

02:07

Возбуждение полос первой отрицательной системы иона N_2^+ при столкновениях ионов N^+ и O^+ с молекулами N_2

© М.Р. Гочиташвили, Б.И. Кикиани

Тбилисский государственный университет,
380028 Тбилиси, Грузия

(Поступило в Редакцию 2 августа 1996 г. В окончательной редакции 12 января 1998 г.)

При столкновениях с молекулами азота ионов азота и кислорода в основном и метастабильном состояниях измерены абсолютные значения сечений возбуждения полос (0,0) (для пар $O^+(^4S)$, $O^+(^2P)-N_2$) и полос (0,0), (0,1), (1,2), (2,3) (для пары $N^+(^3P)-N_2$) первой отрицательной системы иона N_2^+ в интервале энергии ионов 1–10 кэВ. Процесс возбуждения полосы (0,0) первой отрицательной системы иона N_2^+ ионами кислорода в метастабильном 2P -состоянии носит квазирезонансный характер. Наличие в пучке ионов в метастабильных состояниях контролировалось путем измерения эффективности возбуждения полосы (0,0) $\lambda 3914 \text{ \AA}$ иона N_2^+ при различных режимах работы высокочастотного источника ионов. Для ионов N^+ в основном 3P -состоянии с уменьшением скорости столкновения наблюдается сильное отклонение относительного колебательного заселения уровней $v' = 1$, $v' = 2$ $B^2\Sigma_u^+$ -состояния иона N_2^+ от расчетного в рамках модели Франка-Кондона.

1. Процессы возбуждения при ионно-молекулярных столкновениях в области энергии от нескольких сот до нескольких тысяч электрон-вольт важны для понимания явлений, происходящих в верхних слоях атмосферы Земли [1,2], при взаимодействии частиц солнечного ветра с атмосферными газами планет [3], в газоразрядной плазме и т.д. Одним из основных источников информации об этих явлениях является свечение в видимой области спектра, индуцированное при столкновениях [4–6]. В этом отношении в первую очередь существенны сведения о процессах возбуждения атомов, молекул и ионов азота при столкновениях электронов, протонов, ионов атомарного азота и кислорода с молекулами азота. В частности, необходимы данные о сечениях возбуждения полос первой отрицательной системы (ОС) иона N_2^+ (переход $B^2\Sigma_u^+ - X^2\Sigma_g^+$) при этих столкновениях [7–10]. Это связано с тем, что свечение указанных полос в полярных сияниях наиболее интенсивно и легко идентифицируется [1]. Кроме того, как отмечается в работах [1,11], каскадные переходы с вышерасположенных уровней на колебательные уровни $B^2\Sigma_u^+$ состояния иона N_2^+ не наблюдаются и, следовательно, такие исследования могут дать информацию о заселении этих уровней непосредственно в момент столкновения.

Результаты исследования ионно-молекулярных столкновений в указанной области энергий представляют также значительный теоретический интерес. В настоящее время не существует единого взгляда на механизм электронно-колебательного возбуждения при этих столкновениях. В частности, недостаточно исследован вопрос о причинах и характере отклонения относительных заселенностей колебательных уровней от расчетных значений, следующих из модели Франка-Кондона (ФК) [12].

При измерениях сечений возбуждения излучения молекул пучком ионов N^+ и O^+ важно знать, в каких состояниях находятся эти ионы. Это связано с тем, что, как показано, например, в работе [13], при энергии ионов

$E = 1 \text{ кэВ}$ сечения возбуждения полос первой ОС иона N_2^+ ионами N^+ и O^+ при их столкновениях с молекулами N_2 в зависимости от состояния налетающего иона могут отличаться на несколько порядков.

В настоящей работе представлены результаты измерений сечений возбуждения полос (0,0) $\lambda 3914 \text{ \AA}$, (0,1) $\lambda 4278 \text{ \AA}$, (1,2) $\lambda 4236 \text{ \AA}$, (2,3) $\lambda 4200 \text{ \AA}$ ионом N^+ в основном 3P -состоянии и полосы (0,0) ионом O^+ в основном 4S - и метастабильном 2P -состояниях при их столкновениях с молекулами N_2 в интервале энергий $E = 0.3–10 \text{ кэВ}$.

2. Измерения проводились на масс-спектрометрической установке методом оптической спектроскопии. Экспериментальная установка и методика калибровки системы регистрации излучения описаны в работе [14]: ускоренный до необходимой энергии и сфокусированный пучок первичных частиц из высокочастотного (ВЧ) источника анализировался по массе магнитным масс-анализатором, коллимировался щелями и направлялся в камеру столкновений, наполнявшуюся исследуемым газом — мишенью. Измерения проводились в условиях однократности столкновений. Излучение, возникавшее при возбуждении молекул, наблюдалось под углом 90° по отношению к направлению первичного пучка. Спектральный анализ излучения осуществлялся с помощью монохроматора типа МДР-2. Регистрация излучения проводилась фотоэлектронным умножителем ФЭУ-79 в интегральном режиме. С целью уменьшения темнового тока ФЭУ фотокатод охлаждался парами жидкого азота.

