

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК 533.9 : 539.186

О ВОЗМОЖНОСТЯХ ПОЛЯРИЗАЦИОННОЙ СПЕКТРОСКОПИИ ПЛАЗМЫ

С. А. Казанцев, Л. Я. Марголин, Н. Я. Польшовская,
Л. Н. Пятницкий, А. Г. Рысь и С. А. Эдельман

Поляризация флуоресценции ансамбля атомов тесно связана с параметрами среды, в которой он находится, а также с внешними воздействиями на нее. Поэтому поляризационные характеристики флуоресценции могут использоваться в диагностических целях, например, при исследовании низкотемпературной плазмы [1]. Так, скорость столкновительной релаксации выстраивания верхнего уровня $\gamma^{(2)}$ зависит от концентрации атомов среды n и относительной скорости сталкивающихся частиц v

$$\gamma^{(2)} = n \langle v \sigma^{(2)} \rangle, \quad (1)$$

где $\sigma^{(2)}$ — сечение столкновительного разрушения выстраивания. В общем случае величина $\sigma^{(2)}$ сложным образом зависит от температуры. При известном виде потенциала взаимодействия между частицами зависимость $\sigma^{(2)}(T)$ определена [2], и если имеются независимые измерения концентрации n , по измеренному значению $\gamma^{(2)}$ путем решения обратной задачи можно определить температуру атомов или ионов исследуемой среды. В нестационарной низкотемпературной плазме измерения локальной температуры тяжелой компоненты с высоким временным разрешением спектральными методами затруднено из-за узости доплеровских контуров линий и малой интенсивности сигнала. В то же время поляризационные методы могут обеспечить более высокую точность измерений. При температурах до 1000 К решение упомянутой обратной задачи не представляет трудности, и, кроме того, постоянно расширяется число атомных состояний различных элементов, для которых существуют надежные результаты измерений зависимости $\sigma(T)$ [2-4], позволяющие уточнить сделанные предположения о виде потенциала взаимодействия. В частном случае диполь-дипольного взаимодействия (например, при резонансных столкновениях) среднее $\langle v \sigma^{(2)} \rangle$ не зависит от температуры, и измерение $\gamma^{(2)}$ позволяет сразу определить концентрацию деполаризующих частиц. Заметим, что в сложных смесях для проведения такой диагностики необходимо предварительно оценить вклад в деполаризацию различных компонентов плазмы. Для достижения высокого пространственного и временного разрешения измерений $\gamma^{(2)}$ целесообразно применять метод резонансной флуоресценции.

При зондировании изотропной среды излучением лазера с шириной линии, превышающей доплеровскую полуширину контура поглощения, можно считать, что лазер не вносит анизотропию в распределение скоростей излучающих атомов. Если, кроме того, интенсивность лазерного излучения мала, то нелинейными эффектами в поляризации атомных состояний можно пренебречь [5]. В таких условиях зависимость отношения $\gamma^{(2)}/\Gamma$ от параметров Стокса флуоресценции (S_0, S_1, S_2) при возбуждении линейно-поляризованным светом имеет вид

$$\frac{\gamma^{(2)}}{\Gamma} = \frac{3}{2} [2J_b + 1] (-1)^{2J_b + J_a + J_g} \begin{Bmatrix} 2 & 1 & 1 \\ J_g & J_b & J_b \end{Bmatrix} \begin{Bmatrix} 2 & 1 & 1 \\ J_a & J_b & J_b \end{Bmatrix} \left[\frac{2S_0}{\sqrt{S_1^2 + S_2^2}} - 1 \right] - 1, \quad (2)$$

где J_a, J_b, J_g — квантовые числа углового момента начального, возбужденного и конечного состояний атома соответственно, Γ — радиационное время жизни верхнего уровня, $\{\dots\}$ — 6-символы.

В связи с вышеупомянутыми ограничениями на применимость выражения (2) его использование на практике требует, как правило, экстраполяции параметров Стокса к нулевой лазерной интенсивности (исключение составляет случай с $J_a=0$). При выводе (2) использовалось уравнение эволюции матрицы плотности ансамбля атомов, разложенной по неприводимым тензорным операторам.

