

Литература

- [1] Королев Ф. А., Баскакова З. А., Одинцов В. И. *Опт. и спектр.*, 1975, 39, 60, 302.
 [2] Королев Ф. А., Вохник О. М., Одинцов В. И. *Письма ЖТФ*, 1976, 2, 224.
 [3] Одинцов В. И. *Деп. ВИНТИ № 2675—78 Деп.*, 1978.
 [4] Ахманов С. А. *Изв. вузов СССР, Радиофизика*, 1974, № 17, 541.
 [5] Старунов В. С., Фабелинский И. Л. *УФН*, 1969, 98, 441.
 [6] Ковалев В. И., Поповичев В. И., Рагульский В. В., Файзулов Ф. С. В сб.: *Квантовая электроника*, 1972, вып. 7, 78.

Поступило в Редакцию 18 декабря 1981 г.
 В окончательной редакции 23 марта 1983 г.

УДК 533.9 : 546.21-128

Опт. и спектр., т. 57, в. 4, 1984

ИЗМЕРЕНИЕ ДЛИНЫ ВОЛНЫ СИНГЛЕТ-ТРИПЛЕТНОГО ПЕРЕХОДА $1s3d^1D_2-1s3p^3P_0$ ОVII В ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЕ

Корухов В. В., Никулин Н. Г., Трошин Б. И.

В теоретических работах [1, 2] показано, что в условиях высокотемпературной плотной плазмы возможно изменение населенности уровней синглетной системы гелиеподобных ионов ряда элементов при включении вынуждающего поля на частотах синглет-триплетных переходов с одинаковыми главными квантовыми числами. Для измерения длины волны синглет-триплетного перехода на основе эффекта оптической передачи возбуждения между уровнями необходимо иметь перестраиваемый по частоте источник излучения в диапазоне длин волн вынуждающего поля с плотностью потока на уровне 10^9 Вт/см². Согласно расчетным данным работы [3], длины волн переходов $3^1D_2-3^3P_{0,1,2}$ ОVII примерно лежат в области генерации лазера на неодимовом стекле, что указывает на возможность постановки достаточно простого эксперимента с использованием одной лазерной системы как для создания плазмы, так и для проведения измерений.

В данной работе представлены экспериментальные зависимости отношений

$$\frac{I(1s^2-1s3p^1P_1)}{I(1s^2-1s2p^1P_1)} \equiv \frac{I_3}{I_2}, \quad \frac{I(1s^2-1s4p^1P_1)}{I(1s^2-1s3p^1P_1)} \equiv \frac{I_4}{I_3},$$

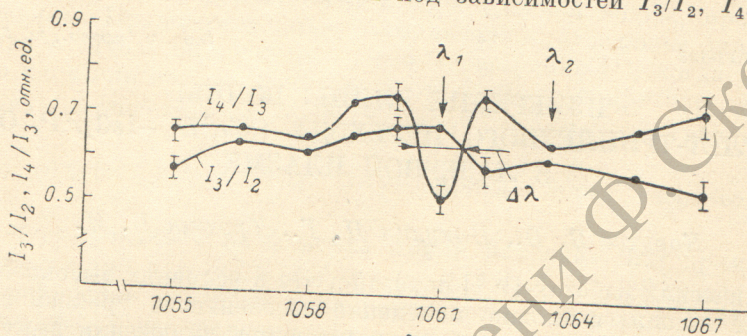
наблюдаемых интенсивностей излучения (I_2, I_3, I_4) линий гелиеподобного иона кислорода от длины волны генерации лазерной системы. Немонотонный характер полученных зависимостей интерпретировался как прохождение резонансов синглет-триплетных переходов и использовался в качестве репера для измерения длины волны.

Излучение мощной лазерной системы фокусировалось в вакуумную камеру на пластинку из Al_2O_3 , спектр резонансных линий k — ионов кислорода детектировался на пленке типа УФ-ВР с помощью плоского кристалла КАР. Для получения одной реализации спектра проводилось около 15 «выстрелов», после каждого выстрела мишень смещалась в своей плоскости. Энергия излучения в экспериментах составляла ~ 1.5 Дж, длительности импульса ~ 1.7 нс. Длина волны задающего генератора лазерной системы настраивалась на ряд фиксированных значений в диапазоне $1055 \div 1067$ нм с точностью ± 0.15 нм по монохроматору МДР-2, прокалиброванному по спектру излучения неона. Каждая экспериментальная точка на рисунке соответствует обработке от трех до восьми реализаций.

