

решалось методом последовательных приближений. После первой итерации получили $\lambda_1 = (\alpha^4/4) (-0.53125Z^4 + 0.2128Z^3)$, $\lambda_2 = (\alpha^2/4) (0.65625Z^4 + 0.5304Z^3)$. В результате проведенной диагонализации полученные выражения для энергии приведены в табл. 2.

Таблица 2

Выражения для энергии по НРТ и РТ после диагонализации матрицы энергии

Состояния	Е
$1s2p\ ^3P_1$	$-0.625Z^2 + 0.225728Z - 0.072994 - 0.1640625\alpha^2Z^4 + 0.1326\alpha^2Z^3$
$1s2p\ ^1P_1$	$-0.625Z^2 + 0.259869Z - 0.157028 - 0.1328125\alpha^2Z^4 + 0.0532\alpha^2Z^3$
$1s_{1/2}2p_{3/2}\ 1$	$-0.625Z^2 + 0.225728Z - 0.1640625\alpha^2Z^4 + 0.132621\alpha^2Z^3$
$1_{1/2}2p_{1/2}\ 1$	$-0.625Z^2 + 0.259869Z - 0.1328125\alpha^2Z^4 + 0.0532108\alpha^2Z^3$

Перейдем к релятивистскому расчету. Недиagonalный элемент матрицы энергии между состояниями $1s_{1/2}2p_{1/2}\ 1$ и $1s_{1/2}2p_{3/2}\ 1$, согласно [1], равен

$$-0.0160943Z + 0.0257505\alpha^2Z^3. \quad (3)$$

Проведенный ниже расчет показывает, что член с α^2Z^3 в (3) не нужен. Учитывая в (3) только αZ , при диагонализации матрицы энергии влияние этого члена будут сказываться только на коэффициентах при Z в выражении для энергии. Решение полученного векового уравнения дает $\lambda_1 = 0.259869$, $\lambda_2 = 0.225727$.

В табл. 2 приведены полученные в результате этой диагонализации выражения для энергии. Из этой таблицы следует, что НРТ и РТ возмущений приводят к эквивалентным результатам, если, во-первых, при использовании РТ возмущений недиагональные члены при диагонализации матрицы энергии брать в нерелятивистском пределе и, во-вторых, при использовании НРТ возмущений диагонализировать матрицы с членами αZ^4 и bZ^3 и полученное вековое уравнение решить по теории возмущений, ограничиваясь первым приближением.

В заключение считаем своим приятным долгом выразить благодарность Л. Н. Лабзовскому за полезные дискуссии.

Литература

- [1] Н. Т. Doyle. Adv. Atom. Mol. Phys., 5, 337, 1969.
- [2] D. Liberman, J. T. Waber, D. T. Gromer. Phys. Rev., 137A, 27, 1965.
- [3] A. Rosen, I. Lindgren. Phys. Rev., 176, 114, 1968.
- [4] A. M. Desiderio, W. R. Sampson. Phys. Rev., 3A, 1267, 1971.
- [5] Л. Н. Лабзовский. ЖЭТФ, 59, 168, 1970.
- [6] Г. Бете, Э. Солпитер. Квантовая механика атомов с одним и двумя электронами. Физматгиз, М., 1960.
- [7] Л. И. Ахизер, В. Б. Берестецкий. Квантовая электродинамика. Изд. «Наука», М., 1969.

Поступило в Редакцию 21 мая 1973 г.

УДК 539.184

О МЕХАНИЗМЕ ИНВЕРСИИ НАСЕЛЕННОСТЕЙ В АТОМНОМ ВОДОРОДЕ

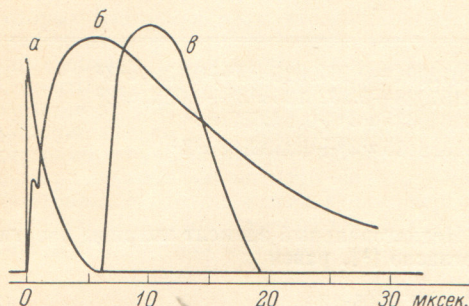
В. С. Алейников и А. П. Шелепо

Оптическая генерация в спектре атомного водорода, наблюдавшаяся в [1], интересна с точки зрения механизма создания инверсии населенностей, имеющего место в этой простейшей атомной системе. Но в [1] не приводятся временные характеристики импульса генерации, поэтому факт генерации нельзя однозначно связать с каким-либо явлением, происходящим в плазме. Оценки, выполненные ранее в работах [2, 3], показали, что в распадающейся водородной плазме при определенных условиях инверсия населенностей на ряде переходов атомного водорода может быть реализована за счет процесса ударно-излучательной рекомбинации.