Проверка реализуемости предлагаемой методики осуществлялась посредством измерения $\gamma^{(2)}$ методом резонансной флуоресценции в плазме с известными параметрами и последующего расчета сечения депolarизации. Полученное значение $\sigma^{(2)}$ сравнивалось с соответствующей величиной сечения, измеренной по магнитной депolarизации при разрушении самовыстраивания в газоразрядной плазме (эффект Ханле).

Эксперимент проводился в ВЧ разряде в неоне. Плазма имела следующие параметры: давление $p=3$ Тор, ток разряда $i_p=50$ мА, температура атомов $T_a=350$ К. Исследовалась столкновительная релаксация выстраивания уровня $2p_2$ ($2p^5 3p^3 P_1$), возбуждаемого с метастабильного уровня $1s_3$ ($2p^5 3s^3 P_0$) на длине волны 5881.89 Å излучением лазера на красителях со следующими характеристиками: максимальная энергия в импульсе — 30 мДж, длительность импульса — 1.2 мкс, ширина линии излучения — 0.5 Å.

В резонаторе лазера использовались два блочных интерферометра Фабри—Перо с базами 6 и 100 мкм. Лазерное излучение фокусировалось в исследуемый объем плазмы в пятно диаметром 0.3 мм. Рассеянное излучение, собираемое под прямым углом к направлению лазерного луча, сначала фокусировалось в плоскость промежуточной диафрагмы, а затем формировалось в параллельный пучок, в котором осуществлялся анализ поляризации флуоресценции. Далее излучение фокусировалось на входную щель монохроматора ДФС-24, имеющего аппаратную функцию 0.5 Å. Сигналы с выхода монохроматора регистрировались фотоумножителем ФЭУ-79. Система регистрации имела постоянную времени 200 нс.

Анализ поляризации флуоресценции осуществлялся путем поочередного измерения интенсивностей компонент света параллельной $I_{\parallel}$ и перпендикулярной $I_{\perp}$ поляризации лазерного излучения. Использовались два режима: в одном случае ось анализатора фиксировалась параллельно входной щели монохроматора и с помощью пластинки $\lambda/2$ поочередно изменялась поляризация лазерного излучения. Этот режим позволил исключить ошибки измерений, связанные с определением поляризационной характеристики пропускания монохроматора. Во втором случае при фиксированной поляризации лазерного излучения поворачивался анализатор. Результаты измерений двумя способами усреднялись по серии импульсов и совпали с точностью до ошибок эксперимента. Были измерены интенсивности $I_{\parallel}$ и $I_{\perp}$ при различных скоростях возбуждения, что позволило экстраполировать эти величины к нулевой лазерной интенсивности. Рассчитывалась степень линейной поляризации флуоресценции по формуле $P=(I_{\parallel}-I_{\perp})/(I_{\parallel}+I_{\perp})$. Экстраполированное значение степени поляризации флуоресценции на длине волны 6163.59 Å (переход $2p_2 \rightarrow 1s_3$) составило $P=(10.6 \pm 0.4) \cdot 10^{-2}$. Скорость столкновительной релаксации выстраивания уровня $2p_2$ неона $\gamma^{(2)}=(0.37 \pm 0.06)$ Г. Сечение релаксации оказалось равным $\sigma^{(2)}=(27.5 \pm 4.8) \cdot 10^{-16}$ см².

Исследование самовыстраивания проводилось в разряде постоянного тока в неоне ($p=0.2 \div 3$ Тор, $i_p=40 \div 120$ мА, $T_a=350$ К). Поскольку сигналы самовыстраивания очень слабы и составляют величину порядка 0.1% от полной интенсивности спектральной линии, для их выделения использовалась разностная схема наблюдения [6] и техника накопления с применением многоканального анализатора АИ-256-6 [7]. Схема регистрации была модернизирована с целью увеличения ее линейности и динамического диапазона. Электрические сигналы с нагрузочных сопротивлений ФЭУ-38 в 1 МОм поступали на дифференциальный усилитель УБП2-03 с входным сопротивлением 25 МОм, уровнем собственных шумов 2 мкВ и большой глубиной регулирования постоянной составляющей на выходе. Выходной сигнал усилителя подавался

