

Слабое разрешение полос в районе  $12 \div 14$  эв не позволяет однозначно установить  $I_p$  всех четырех МО. Наиболее разумное, на наш взгляд, разложение полос показано на рисунке штриховой линией. Хотя при таком разложении полосы  $I_p 3a_1$  орбитали, испытывающей отталкивание орбитали  $4a_1 (2p_z N)$  получается меньше  $I_p$  МО  $3e$ , полосу при 13.85 эв нельзя отнести к орбитали  $3a_1$ , т. к. невырожденная орбиталь имела бы необъяснимо большую полуширину.

Обращает на себя внимание уменьшение суммарного расщепления орбиталей  $CH_3$  групп при переходе от диметиламина к триметиламину [2.5 эв в  $NH(CH_3)_2$  и 1.2 эв в  $N(CH_3)_3$ ]. Очевидно, этот факт, как и низкий  $I_p$  МО  $3a_1$ , объясняется уменьшением эффективности перекрытия  $e(CH_3)$  орбиталей между собой и с  $2p_z N$  орбиталью при приближении конфигурации связей  $R_3N$  к плоской. В ФЭ спектрах молекул  $CH_3OH$ ,  $CH_3SH$  ( $CH_3)_2S$ , имеющих плоскую конфигурацию связей атомов O и S, также расщепления орбиталей  $e(CH_3)$  не наблюдается [8, 9].

#### Литература

- [1] D. W. Turner, C. Baker, A. D. Baker, C. R. Brundle. *Molecular Photoelectron Spectroscopy*. Wiley — Interscience, 1970.
- [2] G. R. Branton, D. C. Frost, F. G. Herring, C. A. McDowell. *Chem. Phys. Letters*, **3**, 581, 1969.
- [3] A. V. Cornford, D. C. Frost, F. G. Herring, C. A. McDowell. *Canad. J. Chem.*, **49**, 1135, 1971.
- [4] S. Cradock, E. A. V. Ebsworth, W. J. Savage, R. A. Whiteford, J. C. S. Faraday **11**, **68**, 934, 1972.
- [5] D. R. Lloyd, N. L yn a u g h. *J. C. S. Faraday II*, **68**, 947, 1972.
- [6] Ф. И. Вилесов, С. Н. Лопатин. *ЖТФ.*, **42**, 176, 1972.
- [7] В. И. Вовна, С. Н. Лопатин, Р. Петцольд, Ф. И. Вилесов, М. Е. Акопян. *Опт. и спектр.*, **34**, 868, 1973.
- [8] J. H. D. Eland. *Phil. Trans. Roy. Soc. Lond. A*, **268**, 87, 1970.
- [9] S. Cradock, R. A. Whiteford. *J. C. S. Faraday II*, **68**, 281, 1972.

Поступило в Редакцию 5 февраля 1973 г.

УДК 539.186

### СТОЛКНОВИТЕЛЬНАЯ ДЕПОЛЯРИЗАЦИЯ ОПТИЧЕСКИ ОРИЕНТИРОВАННЫХ АТОМОВ Хе В МЕТАСТАБИЛЬНОМ $^3P_2$ -СОСТОЯНИИ ПРИ АЗОТНОЙ И КОМНАТНОЙ ТЕМПЕРАТУРАХ

Р. А. Житников и А. И. Окунович

В последние годы были предприняты исследования столкновительной деполяризации оптически ориентированных атомов инертных газов в  $^3P_2$ -состоянии [1-3]. Эти исследования проводились только при комнатной температуре. В настоящей работе сообщается о первых результатах исследования столкновительной деполяризации оптически ориентированных атомов Хе в  $(5p^6s)^3P_2$ -состоянии при азотной температуре. Выбор Хе обусловлен наличием у него изотопов с различными спинами ядер  $I$  ( $I=1/2$  для  $^{129}He$ ,  $I=3/2$  для  $^{131}He$  и  $I=0$  для четных изотопов Хе), что позволяет выявить роль спина ядра в столкновительной деполяризации.