Ниже приводятся типичные временные зависимости населенности верхнего лазерного уровня и мощности когерентного излучения с длиной волны 1.87 мкм H_I,

подтверждающие роль рекомбинационных процессов в образовании усилительной среды на переходе 4—3 в атомном водороде.

Экспериментальные результаты были получены в условиях, близких к описанным в [1]. Газоразрядные трубки с активной длиной 1 м и диаметром 10÷30 мм наполнялись гелием или неоном при давлении 0.5÷10 мм рт. ст. со «следами» водорода или паров воды (давление 10^{-4} ÷ 10^{-5} мм рт. ст.). Разряд возбуждался электрическими импульсами длительностью 1÷2.5 мксек. с амплитудой до 30 кв. Резонатор состоял из двух зеркал с золотым покрытием, расположенных на расстоянии 1.5 м друг от друга. Одно зеркало вогнутое с радиусом кривизны 3 м, второе — плоское. В плоском зеркале имелось отверстие связи диаметром 2 мм для вывода излучения из резонатора. Линии видимого



Импульс тока (а); временные зависимости спонтанного излучения на переходе 4—2 HI, $\lambda=4861 \text{ \AA}$ (б) и когерентного излучения на переходе 4—3 HI, $\lambda=1.87 \text{ мкм}$ (в).

участка спектра выделялись монохроматором УМ-2 и регистрировались фотомножителем ФЭУ-51. Анализ излучения и отождествление линий в инфракрасной области спектра проводились на спектрографе ИКС-21, а временные характеристики генерации фиксировались с помощью фотосопротивления на основе германия, легированного золотом. Разрешающее время входных цепей используемых световых приемников не превышало 0.3 мксек.

Наибольшая мощность генерации и интенсивность атомных линий водорода наблюдались в смесях, содержащих пары воды, что подтверждает рекомендацию, данные в [4]. На рисунке, в приведена типовая временная зависимость мощности генерации на длине волны 1.87 мкм HI. Время задержки момента возникновения генерации относительно заднего фронта импульса тока

зависело как от величины тока разряда, так и от давления и состава смеси, наполнявшей разрядную трубку, и менялось в пределах 0.5÷40 мксек.

Поскольку время «охлаждения» электронов плазмы для наших условий не превышает нескольких микросекунд [3], а времена жизни лазерных уровней много меньше, то, очевидно, что инверсия населенностей не может являться результатом возбуждения лазерных уровней прямым электронным ударом. Своеобразный провал на осциллограмме интенсивности линий водорода после окончания импульса тока (см. рисунок, б) связан с уменьшением возбуждения электронным ударом и последующим возрастанием скорости рекомбинации. Сравнение осциллограмм когерентного и спонтанного излучения с уровня, имеющего главное квантовое число $n=4$, показывает, что оптическая генерация на переходе 4—3 атомного водорода возникает в течение рекомбинационного распада плазмы.

Отметим, что плотность электронов плазмы, используемой для получения генерации на длине волны 1.87 мкм (переход 4—3 HI), составляет величину порядка 10^{13} ÷ 10^{14} см^{-3} , что близко к значению, необходимому для реализации рекомбинационного механизма инверсии, рассмотренного в [2, 3].

Литература

- [1] K. Bockasten, T. Lundholm, O. Andrade. JOSA, 56, 1260, 1966.
- [2] Л. И. Гудзенко, Л. А. Шелепин. ЖЭТФ, 45, 1445, 1963.
- [3] Б. Ф. Гордиец, Л. И. Гудзенко, Л. А. Шелепин. Препринт ФИАН СССР, № 29, 1967.
- [4] R. W. Wood. Phil. Mag., 44, 538, 1922.
- [5] Б. Ф. Гордиец, Л. И. Гудзенко, Л. А. Шелепин. ЖТФ, 36, 1622, 1966.

Поступило в Редакцию 11 июня 1973 г.

УДК 537.228.5

ОПРЕДЕЛЕНИЕ КОНСТАНТЫ ШТАРКА β_j НА УРОВНЕ $7^2P_{3/2}\text{Cs}^{133}$ МЕТОДОМ АНТИПЕРЕСЕЧЕНИЯ

Г. И. Хвостенко, В. И. Хуторщиков и М. П. Чайка

Измерение константы Штарка β_j [1, 2] методом антипересечения уровней в некоторых случаях может быть проведено с использованием напряженностей электрического поля много меньших, чем это необходимо для определения β_j методом сдвига пересече-