Теория резонансного взаимодействия сильного поля с веществом предсказывает возникновение многих явлений [4, 5]. В рамках данной работы для интерпретации результатов мы используем простое представление об оптической

передаче возбуждения с триплетных уровней $3^3P_{0,1,2}$ на синглетный 3^1D_2 в соответствии с результатами [1, 2]. Так как плотность потока излучения велика, область расстройки от центра линии, в которой происходит эффективное взаимодействие, может достигать нескольких нанометров. За счет большой частоты столкновений с электронами изменение населенности уровня 3^1D_2 передается практически мгновенно на уровень 3^1P_1 . Исходя из изложенного считалось, что прохождение резонанса при сканировании частоты генерации лазерной системы должно сопровождаться увеличением величин I_3/I_2 и уменьшением I_4/I_3 , причем область противофазного изменения $I_3/I_2, I_4/I_3$ может значительно превышать доплеровскую ширину перехода. Использование в качестве анализируемых данных относительных величин $I_3/I_2, I_4/I_3$ обеспечивало получение воспроизводимых результатов.

На рисунке представлены основные экспериментальные результаты. Обращает на себя внимание немонотонный ход зависимостей $I_3/I_2, I_4/I_3 = f(\lambda)$ со



Экспериментальные зависимости отношений наблюдаемых интенсивностей излучения (I_2, I_3, I_4) резонансных линий OVII от длины волны генерации лазерной системы (λ). Кривые получены по денситограммам, характеризующим свечение плазменного факела на расстоянии ~ 50 мкм от поверхности мишени.

степенью контрастности, превышающей экспериментальный разброс данных. С другой стороны, так как время жизни возбужденных уровней иона OVII весьма мало, то следует ожидать, что в пространственной области плазменного факела, где ионы появляются после окончания действия лазерного импульса, характер зависимостей существенно изменится. Действительно, на расстоянии от поверхности мишени, равном ~ 150 мкм, степень контрастности сравнивается примерно с точностью измерений. Эти данные позволяют оценить также среднюю скорость ионов: $\sim 40^7 \frac{\text{см}}{\text{с}} \left(\frac{1.5 \cdot 10^{-2} \text{ см}}{1.7 \cdot 10^{-9} \text{ с}} \right)$. Полученная величина совпадает с характерным значением скорости иона в условиях разлета лазерной плазмы в вакуум. Внешний вид кривых на рисунке показывает, что область немонотонного изменения $I_3/I_2, I_4/I_3 = f(\lambda)$ измеряется величинами на уровне единиц нанометров. При доплеровской ширине линии, равной ~ 0.1 нм, это обстоятельство не противоречит полевым представлениям, используемым для интерпретации результатов в данной работе. По нашему мнению, длину волны $\lambda_1 = 1061$ нм (см. рисунок) можно ориентировочно принять в качестве длины волны центра линии одного из переходов $3^1D_2 - 3^3P_{0,1,2}$. В рамках этих же представлений в окрестности длины волны $\lambda_2 = 1063.5$ нм находится центр другого перехода. Кроме этого, известно из теоретических и экспериментальных данных [6], что длина волны перехода $3^1D_2 - 3^3P_0$ короче длины волны перехода $3^1D_2 - 3^3P_1$, а энергетический зазор между уровнями 3^3P_0 и 3^3P_1 равен $\sim 26 \text{ см}^{-1}$. Таким образом, если принять $\lambda_1 = 1061$ нм за длину волны центра линии перехода $3^1D_2 - 3^3P_0$, то в этом случае представленные и известные теоретические и экспериментальные данные лучшим образом согласуются между собой. И далее, выбирая в качестве абсолютной точности измерений (λ) полуширину кривой $I_4/I_3 = f(\lambda)$ в окрестности длины волны $\lambda_1 = 1061$ нм, т. е. величину $\Delta\lambda \approx \pm 0.5$ нм, мы можем определить длину волны перехода $3^1D_2 - 3^3P_0$ значением 1061 ± 0.5 нм. Экспериментальное значение абсолютной точности измерения длины волны примерно на два порядка меньше расчетного значения [3].

