

оптического сигнала магнитного резонанса от угла θ выделить изменение концентрации $\delta\varphi_0^0$ атомов при резонансе.

В эксперименте осуществлялась оптическая ориентация 3P_2 атомов ^{134}Xe в плазме высокочастотного (34 МГц) газового разряда при давлении $\sim 10^{-3}$ тор. Для детектирования использовалась линия 8819 Å (переход $^3P_2 - ^3D_3$). На рисунке изображена зависимость сигнала δL магнитного резонанса от угла θ , наблюдавшаяся в эксперименте ($\delta L = L_{\text{рез.}} - L$). Полученная зависимость находится в качественном согласии с выражением (2). При угле $\sim 55^\circ$ кривая на рисунке не обращается в нуль, что свидетельствует о том, что при магнитном резонансе действительно происходит изменение концентрации φ_0^0 метастабильных атомов. Положительные значения δL соответствуют увеличению фототока при резонансе. Из выражения (2) и данных рисунка следует, что при магнитном резонансе концентрация φ_0^0 уменьшается. Уменьшение φ_0^0 наблюдалось как при накачке циркулярно поляризованным (ц. п.) светом, так и при накачке неполяризованным (н. п.) светом. Относительное изменение концентрации атомов при резонансе составляло $(\delta\varphi_0^0/\varphi_0^0) = 5 \cdot 10^{-3}$ при ц. п. свете накачки и $(\delta\varphi_0^0/\varphi_0^0) = 1.5 \cdot 10^{-3}$ при н. п. свете накачки (интенсивность н. п. света была в 3 раза больше интенсивности ц. п. света). Абсолютное изменение концентрации 3P_2 атомов Хе при магнитном резонансе составляло соответственно $7.5 \cdot 10^6$ и $2.3 \cdot 10^6 \text{ см}^{-3}$.

Таким образом, в настоящей работе разработана методика измерения малого изменения концентрации атомов, происходящего при разрушении ориентации этих атомов, и впервые зарегистрирован подобный эффект в ксеноновой плазме.

Влияние атомов на их концентрацию может быть обусловлено не только эффектом «утечки» за счет оптических переходов, как в настоящей работе, но и за счет «утечки» в результате столкновительных процессов. Например, такое влияние может быть обусловлено зависимостью вероятности ионизации или девозбуждения частиц от их взаимной ориентации (пеннинговские столкновения 2^3S_1 метастабилей гелия друг с другом или с атомами щелочного металла [5, 6], сверхупругие или ионизационные столкновения поляризованных электронов с поляризованными атомами [7]). Методика, разработанная в настоящей работе, может найти применение при исследовании таких процессов.

Литература

- [1] М. П. Чайка. Интерференция вырожденных атомных состояний. Изд. ЛГУ, 1975.
- [2] Р. А. Житников. Усп. физ. наук, 104, 168, 1971.
- [3] Р. А. Житников, Е. В. Блинов, Л. С. Власенко. ЖЭТФ, 64, 98, 1973.
- [4] С. Langhlin. J. Phys. B, 8, L400, 1975.
- [5] Б. Н. Севастьянов, Р. А. Житников. ЖЭТФ, 56, 1908, 1968.
- [6] С. П. Дмитриев, Р. А. Житников, А. И. Окуневич. ЖЭТФ, 70, 69, 1976.
- [7] А. И. Окуневич. ЖЭТФ, 77, 574, 1979.

Поступило в Редакцию 20 июля 1981 г.

УДК 539.186.01

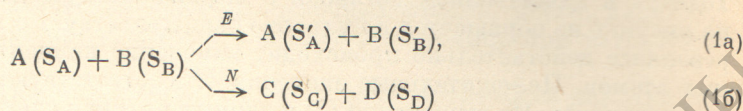
НЕРАВЕНСТВА МЕЖДУ ЭФФЕКТИВНЫМИ СЕЧЕНИЯМИ УПРУГОГО (СПИН-ОБМЕННОГО) И НЕУПРУГОГО ПРОЦЕССОВ

А. И. Окуневич

Упругие и неупругие столкновения частиц, обладающих внутренними угловыми моментами, характеризуются некоторым набором сечений [1], ответственных за эволюцию матриц плотности исходных частиц и частиц, образующихся в результате столкновения. В настоящей работе показывается, что

относительная величина этих сечений не может быть произвольной, так как они должны удовлетворять определенным неравенствам, вытекающим из свойства неотрицательности диагональных элементов матрицы плотности (заселенностей). Впервые на такую возможность получения неравенств для сечений обратили внимание Дьяконов и Перель при рассмотрении упругих деполяризирующих столкновений [2].