Особенность использованного в настоящей работе ВЧ источника состоит в том, что в зависимости от режима его работы в пучке первичных частиц может оказаться определенное количество ионов N^+ и O^+ в метастабильных состояниях (состояния $N^+(^1D, ^1S, ^5S)$ и $O^+(^2D, ^2P)$). Поэтому в необходимых случаях в работе проводился контроль за составом пучка и определялся

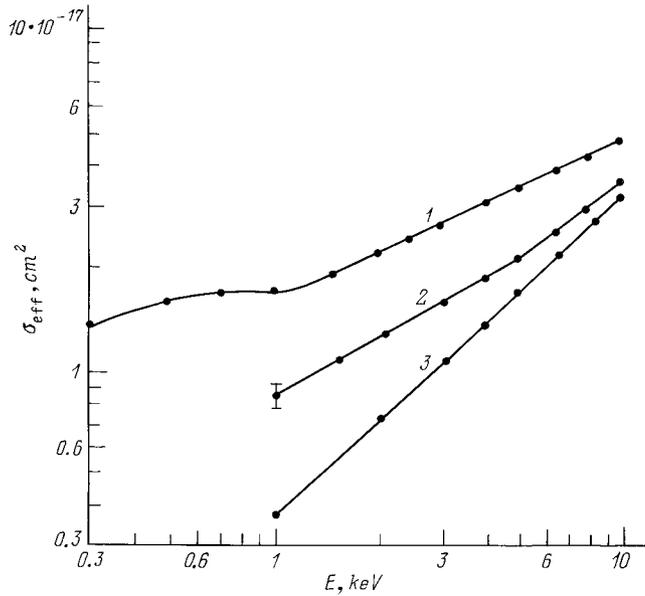


Рис. 1. Энергетическая зависимость эффективности возбуждения полосы (0, 0) $\lambda 3914 \text{ \AA}$ первой ОС иона N_2^+ для пары $O^+ - N_2$ при разных давлениях рабочего газа в ВЧ источнике: 1 — $P = 2.4 \cdot 10^{-2}$, 2 — $8 \cdot 10^{-2}$, 3 — $2 \cdot 10^{-1}$ Torr.

вклад в эффективность возбуждения полос первой ОС иона N_2^+ ионов в метастабильных состояниях.

3. Исследования неупругих процессов при наличии в пучке первичных частиц ионов N^+ и O^+ в метастабильных состояниях проводились рядом авторов [13,15,16]. В частности, в [13] измерялись абсолютные сечения возбуждения полосы (0,0) $\lambda 3914 \text{ \AA}$ иона N_2^+ при столкновениях ионов N^+ , O^+ и C^+ , в основном и метастабильных состояниях с молекулами N_2 при энергии ионов $E = 1 \text{ keV}$.

Из этих измерений следует, что процесс возбуждения указанной полосы ионами кислорода в основном состоянии 4S осуществляется со значительно меньшей эффективностью, чем ионами в метастабильных состояниях 2D и 2P (отношение величин соответствующих сечений составляет 1 : 9 : 300). Следовательно, даже малая примесь в первичном пучке частиц ионов кислорода в метастабильных состояниях может вносить существенную погрешность в измеряемое сечение возбуждения этой полосы ионами в основном состоянии.

В настоящей работе наличие в пучке ионов в метастабильных состояниях контролировалось путем измерения эффективности возбуждения полосы (0,0) $\lambda 3914 \text{ \AA}$ иона N_2^+ при различных режимах работы ВЧ источника. Из измерений следует, что в случае столкновений $O^+ - N_2$ эффективность возбуждения указанной полосы значительно уменьшается при увеличении давления рабочего газа в ВЧ источнике, а также при уменьшении напряжения ВЧ генератора. Это может быть объяснено уменьшением в этих случаях доли в пучке первичных частиц ионов O^+ в метастабильных состояниях.

На рис. 1 приведены полученные в настоящей работе энергетические зависимости эффективности возбуждения полосы (0,0) $\lambda 3914 \text{ \AA}$ иона N_2^+ при столкновениях иона кислорода с молекулами азота при различных давлениях рабочего газа в ВЧ источнике: $P_1 = 2.4 \cdot 10^{-2}$ Torr, $P_2 = 8 \cdot 10^{-2}$ Torr и $P_3 = 2 \cdot 10^{-1}$ Torr. Под эффективностью мы понимаем сумму слагаемых, каждое из которых представляет собой произведение сечения возбуждения данной полосы ионами в соответствующем состоянии на относительную долю этих ионов в пучке первичных частиц. Как видно, эти зависимости отличаются как по ходу соответствующих кривых, так и по величинам эффективности возбуждения. При фиксированной энергии с увеличением давления в ВЧ источнике величина эффективности возбуждения уменьшается.