В эксперименте применялась обычная методика наблюдения сигналов оптической ориентации по изменению поглощения циркулярно-поляризованного света накачки при магнитном резонансе в  $^3P_2$ -состоянии. Источником света служила ксенонная дисковая лампа в коаксиальном резонаторе. В поглощающей ячейке для создания метастабилей Хе поддерживался емкостной безэлектродный разряд на частоте 30 Мгц. Для наблюдения оптических сигналов магнитного резонанса применялась амплитудная модуляция с частотой 333 гц резонансного РЧ магнитного поля  $H_1$ . Резонансная частота была постоянной и равнялась 1.4 Мгц. Перед фотодетектором находился интерференционный фильтр ( $\lambda=8819 \text{ \AA}$ ). Резонансные сигналы с выхода фотодетектора после усиления и синхронного детектирования записывались на двухкоординатном самописце.

Поглощающая ячейка и лампа были припаяны к высоковакуумной установке. Для устранения примесей применялся предварительный прогрев установки до  $300^\circ C$  и геттер (металлический Rb). В измерениях использовался спектрально чистый ксенон.

В эксперименте измерялась ширина линии  $\Delta H_{1/2}$  магнитного резонанса на половине высоты сигнала в зависимости от амплитуды резонансного РЧ поля  $H_1$ . Экстраполированная на нулевое значение радиополя  $H_1$  ширина линии  $\Delta \tilde{H}_{1/2}$  равна:  $\Delta \tilde{H}_{1/2} = (\Delta H_{1/2})_p + \delta H$ . Здесь  $(\Delta H_{1/2})_p$  — вклад в ширину линии от дезориентации при столкновениях атомов Хе в метастабильном  $^3P_2$ -состоянии с атомами Хе в основном  $^1S_0$ -со-

стоянии;  $\delta H$  — вклад от неоднородности магнитного поля в объеме ячейки и столкновений со стенками ячейки. В пределах погрешности измерений не было обнаружено зависимости  $\Delta \tilde{H}_{1/2}$  ни от силы разряда, ни от интенсивности света накачки. Погрешность измерения ширины линии была обусловлена в основном нестабильностью магнитного поля в лаборатории и малым отношением сигнал/шум в наиболее неблагоприятных случаях (большое давление Хе, азотная температура).

Измеренные при 77° К ширины линий оказались равными:  $\Delta \tilde{H}_{1/2} = (16.8 \pm 2.3)$  мэ для сигнала четных изотопов Хе ( $g$ -фактор  $g = 1.5$ ) и  $\Delta \tilde{H}_{1/2} = (12.2 \pm 3.3)$  мэ для сигнала изотопа  $^{129}\text{Xe}$  ( $g = 1.8$ ). Для нахождения величины  $\delta H$  была использована зависимость  $\Delta \tilde{H}_{1/2}$  от давления Хе при комнатной температуре (см. рисунок). При стремлении

давления Хе к нулю  $\Delta \tilde{H}_{1/2}$  стремится к величине  $\delta H$ . По данным измерений, представленных на рисунке,  $\delta H = (5.4 \pm 1.1)$  мэ. Измеренные значения  $\Delta \tilde{H}_{1/2}$  и  $\delta H$  позволяют вычислить по известной формуле [1] сечение  $\sigma$  дезориентирующего взаимодействия атомов Хе в основном  $^3P_2$ -состоянии с атомами Хе в основном  $^1S_0$ -состоянии при азотной температуре. В результате вычислений найдено, что для четных изотопов Хе ( $g = 1.5$ )  $\sigma = (200 \pm 59) \text{ \AA}^2$ , для изотопа  $^{129}\text{Xe}$  ( $g = 1.8$ )  $\sigma = (142 \pm 92) \text{ \AA}^2$ . При вычислении  $\sigma$  была использована известная величина давления насыщенного пара твердого Хе при азотной температуре  $P = 1.93$  мтор [4].

