

КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ

УДК 535.2+535.36

О ВОЗБУЖДЕНИИ ОБРАТНОЙ ГИПЕРЗВУКОВОЙ ВОЛНЫ ПРИ ВРМБ С ШИРОКОПОЛОСНОЙ НАКАЧКОЙ

Баскакова З. А., Одинцов В. И., Хакимов А. А.

Если ширина спектра накачки $\Delta\omega_L$ превышает удвоенный частотный сдвиг 2Ω , то при ВРМБ наряду с гиперзвуковой волной p^+ , распространяющейся в направлении накачки, должна возникать значительно менее интенсивная волна p^- , распространяющаяся в обратном направлении [1]. Для экспериментального обнаружения этой волны нами регистрировался сигнал, возникавший при брегговском отражении от нее узкополосного зондирующего излучения. Обратное ВРМБ возбуждалось в метане (давление 150 атм, длина кюветы 30 см) излучением рубинового лазера с модуляцией добротности вращающейся призмой (ширина спектра $\Delta\omega_L = 0.3 \text{ см}^{-1}$, угловая расходимость $3 \cdot 10^{-3} \text{ рад}$). На рисунке: 1 — вращающаяся призма, 2 — рубиновый стержень, 3 — выход-

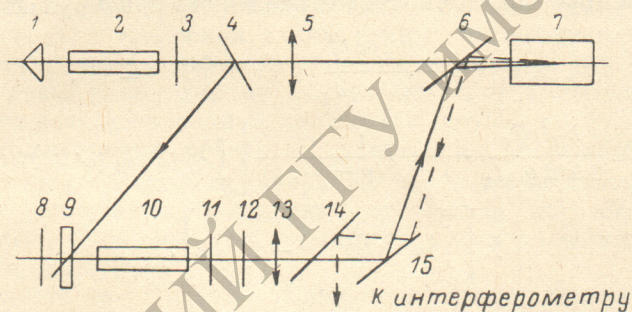


Схема экспериментальной установки.

ное зеркало резонатора, 5 — линза с фокусным расстоянием 1 м, фокусирующая излучение накачки в центр кюветы с метаном 7. Возбуждающее излучение имело мощность 5–10 МВт и было поляризовано горизонтально (в плоскости рисунка). Диаметр лазерного пучка на линзе 5 составлял $\sim 1 \text{ см}$. Уширение спектра накачки вследствие возбуждения стоксовых компонент при последовательном ВРМБ было сравнительно невелико. Источником узкополосного зондирующего излучения служил другой рубиновый лазер с модуляцией добротности насыщающимся фильтром. На рисунке 8, 11 — зеркала резонатора этого лазера, 10 — рубиновый стержень, 9 — насыщающийся фильтр. Фокусировка зондирующего излучения в кювету осуществлялась с помощью длиннофокусной линзы 13, зеркала 15 и стеклянной пластины 6. Для синхронизации импульсов обоих лазеров часть излучения возбуждающего лазера стеклянной пластиной 4 направлялась на насыщающийся фильтр. Зондирующее излучение было поляризовано вертикально и имело ширину спектра $\sim 2 \cdot 10^{-2} \text{ см}^{-1}$. С помощью ослабителя 12 его мощность устанавливалась намного ниже порога ВРМБ. Стеклянной пластиной 6 зондирующий луч направлялся в кювету под малым углом ($\sim 2 \cdot 10^{-2} \text{ рад}$) к возбуждающему пучку. Отраженное от гиперзвуковых волн зондирующее излучение (показано штриховой линией) стеклянной пластиной 14 направлялось на интерферометр Фабри—Перо. Пластины 6, 14 устанавливались

под углом Брюстера, что препятствовало попаданию в интерферометр горизонтально поляризованного широкополосного излучения ВРМБ. На интерферограммах наблюдались 2 узкие спектральные компоненты, отстоящие на удвоенный сдвиг ВРМБ в метане $2\bar{\Omega}=0.12 \text{ см}^{-1}$. По приближенной оценке интенсивность коротковолновой компоненты составляла $\sim 10^{-2}$ от интенсивности длинноволновой. При одновременной подсветке интерферометра излучением зондирующего лазера его спектральная компонента располагалась точно посередине между компонентами отраженного луча. Очевидно, что последние должны быть интерпретированы как результат стоксова рассеяния зондирующего луча на гиперзвуковой волне p^+ и антистоксова рассеяния его на волне p^- .