Проведенные в настоящей работе контрольные опыты показывают, что при достаточно больших давлениях доля ионов в метастабильных состояниях в пучке первичных частиц становится минимальной. Результаты этих опытов приведены на рис. 2 в виде кривой зависимости относительных значений эффективности возбуждения указанной полосы от давления кислорода в ВЧ источнике при энергии ионов $E = 2.5 \text{ keV}$. Видно, что при давлениях $P \geq 10^{-1}$ Torr соответствующая кривая достигает области насыщения.

Сравнение полученных нами данных с данными работы [13] показывает, что при энергии $E = 1 \text{ keV}$ и давлении кислорода в ВЧ источнике $P_1 = 2.4 \cdot 10^{-2}$ Torr величина эффективности возбуждения, измеренная нами ($\sigma_1 = 17 \cdot 10^{-18} \text{ cm}^2$, кривая 1 на рис. 1), значительно больше, чем величины сечения возбуждения, полученные в этой работе для ионов кислорода в основном 4S - ($\sigma = 0.73 \cdot 10^{-18} \text{ cm}^2$) и метастабильном 2D - ($\sigma = 6.6 \cdot 10^{-18} \text{ cm}^2$) состояниях и значительно меньше, чем для ионов в метастабильном состоянии 2P ($\sigma = 220 \cdot 10^{-18} \text{ cm}^2$). Следовательно, можно

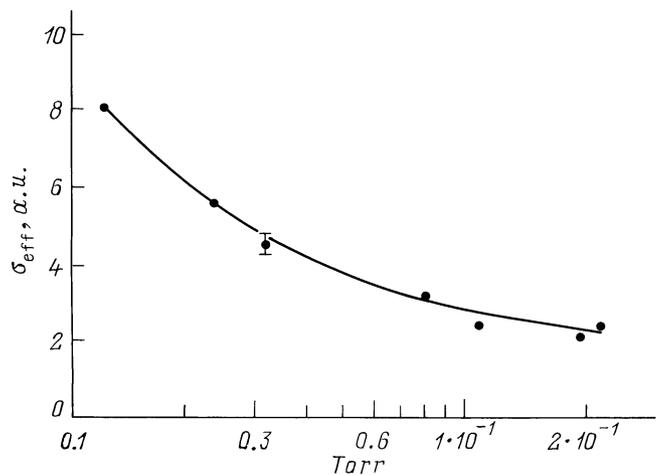
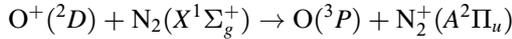


Рис. 2. Зависимость эффективности возбуждения (0, 0) $\lambda 3914 \text{ \AA}$ полосы иона N_2^+ при столкновениях $O^+ - N_2$ от давления рабочего газа в ВЧ источнике ($E = 2.5 \text{ keV}$).

предположить, что полученная нами величина эффективности возбуждения в значительной мере определяется ионами кислорода в метастабильном 2P -состоянии (при $E = 1$ keV).

В настоящей работе присутствие в пучке ионов кислорода в метастабильном состоянии 2D проверялось в специальном контрольном опыте. С этой целью исследовалось возбуждение полос Мейнела (3,0) $\lambda 6874 \text{ \AA}$, (4,1) $\lambda 7037 \text{ \AA}$, (5,2) $\lambda 7240 \text{ \AA}$ (переход $A^2\Pi_u - X^2\Sigma_g^+$) иона N_2^+ при столкновениях $O^+ - N_2$. Можно предположить, что ионы $O^+(^2D)$ будут возбуждать эту полосу с большей эффективностью из-за квазирезонансного характера неупругого процесса



(дефект энергии $\Delta E \approx 0.06$ eV). Опыты показали, что в нашем случае полосы Мейнела практически не возбуждаются, что, вероятно, указывает на отсутствие в пучке первичных частиц ионов кислорода в метастабильном 2D -состоянии. Малая доля таких ионов в первичном пучке частиц по сравнению с ионами $O^+(^2P)$ обусловлена особенностью механизма образования этих ионов в процессе диссоциативной ионизации при столкновениях электронов с молекулами кислорода в ВЧ источнике ионов. Анализ энергетических термов молекулы и молекулярного иона кислорода показывает, что наиболее эффективным механизмом образования продуктов диссоциации в различных состояниях является распад высоковозбужденных состояний иона O_2^+ в области межъядерных расстояний, соответствующей переходам ФК. Такими являются состояния $C^4\Sigma_u^-, III^2\Pi_u, B^2\Sigma_g^-, b^4\Sigma_g^-, A^2\Pi_u$. При распаде $C^4\Sigma_u^-$ состояния иона O_2^+ образуются атомарные ионы кислорода в основном 4S - и метастабильном 2P -состояниях в соотношении ~ 95 и 5% соответственно [17]. Распад $III^2\Pi_u$ состояния иона O_2^+ приводит к образованию ионов O^+ в метастабильных состояниях 2D и 2P в соотношении ~ 33 и 66% соответственно [18]. Распад $B^2\Sigma_g^-, b^4\Sigma_g^-, A^2\Pi_u$ -состояний приводит к образованию ионов в основном $O^+(^4S)$ состоянии [18]. Из вышесказанного следует, что в пучке первичных частиц основную долю составляют ионы кислорода в основном 4S -состоянии и сравнительно малую долю — в метастабильном 2P -состоянии, тогда как ионы в метастабильном 2D -состоянии практически отсутствуют.