на блок преобразования «напряжение—частота» интегратора И-02 с погрешностью преобразования 0.5%. Период развертки магнитного поля был выбран равным 3 с, поэтому во избежание искажения формы регистрируемого контура постоянная времени масштабного усилителя интегратора И-02 была уменьшена до 0.2 с [8]. Сечение разрушения выстраивания уровня $2p_2$ неона определялось по уширению лорентцовских контуров сигналов самовыстраивания давлением собственного газа [9]. Величина сечения получилась равной $\sigma^{(2)} = (22.6 \pm 4.4) \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$.

Значения сечений, измеренные двумя методами, совпадают в пределах случайных ошибок измерений и находятся в согласии с данными работ [3, 10], что подтверждает возможность проведения диагностики низкотемпературной плазмы по поляризационным характеристикам резонансной флуоресценции с присущими методам лазерной диагностики локальностью (в наших измерениях пространственное разрешение составило 10^{-5} см^3) и временным разрешением. Точность измерений может быть значительно повышена путем уменьшения ошибок при измерении параметров Стокса, а также при помощи автоматизации измерений и обработки экспериментальных данных.

Использование для возбуждения света круговой поляризации может расширить возможности предлагаемого метода, так как позволит одновременно определять две скорости релаксации $\gamma^{(1)}$ и $\gamma^{(2)}$ и, таким образом, учитывать пленение излучения, которое при значительных давлениях может вносить большую систематическую ошибку. Дальнейшее повышение точности измерений $\gamma^{(x)}$ может быть достигнуто измерением скорости распада поляризационных моментов при крутом заднем фронте импульса возбуждения.

Литература

- [1] Н. Я. Полюновская, Л. Н. Пятницкий. Препринт ИВТАН № 5—077, М., 1981.
- [2] E. L. Lewis. Phys. Rep., 58, № 1, 1980.
- [3] C. G. Carrington, A. Corney, A. V. Durrant. J. Phys. B, 5, 1001, 1972.
- [4] J. P. Grandin, X. Husson. J. de Phys., 42, № 1, 1981.
- [5] M. Ducloy. Phys. Rev. A, 8, № 4, 1973.
- [6] С. А. Казанцев, А. Кислинг, М. П. Чайка. Опт. и спектр., 36, 1030, 1974.
- [7] Е. Н. Котликов. Вестн. ЛГУ, Физ.-хим., № 10, вып. 2, 159, 1976.
- [8] С. А. Казанцев, Е. С. Ползик. Опт. и спектр., 41, 1092, 1976.
- [9] С. А. Казанцев, А. Кислинг, М. П. Чайка. Опт. и спектр., 34, 1227, 1973.
- [10] T. Fujimoto, G. Goto, K. Fukuda. Opt. Commun., 40, 23, 1981.

Поступило в Редакцию 25 января 1982 г.

УДК 621.373 : 535.01

ГЕНЕРАЦИЯ СТОКСОВОЙ И АНТИСТОКСОВОЙ ВОЛН, СТИМУЛИРОВАННАЯ ДВУХФОТОННОЙ ПОДСВЕТКОЙ

Н. Е. Корниенко, А. М. Стеба и В. Л. Стрижевский

Известно, что эффективность генерации стоксовой волны слабой накачки можно существенно повысить при вынужденном комбинационном рассеянии (ВКР) сильной накачки или двухфотонном поглощении (ДФП) излучения подсветки на этом же комбинационно-активном переходе [1]. В данной работе впервые исследована одновременная генерация стоксовой ω_s и антистоксовой ω_a компонент накачки ω_n , стимулированная излучением двухфотонной подсветки ($2\omega_1 = \omega_{21}$, ω_{21} — частота комбинационного перехода) в инвертированных и неинвертированных средах. Важной особенностью такого рассмотрения является учет наряду с комбинационными трех четырехфотонных пара-