

где N , N_3 , N_1 , $n(t)$ — концентрации нормальных атомов, атомов в состояниях 2^3S_1 и 2^1S_0 , концентрация электронов; β — коэффициент скорости реакции 1, равный $3 \cdot 10^{-7} \text{ см}^3/\text{сек.}$ [8]; γ — парциальный коэффициент рекомбинации, приводящий к за-селению состояния 2^3S_1 ; D_m — коэффициент диффузии метастабильных атомов, равный $470 \pm 25 \text{ см}^2/\text{сек.}$ [2]; λ — диффузионная длина разрядной трубки; p — давление гелия в трубке в мм рт. ст.; θ — коэффициент скорости реакции 3, равный $\sim 2 \times 10^{-8} \text{ см}^3/\text{сек.}$ [8]; z — коэффициент скорости реакции 2, равный $3 \cdot 10^{-3} \text{ сек.}^{-1} \text{ мм}^{-2}$ [4]; $k = \langle \sigma v \rangle$ — коэффициент скорости реакции 4; σ — сечение реакции 4; v — скорость электрона.

Нашей целью было определение сечения разрушения состояния 2^3S_1 неупругими ударами с электронами. Интерес к этому процессу вызван тем, что величины сечений, найденные в ряде работ [6, 7, 9], отличаются друг от друга более чем в 10 раз. Для определения этого сечения уравнение 5 решалось относительно k и γ . Выбирались различные условия экспериментов и составлялись пары алгебраических уравнений с двумя неизвестными. В исследуемом интервале давлений гелия и концентраций электронов было найдено сечение ударов второго рода электронов с метастабильными атомами гелия в состоянии 2^3S_1 $\sigma = (1.6 \pm 1) \cdot 10^{-15} \text{ см}^2$. Парциальный коэффициент рекомбинации был достаточно мал и колебался в пределах от $5 \cdot 10^{-10}$ до $3 \cdot 10^{-9} \text{ см}^3/\text{сек.}$

Наложением слабого электрического поля на разрядную трубку после обрыва импульса тока было показано, что величина σ не изменяется при повышении средней энергии электронов в послесвечении. Этот вывод хорошо согласуется с результатами работы [9]. Полученное значение для σ находится в удовлетворительном согласии с соответствующим значением, полученным в работах [6, 9], а величина γ не противоречит ранее найденной величине полного коэффициента рекомбинации [1], равной $7 \cdot 10^{-9} \text{ см}^3/\text{сек.}$

Литература

- [1] Г. Н. Герасимов, Р. И. Лягушенко, Г. П. Старцев. Опт. и спектр., 30, 606, 1971.
- [2] И. Я. Фуголь. Усп. физ. наук, 97, 429, 1969.
- [3] И. Я. Фуголь, П. Л. Пахомов, Ю. Ф. Шевченко. Опт. и спектр., 21, 741, 1966.
- [4] A. V. Phelps, J. P. Molnag. Phys. Rev., 89, 1203, 1953.
- [5] A. V. Phelps. Phys. Rev., 99, 1304, 1955.
- [6] E. R. Mosburg, Jr. Phys. Rev., 152, 166, 1966.
- [7] E. E. Ferguson, M. Schluter. Planet Space Sci., 9, 701, 1966.
- [8] А. Митчел, М. Земанский. Резонансное излучение и возбужденные атомы, ОНТИ, 1937.
- [9] И. Я. Фуголь, О. Н. Григорашенко, Д. А. Мышикис. ЖЭТФ, 60, 659, 1971.

Поступило в Редакцию 14 мая 1971 г.

УДК 533.9.082.5

О ДИАГНОСТИКЕ ПЛАЗМЫ В ИМПУЛЬСНОМ РАЗРЯДЕ В СМЕСИ, СОДЕРЖАЩЕЙ ВОДОРОД

В. С. Бородин, В. Д. Гебеков и Ю. М. Каган

В предыдущих работах [1-3] был рассмотрен метод определения параметров водородной плазмы в импульсном разряде, основанный на измерении среднего по времени контура линии H_3 и временного хода интенсивности в центре линии. Этот метод может быть обобщен и на тот случай, когда водород является компонентой бинарной смеси. При этом если водород является основным источником ионов в смеси, то полностью применимы наши предыдущие рассуждения. На практике встречается и другой случай, когда водород находится в смеси с легко ионизуемым газом, который является основным источником ионов.