Используя данные работы [13], по нашим результатам можно оценить долю ионов кислорода в основном 4S - и метастабильном 2P -состояниях в пучке первичных частиц для различных значений давления рабочего газа в ВЧ источнике. Простые расчеты показывают, что в пучке первичных частиц доля ионов $O^+(^2P)$ при давлении $2.4 \cdot 10^{-2}$ Торг в ВЧ источнике составляет $\sim 7.4\%$, при давлении $8 \cdot 10^{-2}$ Торг — $\sim 3.4\%$, а при давлении $2 \cdot 10^{-1}$ Торг — 1.4% .

Как уже отмечалось, в измеренную нами эффективность возбуждения существенный вклад вносят ионы

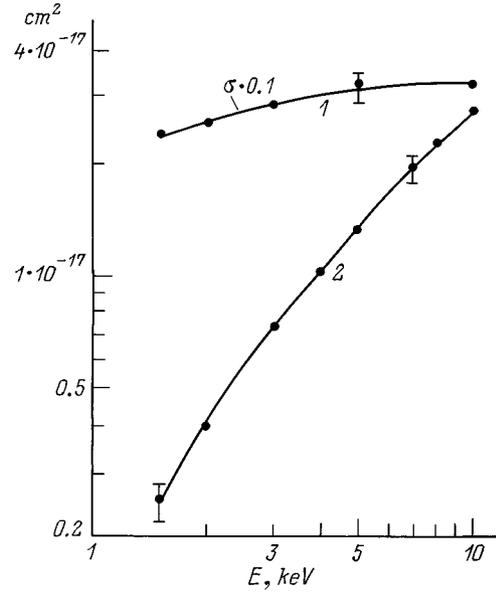
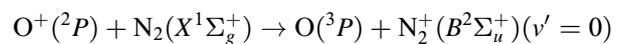


Рис. 3. Энергетическая зависимость сечения возбуждения полосы (0, 0) $\lambda 3914 \text{ \AA}$ при столкновениях $O^+ - N_2$: 1 — $O^+(^2P)$, 2 — $O^+(^4S)$.

$O^+(^2P)$. Поэтому уменьшение эффективности возбуждения с повышением давления внутри ВЧ источника целиком определяется уменьшением доли этих ионов в первичном пучке. При этом вклад метастабильных частиц в эффективность возбуждения существенно зависит также от энергии ионов — уменьшается с увеличением энергии ионов.

С ростом энергии ионов кислорода относительный вклад ионов, находящихся в основном 4S -состоянии, в эффективность возбуждения существенно возрастает. Как видно из рис. 1, при энергии ионов $E = 10$ keV изменение эффективности возбуждения с уменьшением давления внутри ВЧ источника не превышает $\sim 30\%$.

После того как определена доля метастабильных частиц в первичном пучке, из энергетических зависимостей эффективности возбуждения (рис. 1) путем решения простых алгебраических уравнений легко восстанавливаются зависимости сечения возбуждения полосы (0,0) $\lambda 3914 \text{ \AA}$ ионами O^+ в основном 4S - и метастабильном 2P -состояниях. Полученные нами данные представлены на рис. 3. Видно, что сечение возбуждения указанной полосы ионами $O^+(^2P)$ медленно возрастает с увеличением энергии ионов. Такой энергетический ход сечения не отвечает квазирезонансному характеру возбуждения данной полосы в неупругом процессе перезарядки



(дефект энергии $\Delta E \approx 0.12$ eV). Возможно, к такому результату приводит неучет вклада в эффективность возбуждения ионов O^+ , находящихся в метастабильном состоянии 2D . Как следует из наших оценок, учет

