

- [1] Левчук С.А., Соминский Г.Г., Воскресенский С.В. // Письма в ЖТФ. 1988. Т. 14. В. 13. С. 1194-1197.
- [2] Рабинович М.И., Трубецков Д.И. Введение в теорию колебаний и волн. М.: Наука, 1984. 432 с.
- [3] Соминский Г.Г. В сб.: Лекции по электронике СВЧ (4-я зимняя школа-семинар инженеров). Кн. 3. Саратов: СГУ, 1978. С. 119-138.

Поступило в Редакцию
29 марта 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 10

26 мая 1990 г.

01; 02; 12

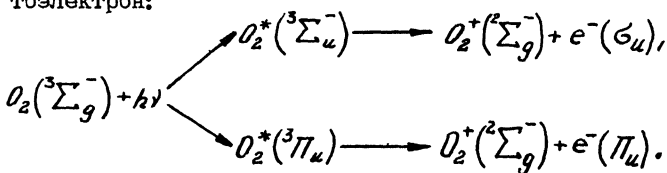
© 1990

НОВЫЙ МЕТОД НАБЛЮДЕНИЯ ФОТОИОНИЗАЦИИ ОРИЕНТИРОВАННЫХ МОЛЕКУЛ

А.В. Головин, В.В. Кузнецов,
Н.А. Черепков

Фотоионизация молекулы, ориентированной в пространстве, позволяет получить наиболее полную информацию о ее структуре [1]. Ориентированными являются, например, молекулы, адсорбированные поверхностью. Однако в этом случае нельзя избавиться от влияния поверхности на изучаемый процесс. В настоящей работе показано, что использование техники совпадений позволяет выделить из всех процессов фотоионизации молекул, находящихся в газообразном состоянии и потому не являющихся ориентированными, такие процессы, которые отвечают фотоионизации молекул, ориентированных определенным образом в пространстве.

В качестве примера в работе изучается диссоциативная фотоионизация молекул O_2 в основном состоянии (${}^3\Sigma_g^-$). В результате поглощения неполяризованного фотона молекула переходит в возбужденное состояние, характеризуемое термами ${}^3\Sigma_u^-$ и ${}^3\Pi_u$, затем распадается на молекулярный ион в состоянии ${}^2\Sigma_g^-$ и фотозлектрон:



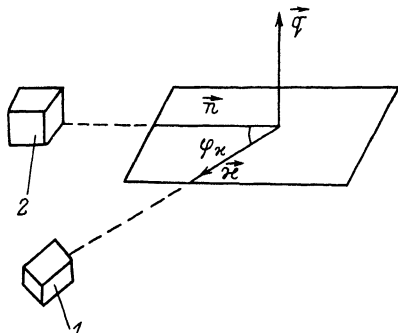


Рис. 1. Схема эксперимента. 1 - детектор электронов, 2 - детектор ионов.

Молекулярный ион $O_2^+(\Sigma_g^-)$ в свою очередь распадается с образованием атома кислорода в основном состоянии 4P и иона $O^+(^4S)$. Если время распада молекулярного иона $O_2^+(t_{\text{расп}})$ намного меньше периода вращения O_2^+ , то за время $t_{\text{расп}}$ молекулярный ион не успевает сколько-нибудь заметно повернуться, и ориентацию иона O_2^+ за время $t_{\text{расп}}$ можно считать неизменной.

В эксперименте регистрируются на совпадение ион O^+ и фотоэлектрон, вылетающие под некоторым углом друг к другу. Направление оси молекулы в пространстве задает прямая, вдоль которой разлетаются атом и ион кислорода.

В рассматриваемом эксперименте приняты следующие условия наблюдения (см. рис. 1).

- 1) Ось молекулы \vec{n} , т.е. прямая, вдоль которой разлетаются атом и ион кислорода, перпендикулярна направлению распространения света \vec{q} .
- 2) Фотоэлектроны регистрируются в плоскости, перпендикулярной направлению распространения света \vec{q} , т.е. $\vec{x} \perp \vec{q}$, где \vec{x} - единичный вектор в направлении импульса фотоэлектрона.

