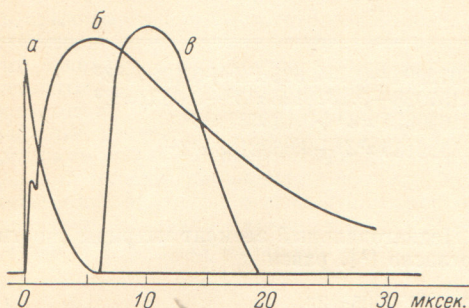


подтверждающие роль рекомбинационных процессов в образовании усилительной среды на переходе 4—3 в атомном водороде.

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 неонем 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 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.



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).

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 [5], 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

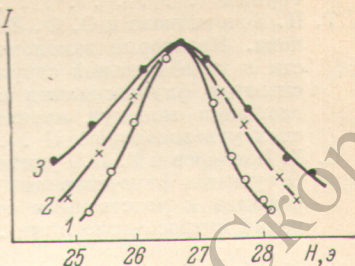
Измерение константы Штарка β_j [1, 2] методом антипересечения уровней в некоторых случаях может быть проведено с использованием напряженностей электрического поля много меньших, чем это необходимо для определения β_j методом сдвига пересече-

ния [1]. Так, на уровнях $7P_{3/2}\text{Cs}^{133}$ заметный сдвиг первого пересечения происходит в полях $E > 4$ кв/см. В то же время наложение перпендикулярного магнитному электрического поля приводит к существенному увеличению ширины сигнала пересечения (сигнал антипересечения) при напряженности $E \sim 0.8 \div 2$ кв/см.

Нами было проведено измерение ширины сигналов в полях $E = 1.6 \div 2$ кв/см (см. рисунок).

На основании полученных результатов (см. рисунок) определена константа Штарка $\beta_j = (0.50 \pm 0.04)$ Мгц/(кв/см).² Для определения β_j использовалось выражение (7) [1] для интенсивности резонансной флуоресценции

$$I = \sum_{\mu\mu'} C_1 \frac{g_{1\mu} g_{2\mu} f_{1\mu'} f_{2\mu'}}{\Gamma^2 + V^2 + \Delta^2} (\Gamma^2 + V^2) + \sum_{\mu\mu'} C_2 \frac{g_{1\mu} g_{2\mu} [f_{1\mu'}^2 - f_{2\mu'}^2]}{\Gamma^2 + V^2 + \Delta^2} V \Delta, \quad (1)$$



1 — $E=0$, 2 — $E=1.6$, 3 — $E=2$ кв/см.

здесь Γ — естественная ширина уровня, $g_{1\mu}$, $f_{1\mu}$ — матрицы наблюдения и накачки; $\Delta = V_{11} - V_{22}$, $V = 2V_{12}$, V_{11} , V_{22} , V_{12} — матричные элементы возмущения электрическим и магнитным полями состояний, которые пересекаются в отсутствие электрического поля (при $E=0$, $V=0$). Мы принимали $\Gamma = (122 \pm 2)$ нсек. из работы [3].

Отметим, что второй член в (1) в нашем случае чрезвычайно мал, так что наложение электрического поля не приводило к искажению лорентцовой формы сигнала.

Литература

- [1] Г. И. Хвостенко. Опт. и спектр., 26, 643, 1967.
- [2] Г. И. Хвостенко, М. П. Чайка. Опт. и спектр., 25, 450, 1968.
- [3] Г. Маркова, Г. Хвостенко, М. Чайка. Опт. и спектр., 23, 835, 1967.

Поступило в Редакцию 28 июня 1973 г.