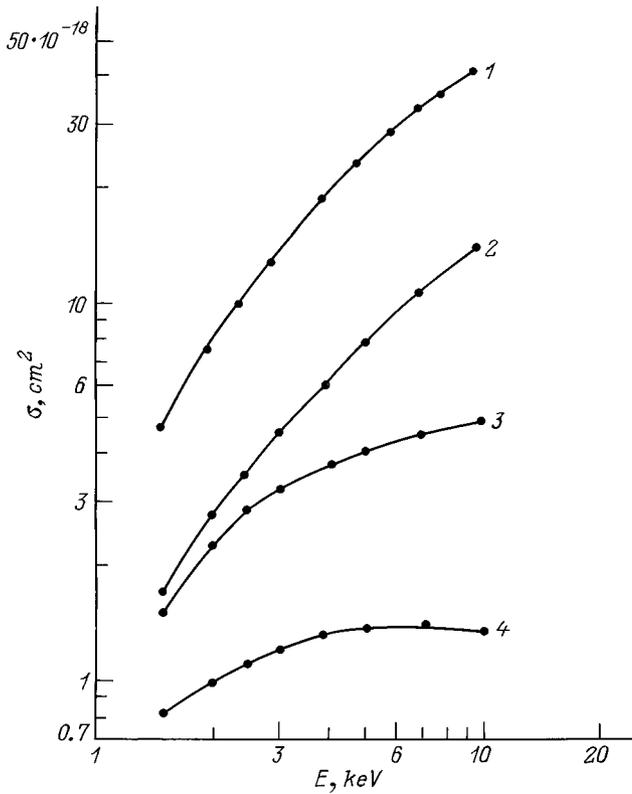


Рис. 4. Энергетические зависимости сечений возбуждения полос первой ОС иона N_2^+ при столкновениях $N^+(^3P)-N_2$: 1 — (0, 0) $\lambda 3914 \text{ \AA}$, 2 — (0, 1) $\lambda 4278 \text{ \AA}$, 3 — (1, 2) $\lambda 4236 \text{ \AA}$, 4 — (2, 3) $\lambda 4200 \text{ \AA}$.

вклада ионов $O^+(^2D)$ в эффективность возбуждения незначительно (в пределах экспериментальной ошибки) влияет на энергетическую зависимость сечения возбуждения полосы (0, 0) $\lambda 3914 \text{ \AA}$ ионами O^+ в основном 4S -состоянии. Это обусловлено тем фактом, что с увеличением энергии ионов вклад ионов, находящихся в основном 4S -состоянии, в эффективность возбуждения становится определяющим.

Аналогичная процедура проводилась для пары N^+-N_2 . В этом случае вклад ионов азота в метастабильных состояниях в эффективность возбуждения не превышает $\sim 30\%$. Энергетическая зависимость эффективности возбуждения полностью определяется ионами азота в основном состоянии.

Окончательные результаты измерений энергетических зависимостей абсолютных сечений возбуждения полос (0, 0) $\lambda 3914 \text{ \AA}$, (0, 1) $\lambda 4278 \text{ \AA}$, (1, 2) $\lambda 4236 \text{ \AA}$ и (2, 3) $\lambda 4200 \text{ \AA}$ первой ОС иона N_2^+ при столкновениях N^+ в основном состоянии 3P с молекулами N_2 приведены на рис. 4.

Анализ полученных в настоящей работе данных показывает, что влияние примеси в пучке ионов в метастабильных состояниях на процесс возбуждения молекулярного иона $N_2^+(B^2\Sigma_u^+)$ при столкновениях N^+, O^+-N_2 является существенным в случае ионов кислорода в

области малых энергий исследуемого энергетического интервала и оно мало во всем энергетическом интервале в случае ионов азота.

Погрешности измерений абсолютных величин сечений в низкоэнергетической части исследуемого интервала составляют $\sim 30\%$, а в высокоэнергетической части — 20% . Погрешности относительных измерений не превышают $\sim 5\%$ во всем исследованном интервале энергий.

4. Отклонение степени заселения колебательных уровней в процессе возбуждения состояния $B^2\Sigma_u^+$ иона N_2^+ при столкновениях различных ионов с молекулами N_2 от расчетных согласно модели ФК исследовалось в ранних работах [9,19,20]. В настоящей работе этот вопрос изучался с учетом наличия в пучке первичных частиц ионов в метастабильных состояниях.

Наши данные для пар частиц N^+, O^+-N_2 приведены на рис. 5 в виде зависимости отношений величин сечений возбуждения полос (1,2) и (2,3) к величине сечения возбуждения полосы (0,1) от скорости столкновения. Для сравнения здесь же приводятся расчетные, в рамках модели ФК, значения этих отношений $\sigma(1,2)/\sigma(0,1) = 1.35 \cdot 10^{-1}$ (I) и $\sigma(2,3)/\sigma(0,1) = 1.7 \cdot 10^{-3}$ (II) [12]. При этом в расчетах использовались факторы ФК невозмущенных состояний молекулы азота. Наши результаты подтвер-