Расчет, основанный на спектральном подходе [1-3], позволяет найти как интенсивность ВРМБ, так и интенсивности гиперзвуковых волн и интенсивности стоксовой и антистоксовой компонент отраженного зондирующего излучения. Истощение накачки, представляемой в виде плоской волны, предполагается незначительным. Приводимые ниже соотношения справедливы для стационарной накачки в случае когерентного режима рассеяния [4], когда длина среды достаточно мала или интенсивность накачки превышает критическую. Отношение средних интенсивностей волн p^- и p^+ оказывается равно $(\hat{I}^-/\hat{I}^+) \parallel$

$$= \frac{\pi}{8} \Delta\Omega \int_0^\infty \eta_L(\omega) \eta_L(\omega + 2\bar{\Omega}) d\omega, \quad \text{где } \Delta\Omega \text{ — ширина линии теплового рассея-$$

ния, η_L — нормированная на 1 форма линии накачки. Для прямоугольного спектра накачки при $\Delta\omega_L > 2\bar{\Omega}$ $(\hat{I}^-/\hat{I}^+) = (\pi\Delta\Omega/8\Delta\omega_L) [1 - (2\bar{\Omega}/\Delta\omega_L)]$. Если зондирующее излучение является монохроматическим и распространяется, как и возбуждающее, в направлении оси z , то спектральная плотность яркости стоксовой и антистоксовой компонент отраженного зондирующего луча равна

$$\tilde{B}_S(\omega, \theta, z) = \frac{2k_B T \bar{\omega} \tilde{I}_L}{\pi \bar{\lambda}^2 \bar{\Omega}(\theta) \tilde{I}_L} \left| e^{i\kappa(\bar{\omega}_L - \omega, \theta)(z - z_0)} - 1 \right|^2, \quad (1)$$

$$\tilde{B}_{AS}(\omega, \theta, z) = \frac{k_B T \bar{\omega} \tilde{I}_L}{2\pi \bar{\lambda}^2 \bar{\Omega}(\theta) \tilde{I}_L} \cdot \frac{1}{1 + \rho^2(\omega - \bar{\omega}_L, \theta)} \left[\int_0^\infty \eta_L(\omega') \eta_L[\omega' + 2\bar{\Omega}(\theta)] d\omega' \right] \times \\ \times \left[\int_0^\infty \left| e^{i\kappa(\bar{\omega}_L, \theta)(z - z_0)} - 1 \right|^2 d\bar{\Omega} \right], \quad (2)$$

где θ — угол рассеяния, k_B — постоянная Больцмана, $\bar{\omega}$, $\bar{\lambda}$ — средняя частота и длина волны возбуждающего излучения, $\tilde{I}_L$ — средняя интенсивность возбуждающего излучения, $\tilde{I}_L$ и $\bar{\omega}_L$ — интенсивность и частота зондирующего луча, $\rho(\bar{\Omega}, \theta) = 2[\bar{\Omega} - \bar{\Omega}(\theta)]/\Delta\bar{\Omega}(\theta)$, $\kappa(\bar{\Omega}, \theta) = b(\theta) \tilde{I}_L^{\frac{1}{2}} [1 + i\rho(\bar{\Omega}, \theta)]/2\cos\theta \times [1 + \rho^2(\bar{\Omega}, \theta)]$, $b(\theta) = Y^2 \beta_s \bar{\omega} \bar{\Omega}(\theta)/2\Delta\bar{\Omega}(\theta) n^2 c^2$, Y , β_s — константы, вводимые в [5], n — коэффициент преломления, z_0 — координата задней границы среды.

Для средних яркостей из (1), (2) получаем $\tilde{B}_{AS}(\theta, z)/\tilde{B}_S(\theta, z) = (\pi/8) \Delta\Omega \int_0^\infty \eta_L \times (\omega') \eta_L[\omega' + 2\bar{\Omega}(\theta)] d\omega'$. В случае немонохроматического зондирующего луча со средней интенсивностью $\tilde{I}_L$ и шириной спектра $\Delta\omega_L < \Delta\omega_L$ средние яркости $\tilde{B}_S$ и $\tilde{B}_{AS}$ оказываются такими же, как и для монохроматического луча.

При обратном рассеянии в метане $\bar{\Omega}=0.05 \text{ см}^{-1}$, $\Delta\bar{\Omega}=7 \cdot 10^{-4} \text{ см}^{-1}$ [6]. Полагая форму η_L прямоугольной, получим $\tilde{B}_{AS}/\tilde{B}_S = \hat{I}^-/\hat{I}^+ = 6 \cdot 10^{-4}$, что значительно меньше экспериментального значения $\sim 10^{-2}$. Одной из причин такого различия наряду с неточностью определения интенсивности слабой антистоксовой компоненты может быть нестационарность рассеяния, поскольку время жизни фононов $\tau_\phi = 8 \text{ нс}$ сравнимо с длительностью импульса накачки (25 нс). Нестационарность уменьшает интенсивность когерентно возбуждаемой волны p^+ и в то же время не снижает интенсивность возбуждаемой некогерентно волны p^- .

- [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