Как известно [2], угловое распределение фотоэлектронов, выбитых из неориентированных молекул неполяризованным светом, в электрическом дипольном приближении определяется формулой

$$I_K(\vec{x}) = \frac{\sigma_K(\omega)}{4\pi} \left[1 - \frac{\beta_K}{2} P_2(\cos \vartheta_x) \right], \quad (1)$$

где $\sigma_K(\omega)$ - парциальное сечение фотоионизации молекулы, ω - частота света, β_K - параметр анизотропии углового распределения, ϑ_x - угол между векторами \vec{q} и \vec{x} . При сформулированных выше условиях наблюдения этот угол равен 90° и является фиксированным, поэтому интенсивность $I_K(\vec{x})$ при повороте \vec{x} вокруг \vec{q} остается неизменной.

Выражение для углового распределения фотоэлектронов, выбитых неполяризованным светом из ориентированных молекул, было получено в работах [1, 3]. При наших условиях наблюдения эта формула дает:

$$I_{\kappa}(\vec{\alpha}, \vec{n}) = \frac{G_{\kappa}(\omega)}{4\pi} \cdot (C_1 + C_2 \cos 2\varphi_{\alpha}), \quad (2)$$

где φ_{α} - угол между векторами \vec{n} и $\vec{\alpha}$ (см. рис. 1). Если в разложении волновой функции фотоэлектрона по парциальным волнам ограничиться лишь старшей парциальной волной с орбитальным моментом $l = 1$, то

$$C_1 = \frac{g(d_1^2 + d_0^2)}{4(2d_1^2 + d_0^2)}, \quad C_2 = \frac{g(d_0^2 - d_1^2)}{4(2d_1^2 + d_0^2)}, \quad (3)$$

$$d_1^2 = |\langle 11\frac{1}{2}; \frac{1}{2} | d_1 | 1 \rangle|^2 + |\langle 11-\frac{1}{2}; \frac{1}{2} | d_1 | 0 \rangle|^2 + |\langle 11-\frac{1}{2}; -\frac{1}{2} | d_1 | -1 \rangle|^2 + |\langle 11\frac{1}{2}; -\frac{1}{2} | d_1 | 0 \rangle|^2, \quad (4)$$

$$d_0^2 = |\langle 10\frac{1}{2}; \frac{1}{2} | d_0 | 1 \rangle|^2 + |\langle 10-\frac{1}{2}; \frac{1}{2} | d_0 | 0 \rangle|^2 + |\langle 10-\frac{1}{2}; -\frac{1}{2} | d_0 | -1 \rangle|^2 + |\langle 10\frac{1}{2}; -\frac{1}{2} | d_0 | 0 \rangle|^2. \quad (5)$$

Здесь $\langle l m_{\mu}; \sum_{\kappa} |d_{\kappa}| \sum'' \rangle$ - дипольный матричный элемент перехода из начального состояния $\Lambda'' \sum''$ в конечное состояние, содержащее ион $(\Lambda_{\kappa} \sum_{\kappa})$ фотоэлектрон с квантовыми числами $l m_{\mu}$, где m и μ - проекции орбитального момента и спина на молекулярную ось. Формула (4) дает вклад фотоэлектрона, имеющего симметрию π_{μ} , а формула (5) - вклад фотоэлектрона с симметрией σ_{μ} . Нетрудно убедиться в том, что если преобладающий вклад дают фотоэлектроны с симметрией σ_{μ} , то распределение (2) имеет минимумы при $\varphi_{\alpha} = \frac{\pi}{2}$ и $\varphi_{\alpha} = \frac{3\pi}{2}$, максимумы при

$\varphi_{\alpha} = 0$ и $\varphi_{\alpha} = \pi$. Если же преобладает вклад π - фотоэлектронов, то угловое распределение (2), наоборот, имеет минимумы при $\varphi_{\alpha} = 0$ и $\varphi_{\alpha} = \pi$, максимумы при $\varphi_{\alpha} = \frac{\pi}{2}$ и $\varphi_{\alpha} = \frac{3\pi}{2}$.

Результаты измерения дифференциального сечения фотоионизации молекул кислорода приведены на рис. 2. Сплошная кривая представляет собой результат аппроксимации экспериментальных точек с помощью формулы (2), полученный методом наименьших квадратов. Вертикальной чертой для каждой точки отмечена статистическая погрешность с доверительной вероятностью 0.63. За единицу при-