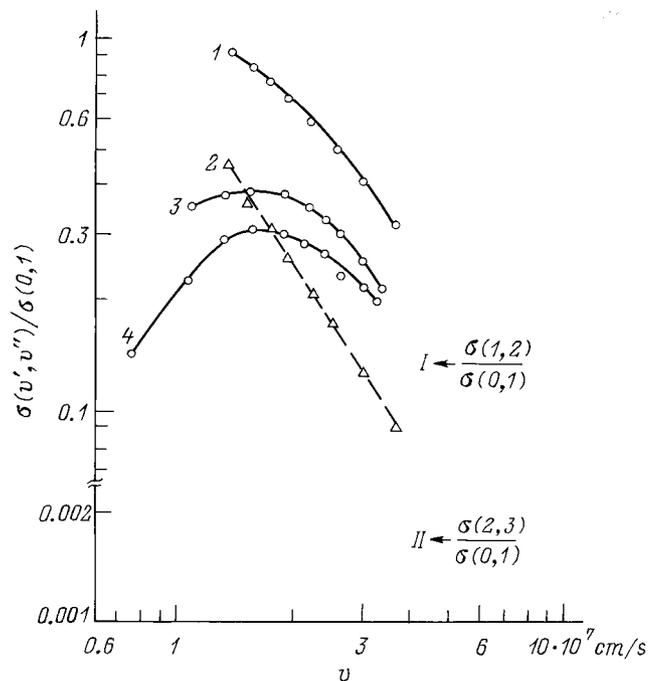


Рис. 5. Зависимость отношения $\sigma(v', v'')/\sigma(0,1)$ сечений возбуждения полос первой ОС иона N_2^+ от скорости ионов: I — $\sigma(1,2)/\sigma(0,1)$; 2 — $\sigma(2,3)/\sigma(0,1)$ для пары N^+-N_2 , ионы N^+ в основном 3P -состоянии; 3 — $\sigma(1,2)/\sigma(0,1)$ для пары O^+-N_2 , в первичном пучке частиц примесь ионов $O^+(^2P)$ составляет $\sim 1.4\%$; 4 — $\sigma(1,2)/\sigma(0,1)$ для пары O^+-N_2 , в первичном пучке частиц примесь ионов $O^+(^2P)$ составляет $\sim 7\%$.

ждают наблюдаемое ранее отклонение степени заселения возбужденных колебательных уровней от расчетной согласно модели ФК: с уменьшением скорости столкновения резко увеличивается относительная заселенность колебательных уровней $\nu' = 1$ и 2 по сравнению с расчетной.

Различные модели электронно-колебательного возбуждения при столкновениях ионов с молекулами N_2 обсуждались в работах [20–28]. В диапазоне малых и средних энергий (от нескольких сот до нескольких тысяч eV) образование возбужденных молекулярных состояний обусловлено неадиабатическим переходом между поверхностями потенциальной энергии начального и конечного состояний трехчастичной системы сталкивающихся частиц в области их сближения. Возможное отклонение относительных заселенностей высокорасположенных колебательных уровней от расчетного, согласно модели ФК, связано с нарушением тех предположений, которые используются при расчете: электронные переходы осуществляются мгновенно при фиксированном значении межъядерного расстояния в молекуле, когда относительная заселенность колебательных уровней конечного электронного состояния определяется факторами ФК невозмущенной молекулы и, следовательно, она не зависит от скорости столкновения и природы налетающего иона. Однако, как показано в работах [20–26], в области сближения поверхностей потенциальной энергии трехчастичной системы сталкивающихся частиц происходит колебательное возбуждение молекулы, приводящее к перераспределению заселенностей колебательных уровней конечного состояния. Естественно предположить, что в этих случаях использование факторов ФК для невозмущенной молекулы требует особой осторожности. В частности, как указано в этих работах, степень отклонения относительных заселенностей от расчетных в рамках ФК зависит от скорости столкновения, от конкретного вида потенциальных поверхностей и от квантового числа возбужденного колебательного уровня. При этом степень отклонения растет с уменьшением скорости столкновения и с увеличением колебательного квантового числа ν' . Существенное отклонение относительных заселенностей от расчетных наблюдается в особых случаях. Например, в условиях близких столкновений, когда параметр удара порядка межъядерного расстояния в молекуле, возможна передача импульса значительной величины отдельному ядру молекулы. В этом случае переход в возбужденное молекулярное состояние происходит из колебательно-возбужденного начального молекулярного состояния. Такой же результат может получиться, если система в начальном состоянии получает колебательное возбуждение за счет сильного обменного взаимодействия (вызывающего растяжение молекулы) с энергетически близко расположенным каким-нибудь другим состоянием [24]. При этом степень колебательного возбуждения, а следовательно, и отклонение относитель-