Рассматривается столкновение атомных частиц А и В со спинами S_A и S_B , в результате которого



происходит упругий E -процесс (1а) (спиновый обмен) или неупругий N -процесс (1б) (перестройка) с образованием частиц C и D , обладающих спинами S_C и S_D . Считается, что как исходные частицы, так и продукты реакции (1) обладают нулевыми внутренними орбитальными моментами. В соответствии с правилом Вигнера [3] предполагается, что полный спин S частиц сохраняется как в упругом, так и в неупругом процессе реакции (1). Это предположение позволяет записать связь спиновой матрицы плотности $\hat{\rho} = \hat{\rho}^{AB} + \hat{\rho}^{CD}$ продуктов реакции (1) со спиновой матрицей плотности $\hat{\rho} = \hat{\rho}^{AB}$ исходных частиц в виде

$$\hat{\rho}_{S_M, S' M'}^{AB} = A_E(S, S') \hat{\rho}_{S_M, S' M'}^{AB}, \quad \hat{\rho}_{S_M, S' M'}^{CD} = A_N(S, S') \hat{\rho}_{S_M, S' M'}^{AB}. \quad (2)$$

Здесь $A_E(S, S')$ и $A_N(S, S')$ — элементы суперматрицы рассеяния $\hat{A} = \hat{A}_E + \hat{A}_N$, характеризующие изменение матрицы плотности в E - и N -процессах. Из-за сохранения полного спина величины $A_N(S, S')$ отличны от нуля только в том случае, когда S и S' удовлетворяют неравенствам

$$|S_A - S_B| \leq S \leq (S_A + S_B), \quad (3)$$

$$|S_C - S_D| \leq S \leq (S_C + S_D). \quad (4)$$

Для отличия $A_E(S, S')$ от нуля необходимо, чтобы S и S' удовлетворяли неравенству (3). Из условия сохранения числа частиц ($\text{Sp } \hat{\rho} = \text{Sp } \hat{\rho}$) следует соотношение унитарности для \hat{A} -матрицы

$$A_E(S, S) + A_N(S, S) = 1. \quad (5)$$

Переходя в формулах (2) к представлению несвязанных спиновых моментов, получаем выражения для изменений в столкновении матриц плотности в E - и N -процессах ($\Delta \hat{\rho}^{AB} = \hat{\rho}^{AB} - \hat{\rho}^{AB}$, $\Delta \hat{\rho}^{CD} = \hat{\rho}^{CD}$)

$$\Delta \rho_{\tilde{m}_A \tilde{m}_B, \tilde{m}'_A \tilde{m}'_B}^{AB} = - \sum_{SS'} [1 - A_E(S, S')] W_{m_A m_B m'_A m'_B}^{\tilde{m}_A \tilde{m}_B \tilde{m}'_A \tilde{m}'_B}(S, S') \rho_{m_A m_B, m'_A m'_B}^{AB}$$

$$\Delta \rho_{\tilde{m}_C \tilde{m}_D, \tilde{m}'_C \tilde{m}'_D}^{CD} = \sum_{SS'} A_N(S, S') W_{m_A m_B m'_A m'_B}^{\tilde{m}_C \tilde{m}_D \tilde{m}'_C \tilde{m}'_D}(S, S') \rho_{m_A m_B, m'_A m'_B}^{AB}$$

$$W_{m_1 m_2 m'_1 m'_2}^{m_3 m_4 m'_3 m'_4}(S, S') = \sum_{MM'} C_{S_1 m_1 S_2 m_2}^{SM} C_{S_1 m'_1 S_2 m'_2}^{S'M'} C_{S_3 m_3 S_4 m_4}^{SM} C_{S_3 m'_3 S_4 m'_4}^{S'M'}$$

Предположим, что до столкновения

$$\rho_{m_A m_B, m'_A m'_B}^{AB} = \delta_{m_A m'_A} \delta_{m_B m'_B} \quad (6)$$