Литература

- [1] Виноградов А. А., Скобелев И. Ю., Собельман И. И., Юков Е. А. Квант. электрон., 1975, т. 2, с. 2185.
- [2] Виноградов А. В., Скобелев И. Ю., Юков Е. А. Квант. электрон., 1976, т. 3, с. 891.
- [3] Вайнштейн Л. А., Сафронова У. И. — Препринт ИСАН СССР № 6, 1975.
- [4] Летохов В. С., Чеботаев В. П. Принципы нелинейной лазерной спектроскопии, М., 1974.
- [5] Раутиан С. Г., Смирнов Г. И., Шалагин А. М. Нелинейные резонансы в спектрах атомов и молекул. Новосибирск, 1979.
- [6] Jelly N. A. et al. — J. Phys. B, 1979, v. 12, N 16.

Поступило в Редакцию 21 апреля 1983 г.

УДК 535.375

Опт. и спектр., т. 57, в. 4, 1984

СПЕКТРЫ ДЕПОЛЯРИЗОВАННОГО РЕЛЕЕВСКОГО И КОМБИНАЦИОННОГО РАССЕЯНИЯ СВЕТА В ОКРЕСТНОСТИ ОСОБОЙ ТОЧКИ РАСТВОРА β -ПИКОЛИН—ВОДА

Зайцев Г. И., Казунина Г. А.

В последнее время резко возрос интерес к исследованию аномалий оптических и акустических свойств в растворах вблизи критических и особых точек, когда система становится термодинамически неустойчивой. В растворах с верхней критической точкой расслаивания наблюдалось значительное сужение линий деполяризованного релеевского [1] и комбинационного [2] рассеяния света, а также полос ИК поглощения [3]. Растворы с нижней критической точкой в этом отношении еще не изучались. Особый интерес вызывают жидкие смеси с особой точкой. Эти бинарные растворы не расслаиваются, но по многим свойствам напоминают расслаивающиеся. Так, в окрестности особой точки в них развиваются флуктуации концентрации, которые достигают такого же уровня, как и в расслаивающихся растворах вблизи критической точки. Это проявляется в возрастании интенсивности рассеянного света, нарушении симметричности индикатрисы рассеяния [4] и своеобразной зависимости коэффициента поглощения и скорости распространения звука [5].

В данной работе экспериментально исследованы температурные зависимости ширины крыла линии Релея (КЛР) и деполяризованной линии комбинационного рассеяния света (ДЛКР) $\nu=219 \text{ см}^{-1}$ в растворе β -пиколин—вода с концентрацией β -пиколина 0.06 мольных долей.

КЛР и ДЛКР $\nu=219 \text{ см}^{-1}$ β -пиколина регистрировались на дифракционном спектрометре ДФС-24 с аппаратной функцией, близкой к гауссовской, и линейной дисперсией 4.5 \AA/мм . Источником возбуждающего света служил гелий-неоновый лазер ЛГ-38 с мощностью излучения $40 \div 50 \text{ мВт}$. Угол рассеяния составлял 90° , а плоскость поляризации возбуждающего света совпадала с плоскостью рассеяния. Это давало возможность выделить только деполяризованную часть рассеянного света. При достижении заданной температуры раствор перемешивался и выдерживался при ней в течение $3 \div 4 \text{ ч}$ с точностью $\pm 0.05^\circ$.

При всех исследованных температурах КЛР на участке $\Delta\nu=3 \div 25 \text{ см}^{-1}$ от несмещенной частоты разлагается на два лорентциана, что соответствует двум линейным участкам на графике зависимости обратной интенсивности $1/I$ от $(\Delta\nu)^2$. Первый участок с полушириной $\delta\nu_1$ расположен в интервале частот от 3 до 8 см^{-1} , а второй с полушириной $\delta\nu_2$ — от 10 до 25 см^{-1} .

На рис. 1 приведены образцы записи контуров крыла линии Релея при температуре особой точки $t_0=71.3 \text{ }^\circ\text{C}$, а также ниже и выше этой точки в случае, когда регистрация спектра производилась со скоростью сканирования, обеспе-