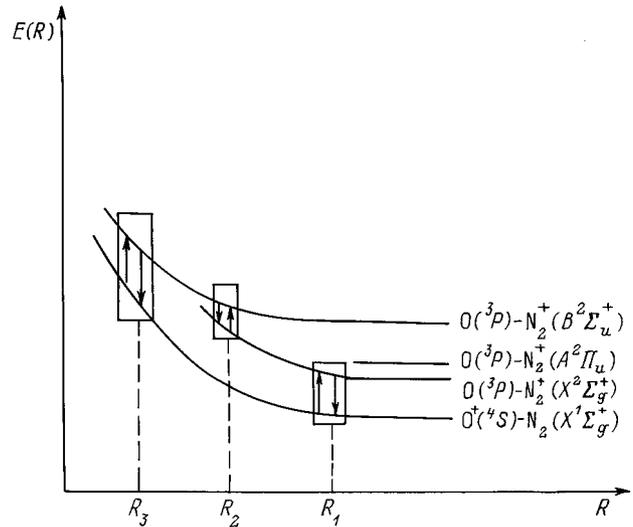


Рис. 6. Схематическая диаграмма потенциальных кривых системы $(ON_2)^+$: R — расстояние между первичной частицей и центром масс молекулярной мишени; R_1, R_2, R_3 — значения R сближения кривых начального с промежуточным, промежуточного с конечным и начального с конечным состояниями соответственно.

ной заселенности от расчетной в рамках модели ФК существенно зависят от времени нахождения системы в промежуточном или колебательном-возбужденном начальном состоянии [23,24].

В нашем случае при столкновении $N^+ - N_2$ основной причиной отклонения относительной заселенности колебательных уровней от расчетной в рамках модели ФК, по-видимому, является фактор эффективной передачи импульса в условиях близких столкновений (измеренные нами сечения малы) между тождественными ядрами — налетающий ион N^+ и атом N в молекуле N_2 .

Особый интерес, на наш взгляд, представляют результаты для пары $O^+ - N_2$. Из рис. 5 видно, что в этом случае значительное отклонение относительного колебательного распределения от расчетного (согласно модели ФК) наблюдается лишь при сравнительно малой примеси ($\sim 1.4\%$) ионов O^+ в метастабильном 2P -состоянии (рис. 5, кривая 3). С увеличением доли ионов в метастабильных состояниях в пучке первичных частиц степень заселения высокорасположенных колебательных уровней уменьшается, особенно при малых скоростях столкновения. Например, при скорости столкновения $v \sim 1.1 \cdot 10^7$ cm/s с увеличением доли ионов $O^+(^2P)$ в первичном пучке частиц от ~ 1.4 до $\sim 7\%$ отношение $\sigma(1, 2)/\sigma(0, 1)$ уменьшается примерно в два раза. Дело в том, что, как уже отмечалось, процесс возбуждения $B^2\Sigma_u^+$ -состояния иона N_2^+ при столкновении ионов $O^+(^2P)$ с молекулами N_2 носит квазирезонансный характер и, следовательно, осуществляется на больших расстояниях R между ионом и центром масс молекулы. При этом естественно предположить, что ожидается

слабое возмущение молекулы N_2 и не происходит передачи импульса одному из ее атомов. Поэтому для частиц $O^+(^2P)$ ожидается близкое к расчетному по модели ФК распределение относительных заселенностей колебательных уровней. С уменьшением скорости ионов, как уже указывалось, возрастает вклад метастабильных частиц в эффективность возбуждения $B^2\Sigma_u^+$ -состояния иона N_2^+ и соответственно относительная заселенность колебательных уровней должна приближаться к распределению, рассчитанному в рамках модели ФК. Действительно, при скорости ионов $v = 0.76 \cdot 10^7$ cm/s, когда в пучке первичных частиц число ионов кислорода в метастабильном состоянии 2P сравнительно больше — $\sim 7\%$ (рис. 5, кривая 4), отношение $\sigma(1, 2)/\sigma(0, 1)$ составляет 0.14, что близко к расчетному в рамках модели ФК. При этой скорости отношение $\sigma(1, 2)/\sigma(0, 1)$ целиком определяется ионами O^+ в метастабильном состоянии 2P . Из проведенного выше обсуждения следует, что при столкновениях O^+-N_2 отклонение относительного колебательного заселения от расчетного наблюдается лишь для ионов O^+ в основном 4S -состоянии. Полученный результат может быть объяснен на основе анализа диаграммы потенциальных кривых системы $(ON_2)^+$, построенной в квазидиатомном приближении [20,29].

Для случая столкновения $O^+(^4S)-N_2(X^1\Sigma_g^+)$ перераспределение колебательных уровней (относительно расчетных в рамках модели ФК) в возбужденном молекулярном $B^2\Sigma_u^+$ -состоянии иона N_2^+ , по-видимому, объясняется влиянием промежуточного $O(^3P)-N_2^+(X^2\Sigma_g^+)$ состояния. В этом случае происходит электронный переход через данное промежуточное состояние или же колебательно-возбужденное начальное молекулярное состояние $N_2(X^1\Sigma_g^+)$. Последнее может колебательно возбуждаться за счет обменного взаимодействия исходного состояния с промежуточным.