В этом случае в предположении термодинамического равновесия компонент смеси имеет соотношения

$$N_e^2 = 2 \frac{g_i}{g_0} N \left(\frac{2\pi mk}{h^2} \right)^{3/2} T^{3/2} e^{-E_i/kT}, \quad (1)$$

$$I = AN_H h\nu \frac{g_k}{g_{0H}} e^{-E_k/kT}, \quad (2)$$

где индексы N , E_i , g_i , g_0 относятся к концентрации атомов, потенциальну ионизации и статическим весам легко ионизуемой компоненты, а N_H , E_k , g_k , g_{0H} — концентрации атомов, потенциал возбуждения уровня водорода, статистические веса верхнего и

нормального уровня водорода, A — вероятность перехода линии H_β ; I — ее интенсивность. При нахождении выражения для концентрации N и N_H рассмотрим общий случай, когда, кроме объема V_1 , занимаемого разрядом, имеется «холодный» объем V_2 с температурой T_0 . Тогда для концентрации N имеем общее выражение

$$N = \frac{P_0 \left(1 + \frac{V_1}{V_2} \right)}{kT + T_0 \frac{V_1}{V_2}}, \quad (3)$$

где P_0 — порциональное давление легко ионизируемой примеси до разряда.

Для N_H имеет место аналогичное выражение. Из формулы (3) вытекают обычные предельные случаи большого холодного объема, когда $N \sim 1/T$, и отсутствия холодных объемов, когда $N = \text{const}$.

Считая, как и в [1], контур линии H_β дисперсионным и проделав аналогичные выкладки, получим

$$I(x) = \int_0^{t_0} \frac{D [I_0(t)]^{(3+\beta)/(3-\beta)} \left[\frac{T(t)}{T(0)} \right]^{3/(3-\beta)} \left[\frac{T(t) + T_0 \frac{V_1}{V_2}}{T(0) + T_0 \frac{V_1}{V_2}} \right]^{2(\beta-1)/(3-\beta)} dt}{4x^2 + D [I_0(t)]^{2\beta/(3-\beta)} \left[\frac{T(t)}{T(0)} \right]^{3/(3-\beta)} \left[\frac{T(t) + T_0 \frac{V_1}{V_2}}{T(0) + T_0 \frac{V_1}{V_2}} \right]^{2(\beta-1)/(3-\beta)}}, \quad (4)$$

где

$$x = \nu - \nu_0, \quad D = c^{-4/3} N_e^{4/3}(0) [I_0(0)]^{-2\beta/(3-\beta)}, \quad \beta = E_i/E_k,$$

t_0 — длительность импульса свечения, ν — частота линии, ν_0 — частота линии в максимуме, c — константа штарковского уширения, I_0 — интенсивность в центре линии H_β . Величины I и I_0 связаны между собой [1]. Если рассматривать случай чистого водорода и положить приближенно $\beta=1$, то формула (4) совпадает с формулой (13) работы [1]. Как видно в этом приближении, формула (13) справедлива при любых соотношениях холодных и горячих объемов и предположение о постоянстве давления, сделанное в работе [1], не является необходимым. В формуле (4) температурные члены в числителе и знаменателе меняются медленнее, чем в формуле (13) работы [1]. Однако в формуле [1] было показано, что температурными изменениями можно пренебречь по сравнению с изменениями интенсивности $I_0(t)$.

Формула (4) может быть написана в более простом виде.

$$I(x) = \int_0^{t_0} \frac{D [I_0(0)]^{(3+\beta)/(3-\beta)} [f(t)]^{(3+\beta)/(3-\beta)} dt}{4x^2 + D [I_0(0)]^{2\beta/(3-\beta)} [f(t)]^{2\beta/(3-\beta)}}, \quad (5)$$

где $f(t) = I_0(t)/I_0(0)$.

Если x_1 — полуширина суммарного по времени контура, то получаем соотношение

$$\frac{1}{2} \int_0^{x_1} f(y) dy = \int_0^1 \frac{c^{-4/3} N_e^{4/3}(0) [f(y)]^{3+\beta/(3-\beta)} dy}{4x_1^2 + c^{-4/3} N_e^{4/3}(0) [f(y)]^{2\beta/(3-\beta)}}, \quad (6)$$

где $y = t/t_0$.

Таким образом, и в этом случае для определения начальной концентрации $N_e(0)$ достаточно измерения относительного хода интенсивности в центре линии и полуширины усредненного по времени контура линий. Если кроме $f(t)$ определить интенсивность в центре линии в начальный момент $I_0(0)$ и если известна величина $a = N_H/N$, то можно определить $N_e(t)$ и $T(t)$.

Для этого используются соотношения

$$F(t) \equiv \frac{T(t)}{T(0)} = \frac{3-\beta}{3} \frac{E_k}{kT(0)} \frac{1}{\frac{3-\beta}{3} \frac{E_k}{kT(0)} - \ln f(t)}, \quad (7)$$

$$\left[\frac{N_e(t)}{N_e(0)} \right]^{4/3} = [f(t)]^{2\beta/(3-\beta)} [F(t)]^{3/(3-\beta)} \left\{ \frac{F(t) + T_0 \frac{V_1}{V_2}}{1 + T_0 \frac{V_1}{V_2}} \right\}^{2(\beta-1)/(3-\beta)}. \quad (8)$$

Практически член в фигурных скобках в формуле (8) близок к единице. Величина $T(0)$ определяется из формул (1) и (2) написанных для момента времени $t=0$. Если величина a неизвестна, то нужно находить $F(t)$ экспериментально.

