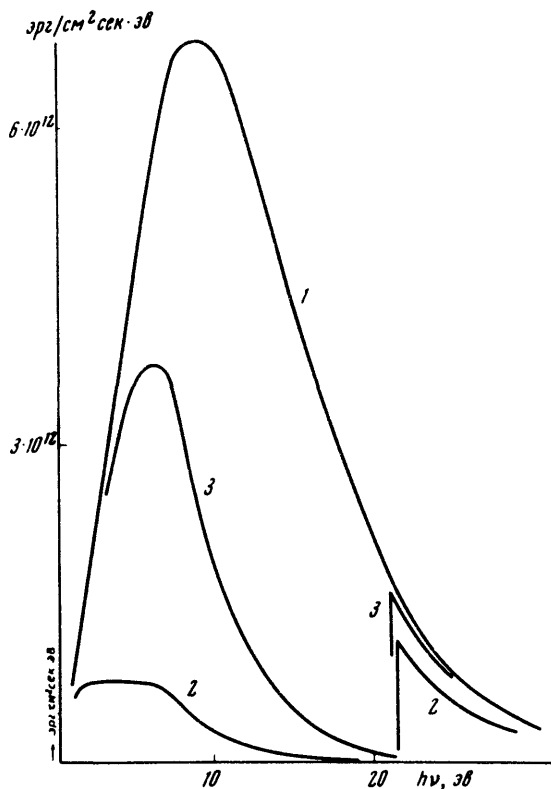
## О ВОЗМОЖНОСТИ СОЗДАНИЯ ИНВЕРСНОЙ СРЕДЫ ПРИ ФОТОИОНИЗАЦИИ ВНУТРЕННИХ ЭЛЕКТРОНОВ В АТОМАХ

*В.Б.Розанов*

Если на атом падает фотон с достаточно большой энергией, то будет происходить фотоионизация электронов внешней и более глубоких оболочек, в последнем случае ион остается в возбужденном состоянии.

Дагуэй и Рентцеллис [1] рассматривали фотоионизацию  $2p$  электронов в Na (электронная конфигурация  $2p^6 3s$ ) для создания лазера, работающего в  $\lambda \Phi$  диапазоне. Сечение  $2p$ -ионизаций примерно в 100 раз больше, чем  $3s$  [2] и все же выбор Na для лазерных целей является неудачным. Дело в том, что возбуж-

денное состояние иона ( $2p^5 3s$ ) обладает большим статическим весом  $-g_2$  и связано с основным состоянием ( $2p^6$ ) оптически разрешенным переходом. В этом случае инверсная заселенность  $N_2/g_2 \approx N_1/g_1$  быстро выравнивается. По оценкам авторов [1] требуется высокая скорость нарастания мощности оптической накачки ( $4 \cdot 10^{18}$  *вт/см<sup>2</sup> · сек*) для того, чтобы такой лазер мог работать на фронте светового импульса.



Спектр излучения при температуре  $36000^\circ$ : 1 — черного тела, 2 и 3 — слоя неоновой плазмы толщиной 1 см при плотности частиц (атомов и ионов)  $4,8 \cdot 10^{18}$  и  $1,6 \cdot 10^{19} \text{ см}^{-3}$

Мы хотим обратить внимание на то, что в ряде случаев при фотоионизации электронов внутренних оболочек возникает ион в метастабильных состояниях, поэтому накопление достаточного количества возбужденных частиц становится возможным при практически достижимых мощностях оптической накачки. Эффективность этого метода создания инверсной среды существенно определяется выбором состава плазмы источника накачки, так как при определенных условиях доля жестких фотонов, способных фотоионизовать глубокие электроны, может достигать 50%. На рисунке представлен расчетный спектр излучения неоновой плазмы при различных оптических толщинах. Такими же свойствами будут обладать спектры других благородных газов, водорода, галогенов, щелочных металлов (у них пик излучения расположен в области второй ионизации) и ряда других элементов. Пик излучения в жесткой части спектра у оптически прозрачной плазмы связан с испусканием фотона при захвате электрона и образовании атома или иона в основном состоянии.

Проследивая происхождение (генеалогия) данного иона при фотоионизации [3], можно установить, что у щелочных и щелочноземельных элементов ( $np^6(n+1)s^{\lambda}$   $\lambda = 1, 2$ ), группы кислорода, галогенов и благородных газов ( $ns^2(n+1)p^k$   $k = 4, 5, 6$ ) возбужденный ион имеет разрешенный переход в ос-

новное состояние. Схема уровней ионов элементов групп бора, углерода и азота приводится в таблице, расположение термов снизу вверх соответствует возрастанию энергии возбуждения. Данные по энергии можно найти в [4].