Перечислим основные результаты, полученные в настоящей работе. При столкновениях ионов N^+ и O^+ в основных состояниях измерены абсолютные сечения возбуждения полос (0,0) (для пары O^+-N_2) и (0,0), (0,1), (1,2), (2,3) (для пары N^+-N_2) первой ОС системы иона N_2^+ в интервале энергий ионов 1–10 keV. Для ионов N^+ в основном 3P -состоянии с уменьшением скорости столкновения наблюдается сильное отклонение относительного колебательного заселения конечного состояния от расчетного в рамках модели ФК, в то время как для ионов O^+ в метастабильном 2P -состоянии измеренные и расчетные значения распределения колебательного заселения близки.

В заключение авторы считают своим долгом выразить благодарность В.М. Лаврову за проявленный им интерес к работе.

Список литературы

- [1] Чемберлен Дж. Физика полярных сияний и излучения атмосферы. М.: ИЛ, 1963.
- [2] Геллер М.А., Волланд Х., Мер Х. и др. Полярная верхняя атмосфера. М.: Мир, 1983. 456 с.
- [3] Краснопольский В.А. Физика свечения атмосфер планет и комет. М.: Наука, 1987. 304 с.
- [4] Bates D.R. // Proc. Roy. Soc. 1949. Ser. A. P. 217–250.
- [5] Gattinger R.L., Jones A.V. // Can. J. Phys. 1974. Vol. 52. N 23. P. 2343–2356.
- [6] Gartwright O.C. // J. Geoph. Research. 1978. Vol. 83A. N 2. P. 517–531.
- [7] Stanton P.N., John R.M.St. // J. Opt. Soc. 1969. Vol. 50. N 11. P. 252–260.
- [8] De Heer F.J., Aarts J.F.M. // Physica. 1970. Vol. 48. P. 620–628.
- [9] Birely J.H. // Phys. Rev. A. 1974. Vol. 10. N 2. P. 550–562.
- [10] Degan V. // J. Quant. Spectr. Rad. Transfer. 1977. Vol. 18. P. 1113–1119.
- [11] Gilmore F.R. // J. Quant. Spectr. Rad. Transfer. 1965. Vol. 5. P. 369–390.
- [12] Nicholls R.W. // J. Quant. Spectr. Rad. Transfer. 1962. Vol. 2. P. 433–439.
- [13] Ottinger Ch., Simonis J. // Chem. Phys. 1978. Vol. 28. P. 97–112.
- [14] Гочиташвили М.Р., Квицинадзе Р.В., Джалиашвили Н.Р., Кикиани Б.И. // ЖТФ. 1993. Т. 63. Вып. 10. С. 35–42.
- [15] Hughes B.M., Turner T.O. // J. Chem. Phys. 1977. Vol. 55. P. 3419–3426.
- [16] Vujovic M., Matic M., Cobic B., Hvelplund P. // J. Phys. B. 1977. Vol. 10. N 18. P. 3699–3713.
- [17] Akahari T., Morioka Y., Watanabe M. et al. // J. Phys. B. 1985. Vol. 18. P. 2219–2229.
- [18] Yousif F.B., Lindsey B.G., Simpson F.R., Latimer C.J. // J. Phys. B. 1987. Vol. 20. P. 5079–5088.
- [19] Moore J.H., Doering J.P. // Phys. Rev. A. 1969. Vol. 177. N 1. P. 218–223.
- [20] Лавров В.М., Гочиташвили М.Р., Анкудинов В.А., Кикиани Б.И. // ЖТФ. 1980. Т. 50. Вып. 3. P. 660–663.
- [21] Kelley J.D., Wolfsberg M. // J. Chem. Phys. 1970. Vol. 53. N 7. P. 2967–2977.
- [22] Kelley J.D., Bearman G.H., Harris H.H., Leventhal J.J. // Chem. Phys. Lett. 1977. Vol. 50. N 2. P. 295–300.
- [23] Gislason E.A., Kleyn A.W., Los J. // Chem. Phys. 1981. Vol. 59. P. 91–109.
- [24] Gislason E.A., Goldfield E.M. // Phys. Rev. A. 1982. Vol. 25. N 4. P. 2002–2005.
- [25] Klomp U.C., Spalburg M.R., Los J. // Chem. Phys. 1984. Vol. 83. P. 33–51.
- [26] Dhuicq D., Sidis V. // J. Phys. B. 1987. Vol. 20. P. 5089–5105.
- [27] Lipeles M. // J. Chem. Phys. 1969. Vol. 51. P. 1252–1253.
- [28] Fernandez S.M., Erikson F.J., Bray A.V., Pollack E. // Phys. Rev. A. 1975. Vol. 12. N 4. P. 1252–1260.
- [29] Yenen O., Jaacks D.H., Martin P.J. // Phys. Rev. A. 1985. Vol. 35. P. 1517–1521.