Аналогичные рассуждения могут быть применены и в случае, когда нас интересует не временной, а радикальный ход концентрации. Эти же соображения справедливы и для линии H_α в области концентраций электронов $10^{17} \div 10^{18} \text{ см}^{-3}$.

Литература

- [1] В. С. Бородин, В. Д. Гебеков, Ю. М. Каган. Опт. и спектр., 31, 4, 1971.
- [2] В. С. Бородин, В. Д. Гебеков, Ю. М. Каган. Опт. и спектр., 31, 5, 1971.
- [3] В. С. Бородин, В. Д. Гебеков, Ю. М. Каган. Опт. и спектр., 32, 17, 1972.

Поступило в Редакцию 28 мая 1971 г.

УДК 539.186.3.01

РАСЧЕТ СЕЧЕНИЙ УШИРЕНИЯ И СДВИГА АТОМНЫХ ЛИНИЙ МЕТОДОМ СПИВКИ

Е. И. Дащевская и Е. А. Кобзева

Недавний расчет ширины резонансных линий щелочных металлов [1] указывает на преимущественный вклад обменного взаимодействия (по сравнению с дисперсионным) в случае, когда возмущающим газом является Не. Такую же ситуацию следует ожидать и для более тяжелых атомов инертных газов при достаточно высоких температурах. Простейшие методы расчета оптических сечений $\sigma = \sigma' + i\sigma''$ (σ' и σ'' — сечения уширения и сдвига) игнорируют неадиабатические эффекты, проявляющиеся в переходах между молекулярными состояниями вследствие вращения оси квазимолекулы, или используют различные приближения [2, 3] для расчета матрицы рассеяния. Достаточно подробно исследован только случай перехода $j=0 \rightarrow j=1$, для которого матрица рассеяния в состоянии $j=1$ найдена точно в полуклассическом приближении для вандерваальсова взаимодействия и прямолинейной траектории [4]. Учет искажения траектории и обобщение полученных в [4] результатов на другие потенциалы непосредственно выполнить не может, поскольку упомянутый расчет включает численное интегрирование.

Здесь предлагается приближенный аналитический метод расчета σ , основанный на идее спивки, которая изложена в [5, 6] в связи с расчетом сечений деполяризации. В рамках этого приближения S -матрица атома в состоянии с моментом j при его рассеянии на сферически-симметричном атоме зависит от набегов фаз δ_μ в молекулярной области (при $R < R_m$) для молекулярных термов $U_\mu(R)$ (μ — проекция электронного момента на молекулярную ось, R_m — граница разделения молекулярной и атомной моделей) и от углов поворота молекулярной оси в молекулярной области. Здесь мы рассмотрим случай $j=1$ с целью сравнить предлагаемое приближение с результатом численного расчета Ребане [4]. Сечение σ равно

$$\sigma = 2\pi \int_0^\infty b db \left[1 - \frac{1}{3} S^{(0)*} \operatorname{Sp} S^{(1)} \right], \quad (1)$$

где $S^{(0)}$ и $S^{(1)}$ — матрицы рассеяния в состояниях $j=0$ и $j=1$. Считается, что столкновения не индуцируют переходов между этими состояниями. Далее, для простоты фазы $S^{(1)}$ вычислены по отношению к фазе в $S^{(0)}$, так что полагаем $S^{(0)} = 1$. Используя общее выражение $S^{(j)}$ [5, 6] для прямолинейной траектории, имеем

$$\operatorname{Sp} S^{(1)} = \left[e^{i\delta_\pi} - \left(1 - \frac{2b^2}{R_m^2} \right) e^{i\delta_\pi} - \left(1 - \frac{2b^2}{R_m^2} \right) e^{i\delta_\sigma} \right], \quad (2)$$

где δ_π и δ_σ — набеги фаз в адиабатических молекулярных потенциалах U_π и U_σ . Предполагается, что $b < R_m$. Если $b > R_m$ (вся траектория лежит в области применимости атомной модели), то отношение b/R_m в (2) следует положить равным единице. Тогда (2) дает след матрицы рассеяния для атомной модели.

Интеграл (1) вычисляется в приближении Вайскопфа, когда для σ' вводятся радиусы обрезания R_σ и R_π , определенные обычным критерием [7] и отнесенные адиабатическим потенциалам U_σ и U_π . При вычислении σ'' в том же приближении учитывается тот факт, что в сдвиг линии вносят вклад пролеты внутри кольца радиуса R_σ (или R_π) с шириной, заметно меньше радиуса. В результате появляются