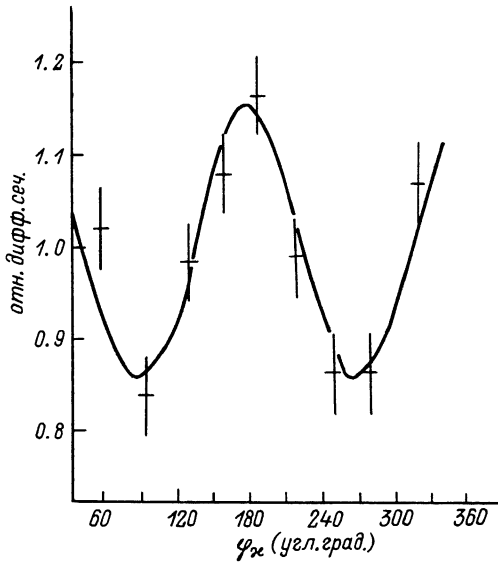


Рис. 2. Относительное дифференциальное сечение фотоионизации ориентированных молекул кислорода неполяризованным светом. Условия эксперимента приведены на рис. 1.

нято сечение, равное среднему арифметическому значений сечения при различных углах φ_x , полученных экспериментально.

Из рис. 2 видно, что при $\varphi_x = \pi$ дифференциальное сечение имеет максимум, а при $\varphi_x = \frac{\pi}{2}$ и $\varphi_x = \frac{3\pi}{2}$ — минимумы, при этом сечение в минимумах равно ≈ 0.85 от среднего арифметического значения сечения. Отсюда следует вывод, что в процессе фотоионизации молекул O_2 с образованием иона в состоянии ${}^2\Sigma_g^-$ вылетающий фотоэлектрон с большей вероятностью обладает симметрией \mathcal{Z}_u , чем \mathcal{X}_u . Удобно ввести отношение

$$\frac{C_2}{C_1} = \frac{d_0^2 - d_1^2}{d_0^2 + d_1^2}, \quad (8)$$

которое равно +1, если образуются только фотоэлектроны с симметрией \mathcal{Z}_u , и -1, если образуются только фотоэлектроны с

симметрией \mathcal{X}_u . Эксперимент дает значение $\frac{C_2}{C_1} = 0.145 \pm 0.059$,

что согласуется с выводом о том, что образование электронов, имеющих симметрию \mathcal{Z}_u , происходит с большей вероятностью.

Следует отметить, что учет поворота молекулы за время $t_{\text{расп}}$ уменьшает величину отношения $\frac{C_2}{C_1}$ по сравнению со зна-

чением, определяемым формулой (6), т.к. для неориентированных молекул $C_2 = 0$. Поэтому полученное из экспериментальной кривой значение отношения \mathcal{I} следует рассматривать как нижнюю оценку этого отношения. Учет парциальных волн с большими значениями $\frac{C_2}{C_1}$ может привести как к уменьшению, так и к увеличению отношения $\frac{C_2}{C_1}$ по сравнению с величиной, определяемой формулой (6).

С п и с о к л и т е р а т у р ы

- [1] S h e r e p k o v N.A., K u z n e t s o v V.V. // Z. Phys. D. 1987. V. 7. N 3. P. 271-280.
- [2] T u l l y J.C., B e r r y R.S., D a l t o n B.J. // Phys. Rev. 1968. V. 176. N 1. P. 95-105.
- [3] D i l l D. // J. Chem. Phys. 1976. V. 65. N 3. P. 1130-1133.

Поступило в Редакцию
19 февраля 1990 г.

Письма в ЖТФ, том 16, вып. 10

26 мая 1990 г.

05.3; 07; 12

© 1990

ИМПУЛЬСНАЯ ГЕНЕРАЦИЯ CO_2 ЛАЗЕРА С УПРАВЛЯЕМЫМ VO_2 ЗЕРКАЛОМ

Н.Ф. Б о ч о р и ш в и л и, Ю.М. Г е р б ш т е й н,
О.Б. Д а н и л о в, В.А. К л и м о в,
Н.Ю. С е н ц о в, И.А. Х а х а е в,
Ф.А. Ч у д н о в с к и й

В настоящей работе сообщается об управлении генерацией CO_2 лазера на длине волны 10,6 мкм при помощи многослойного оптического резонатора – управляемого лазерного зеркала, содержащего слой двуокиси ванадия. Управление основано на перестройке резонатора в результате фазового перехода диэлектрик–металл в слое двуокиси ванадия при нагревании слоя. Возбуждение заданной моды происходит при нагреве заданного участка зеркала импульсами лазера на неодимовом стекле.

О создании зеркала для CO_2 лазера, принцип действия которого основан на перестройке оптического резонатора при фазовом переходе металл–диэлектрик, а также об управлении таким зеркалом при помощи электронного луча сообщалось в работах [1–3].