Так как диагональные элементы матрицы плотности $\rho_{m_A m_B, m'_A m'_B}^{AB}$ суть неотрицательные числа, то в результате столкновения те из них, которые до столкновения равнялись нулю (т. е. такие, у которых $\tilde{m}_A \neq m'_A$ и $\tilde{m}_B \neq m'_B$), могут получить только неотрицательное приращение

$$\Delta \rho_{\bar{m}_A \bar{m}_B, \bar{m}_A \bar{m}_B}^{AB} = - \sum_{SS'} [1 - A_E(S, S')] W_{m_A^0 m_B^0 m_A^0 m_B^0}^{\bar{m}_A \bar{m}_B \bar{m}_A \bar{m}_B}(S, S') \geq 0, \text{ при } \begin{cases} \bar{m}_A \neq m_A^0, \\ \bar{m}_B \neq m_B^0. \end{cases} \quad (7)$$

Для частиц C и D, возникающих в N-процессе, по этой же причине неотрицательными должны быть приращения всех диагональных элементов матрицы $\hat{\rho}_{CD}$

$$\Delta \rho_{\bar{m}_C \bar{m}_D, \bar{m}_C \bar{m}_D}^{CD} = \sum_{SS'} A_N(S, S') W_{m_A^0 m_B^0 m_A^0 m_B^0}^{\bar{m}_C \bar{m}_D \bar{m}_C \bar{m}_D}(S, S') \geq 0. \quad (8)$$

Так как значки m_A^0 и m_B^0 в (6) могут принимать любые допустимые для них значения, то выражения (7), (8) дают систему большого числа неравенств для элементов суперматрицы \hat{A} . Причем вследствие соотношения унитарности (5) неравенствами оказываются связаны также и константы различных процессов (E и N).

Подставляя в выражения (7), (8) соотношения, связывающие суперматрицу рассеяния \hat{A} с матрицей рассеяния $\hat{T} = \hat{T}_E + \hat{T}_N$

$$A_E^-(S, S') = T_E^-(S) T_E^+(S'), \quad A_N(S, S') = T_N(S) T_N^+(S'),$$

можно показать, что неравенства (7), (8) для элементов \hat{T} -матрицы удовлетворяются тождественно и не накладывают, следовательно, никаких ограничений на \hat{T} -матрицу. Для элементов же \hat{A} -матрицы неравенства (7), (8) удовлетворяются не тождественно и накладывают определенные ограничения на относительную величину элементов \hat{A} -матрицы.

Из неравенств для элементов \hat{A} -матрицы следуют неравенства для эффективных (усредненных по скоростям) сечений, входящих в кинетические уравнения, описывающие эволюцию матриц плотности частиц в реакции (1). Неравенства для сечений получаются из выражений (7), (8) посредством замены

$$[1 - A_E^-(S, S')] \rightarrow \sigma_{SS'}^E, \quad A_N(S, S') \rightarrow \sigma_{SS'}^N. \quad (9)$$

Матрицы эффективных сечений $\hat{\sigma}^E$ и $\hat{\sigma}^N$ E- и N-процессов являются эрмитовыми, поэтому полученные неравенства связывают лишь реальные части этих сечений. Вследствие унитарности \hat{A} -матрицы диагональные элементы матриц сечений совпадают: $\sigma_{SS}^E = \sigma_{SS}^N$, что приводит к возникновению связи в виде неравенств между сечениями упругого и неупругого процессов.

В качестве примера приведем неравенства для сечений столкновения метастабильных 2^3S_1 -атомов гелия с атомами щелочного металла. В таком столкновении может происходить упругий спин-обменный процесс, характеризуемый сечением $\sigma^0 = \text{Re} \sigma_{1/2, 1/2}^E$, и неупругий (ионизационный) пеннинг-процесс, характеризуемый сечением $\sigma^n = \sigma_{1/2, 1/2}^N$. Из выражений (7), (8) с заменой (9) следует, что сечения должны удовлетворять неравенству $2\sigma^0 \geq \sigma^n$. В настоящее время известны сечения только пеннинг-процесса в столкновениях метастабилей ортогогелия с атомами Na, K, Rb и Cs [4]. Полученное неравенство позволяет установить по измеренным сечениям σ^n нижнюю границу для сечений спин-обменного процесса в таких столкновениях.

Аналогичным образом получаются неравенства для сечений спинового обмена и пеннинг-процесса в столкновениях He (2^3S_1)—He (2^3S_1), а также для сечений чисто упругих спин-обменных столкновений атомов со спином $S_A > 1/2$ (N, Mn, Eu и др.).