Атом	$ns^2(n+1)p$		$ns^2(n+1)p^2$		$ns^2(n+1)p^3$	
	$ns^2$	$ns(n+1)p$	$ns^2(n+1)p$	$ns(n+1)p^2$	$ns^2(n+1)p^2$	$ns(n+1)p^3$
Основное состояние	$1S_0$	$1P_1^0$	$2P_{1/2,3/2}^0$	$2P_{3/2,1/2}$	$1S_0$	$3S_1^0$
		$3P_{2,1,0}^0$		$4P_{5/2,3/2,1/2}$		$1D_2$
					$3P_{0,1,2}$	

У этих элементов распад нижнего из возбужденных состояний запрещен по мультиплетности, что соответствует уменьшению вероятности перехода у легких атомов в  $10^4 + 10^5$ , у тяжелых в  $10^2 + 10^3$  раз [3]. Отметим, что порог образования возбужденного иона с меньшей мультиплетностью гораздо выше, поэтому при надлежащем выборе спектра накачки будут возникать только ионы с большим значением полного спина.

У элементов с  $d$ -электронами ( $nd^m(n+1)s^{\lambda}$ ) основная и возбужденная конфигурации ионов имеют одинаковую четность, поэтому переход между ними является электрическим квадрупольным с вероятностью в  $10^5 + 10^6$  раз меньше, чем у оптически разрешенных переходов [3]. В ряде случаев существует дополнительный запрет по мультиплетности. Отметим элементы типа  $nd(n+1)s^2$ , у которых возбужденная конфигурация иона  $(n+1)s^2$  имеет статистический вес  $g_2 = 1$ , а основная конфигурация  $nd(n+1)s$  (терм  $3D$ ) -  $g_1 = 15$ . У таких элементов даже при малом отношении  $N_2/N_1$  фактор  $(N_2/g_2 - N_1/g_1)$  может быть положительным. Представляют также интерес элементы  $Zn(3d^{10}4s^2)$  и  $Cd(4d^{10}5s^2)$ . Схема нижних уровней их ионов приводится в таблице [4].

Конфигурация	Терм	Полный момент	Энергия возбуждения, $см^{-1}$	
			Zn	Cd
$3d^{10}4s$	$2S$	1/2	0,0	0,0
$3d^{10}4p$	$2P^0$	1/2	48480,6	44136,08
		3/2	49354,4	46618,55
$3d^9 4s^2$	$3D$	5/2	62721,9	69258,91
		3/2	65441,1	74893,66

В лазерном переходе  $nd^9(n+1)d^2D \rightarrow nd^{10}(n+1)p^2P^0$  нижний уровень может быстро ( $t \sim 10^{-10}$  сек) очищаться за счет разрешенного спонтанного распада в основное состояние  $^2S$ . Рекомбинация в тройных соударениях иона в атом дает принципиальную возможность существования в такой среде непрерывного режима.

В лазере, работающем на ионном переходе с накоплением частиц в нижнем состоянии (как в случае Na [1]), для линейно нарастающей по времени накачки инверсия определяется безразмерным параметром  $I\sigma t^2/\tau \gtrsim 1$ , где  $I$  — поток фотонов,  $\sigma$  — сечение фотоионизации,  $t$  — длительность фронта накачки,  $\tau$  — спонтанное время жизни верхнего уровня. Для реально достижимых величин  $I \sim 10^{23} \frac{1}{\text{см}^2 \text{сек}}$ ,  $t \sim 10^{-5}$  сек,  $\sigma = 10^{-18} \text{ см}^2$  инверсия возможна, если  $\tau \gtrsim 10^{-5}$  сек, что может иметь место у рассмотренных метастабильных атомов,

Физический институт  
им. П.Н.Лебедева  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
9 октября 1970 г.

#### Литература

- [1] M.A.Duguay, P.M.Rentzepis. Appl. Phys. Lett., 10, №12, 1967.
- [2] A.H.Boyd. Planet. Spac. Sci., 12, 729, 1964.
- [3] И.И.Собельман. Введение в теорию атомных спектров. Физматгиз, 1963.
- [4] C.Moor. Atomic Energy Levels, Washington, 1949.