Для выяснения зависимости сечения от температуры мы провели исследование деполяризации Хе также при комнатной температуре. Эти исследования сильно осложнялись тем, что в рабочем диапазоне давлений ( $10^{-4} \div 10^{-2}$  тор) давление Хе изменялось со временем после включения разряда в ячейке. Включение разряда приводило к уменьшению давления, если ксенон был напушен в хорошо откачанную ( $P = 10^{-7}$  тор) и обезгаженную ячейку. Если же в ячейке вначале имелось значительное количество Хе ( $P = 10^{-1} \div 10^{-2}$  тор), то после откачки до давления  $10^{-4} \div 10^{-5}$  тор включение разряда приводило к возрастанию давления Хе. Скорость изменений давления зависела от интенсивности разряда и достигала десяти миллитор в час. Со временем величина скорости уменьшалась. Для ослабления влияния изменений давления ширины линий при комнатной температуре измерялись после установления малой скорости изменения давления и использовались слабые разряды в ячейке. За время записи 5  $\div$  10 сигналов при различных значениях радиополя  $H_1$  изменение давления не превышало нескольких десятых миллитопа.

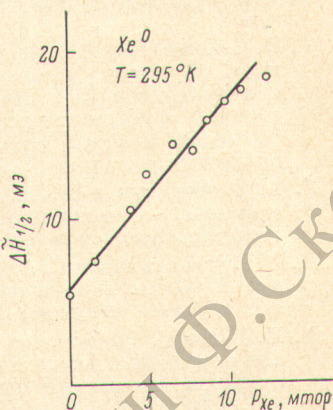
Данные измерений для четных изотопов Хе при комнатной температуре представлены на рисунке. По тангенсу угла наклона прямой на рисунке можно вычислить сечение деполяризации при комнатной температуре. В результате вычислений найдено, что  $\sigma = (77 \pm 23) \text{ \AA}^2$ . Погрешность определения  $\sigma$  обусловлена в основном погрешностью измерения давления Хе. Давление измерялось вакууметром ВТ-3 с термомпарным датчиком ЛТ-2. После проведения экспериментов была произведена градуировка использованного датчика для Хе по образцовому манометру Мак-Леода.

Таким образом, в результате проведенных исследований найдено, что: 1) при уменьшении температуры от комнатной до азотной сечение деполяризации четных изотопов Хе в  $^3P_2$ -состоянии увеличивается примерно в 2.5 раза, 2) при азотной температуре сечение деполяризации для четных изотопов Хе примерно в 1.5 раза больше, чем для нечетного изотопа  $^{129}\text{Xe}$ . Последний результат можно сравнить с результатами работы [2], в которой было найдено, что при комнатной температуре сечения деполяризации четных и нечетных изотопов Хе одинаковы.

Следует отметить, что величина сечения, полученная нами для комнатной температуры, сильно отличается от величины  $\sigma = (190 \pm 16) \text{ \AA}^2$ , приведенной в работе [2]. Причину такого расхождения объяснить сейчас трудно, тем более что в работе [2] не приводится подробного описания методики измерений для Хе. В частности, неизвестно, производились ли измерения с отпаянными ячейками, в которых, по нашим данным, давление может сильно изменяться в процессе измерений, или с кинетической вакуумной установкой, как в настоящей работе.

#### Литература

- [1] L. D. Scheerer. Phys. Rev., 180, 83, 1969.
- [2] L. D. Scheerer. Phys. Rev., 188, 505, 1969.
- [3] А. Б. Гутнер, Р. А. Житников, А. И. Окуневич. Письма в ЖЭТФ, 13, 420, 1971.
- [4] В. Г. Фастовский. Инертные газы, М., 1972.



Зависимость экстраполированной на нулевое значение радиополя  $H_1$  ширины линии  $\Delta \tilde{H}_{1/2}$  магнитного резонанса четных изотопов Хе ( $g = 1.5$ ) от давления  $P$  ксенона при комнатной температуре.