Неравенства для эффективных сечений, полученные в настоящей работе, являются весьма общими, так как они следуют из неравенств для суперматрицы рассеяния, основанных лишь на предположении о сохранении полного спина, и не зависят от вида потенциала взаимодействия и энергии столкновения (температуры). Экспериментальная проверка этих неравенств позволит выяснить, сохраняется ли в реальных столкновениях полный спин.

Автор благодарен В. И. Перелю за полезное обсуждение работы.

- [1] А. И. Окуневич. ЖЭТФ, 77, 574, 1979.
 [2] М. И. Дьяконов, В. И. Перель. Phys. Letts., 41A, 451, 1972.
 [3] E. Wigner. Gott. Nachr., 375, 1927.
 [4] C. E. Johnson, C. A. Tipton, H. G. Robinson. J. Phys. B: At. Mol. Phys., 11, 927, 1978.

Поступило в Редакцию 29 июля 1981 г.

УДК 539.194+535.212+537.56

О ВЛИЯНИИ ЯДЕРНОЙ КОНФИГУРАЦИИ МОЛЕКУЛ В ЭЛЕКТРОННО-ВОЗБУЖДЕННЫХ СОСТОЯНИЯХ НА ХАРАКТЕР ПРОЦЕССОВ ДВУХСТУПЕНЧАТОЙ ФОТОИОНИЗАЦИИ

В. С. Антонов

Двухступенчатая фотоионизация многоатомных молекул привлекает к себе в настоящее время большое внимание как с точки зрения детектирования молекул [1], так и исследования электронно-возбужденных состояний молекул и ионов [2]. В обоих случаях важным вопросом является исследование эффективности двухступенчатой фотоионизации и характера образующихся фотопродуктов. В этом отношении наибольший интерес представляет двухступенчатая фотоионизация молекул с масс-спектрометрической регистрацией фотоионов. Такая методика дает принципиально новую возможность не только детектировать возбужденные молекулярные состояния, но также получать новую информацию об этих состояниях при исследовании выхода различных осколочных ионов в двухступенчатом процессе. Появление осколочных ионов при фотоионизации из возбужденного состояния может зависеть от таких причин, как наличие колебательного возбуждения в определенных типах колебаний, от равновесной ядерной конфигурации молекулы в возбужденном состоянии и других факторов.

В нашей предыдущей работе [3] было обнаружено значительное увеличение выхода осколочного иона $C_6H_5CO^+$ молекулы бензальдегида при двухступенчатой лазерной фотоионизации через промежуточное S_1 -состояние по сравнению с однофотонной. В случае молекулы NO_2 в условиях эксперимента, аналогичных [4], наблюдалось аномально низкое сечение фотоионизации из электронно-возбужденного состояния, $\sigma = 10^{-21} \div 10^{-22}$ см². В настоящей работе рассмотрено влияние равновесной ядерной конфигурации молекулы в промежуточном состоянии на эффективность фотоионизации и фотофрагментации молекул при двухступенчатой фотоионизации и дано объяснение результатов экспериментов для молекул бензальдегида и NO_2 .

В экспериментах с бензальдегидом возбуждение молекул осуществлялось импульсом азотного лазера с $\hbar\omega_1 = 3.7$ эВ, ионизация возбужденных молекул происходила под действием импульсного излучения водородного лазера, $\hbar\omega_2 = 7.7$ эВ. Регистрация масс-спектров фотоионов производилась за один импульс с помощью время-пролетного масс-спектрометра [5]. На рис. 1, б показаны масс-спектры образующихся фотоионов, из которых видно двухкратное увеличение выхода осколочного иона в случае двухступенчатой фотоионизации. Поглощение молекулой бензальдегида фотона с энергией 3.7 эВ соответствует электронному переходу $\pi^* \leftarrow n$ -типа, поэтому равновесные положения ядер атомов альдегидной группы, особенно C—O-связи, сильно меняются (рис. 1, а). В то же время конфигурации молекулы в основном состоянии и иона сравнительно мало отличаются между собой, так как происходит удаление n -электрона, не участвующего в образовании химической связи. Поэтому, несмотря на то что в случае однофотонной ионизации энергия кванта 11.4 эВ превышает порог ионизации на довольно большую величину 1.9 эВ, по принципу