

Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

А. А. Ликальтер, А. Х. Мнацаканян, Колебательное распределение молекул, обусловленное соударениями с электронами и тяжелыми частицами, *ТВТ*, 1973, том 11, выпуск 1, 202–204

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением

<http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 3.238.202.29

10 ноября 2024 г., 19:32:19



здесь

$$l = |\kappa|^{-1}, \quad D_a = \frac{b_l D_e}{b_e}, \quad \beta^* = \frac{\langle E_{0x} \rangle}{\langle E_0 \rangle},$$

$$\left(1 + \frac{b_l \beta^2}{b_e} \right) \sim 1.$$

Выражения (5) и (6) уменьшаются при этом в β раз, т. е. примерно на порядок.

Механизм неустойчивости аналогичен рассмотренному в работе [1]. В слое с повышенной концентрацией возникает добавочное электрическое поле по OY , под действием которого электроды дрейфуют по OX в сторону меньших концентраций, а ионы компенсируют их объемный заряд, смещаясь вдоль оси OY . Таким образом, первоначальное возмущение усиливается.

Область существования неустойчивости ограничивается балансом энергии электронов. В принятых предположениях локального ионизационного равновесия главным стабилизирующим фактором является уменьшение джоулева нагрева в областях с повышенной концентрацией электронов. Сопоставление инкремента (5) с декрементом ионизационного затухания $\gamma = In \sigma / j_0^2$, где I — энергия ионизации, дает следующее условие стабилизации:

$$E_0 > \frac{b_l}{b_e} \beta^2 I(b) |\kappa|. \quad (8)$$

Рассмотренная неустойчивость может иметь место во многих экспериментах с неоднородными разрядами в скрещенных E, H полях.

Институт высоких температур
Академии наук СССР

Поступило в редакцию
20 VI 1972

ЛИТЕРАТУРА

1. В. В. Kadomtsev, A. V. Nedospasov. J. Nucl. Energy, pt. C, 1, 230, 1960.
2. A. Simon. Phys. Fluids, 6, 382, 1963.
3. F. S. Hoh. Phys. Fluids, 6, 1184, 1963.
4. G. W. Garrison, Jr., H. A. Hassan. Phys. Fluids, 10, 711, 1967.
5. К. И. Ким. ПМТФ, № 1, 35, 1968.
6. А. Ф. Витшас, В. С. Голубев, М. М. Маликов. Electricity from MHD. IAEA, Vienna, 1, 529, 1968.
7. В. С. Голубев, М. М. Маликов, А. В. Недоспасов. Теплофизика высоких температур, 8, 1265, 1970.

УДК 533.7

КОЛЕБАТЕЛЬНОЕ РАСПРЕДЕЛЕНИЕ МОЛЕКУЛ, ОБУСЛОВЛЕННОЕ СОУДАРЕНИЯМИ С ЭЛЕКТРОНАМИ И ТЯЖЕЛЫМИ ЧАСТИЦАМИ

А. А. Ликальтер, А. Х. Мнацаканян

Общепризнано, что большая величина сечений колебательного возбуждения ряда молекул H_2, D_2, N_2, CO [1], CO_2 [2] при столкновениях с электронами (VE -процесс) обусловлена резонансным характером рассеяния. При столкновении образуется неустойчивый отрицательный ион, после распада которого молекула может остаться колебательно возбужденной. Результаты расчетов (см. например, [3—5]), использующих методы теории резонансных ядерных реакций, удовлетворительно согласуются с экспериментом.

Учет VE -столкновений весьма существен при рассмотрении механизмов лазерной генерации [6], энергетического баланса электронов в плазме [7]; релаксации за ударными волнами в воздухе [8]. VE -переходы в N_2 и CO являются существенно многоквантовыми и их учет зачастую связан с численными расчетами.

В предлагаемой работе показано, что в случае $\Gamma/\omega \gg 1$ (где Γ — ширина резонанса, ω — частота колебаний), реализуемемся, по-видимому, для H_2 и CO_2 . VE -переходы являются одноквантовыми и возможно использование кинетической схемы Ландау — Теллера [9].

В простейшем варианте теории сечение перехода из колебательного уровня n в m имеет вид формулы Брейта — Вигнера [4]

$$\sigma_{nm} = f_{nm}(\epsilon) |\Sigma|^2, \quad \Sigma = \sum_A \langle n|\lambda \rangle \langle \lambda|m \rangle / [\epsilon - \epsilon_0 + (n - \lambda)\omega + i(\Gamma/2)], \quad (1)$$

где f_{nm} — медленно меняющаяся функция энергии электрона ϵ ; $\langle n|\lambda\rangle$ — матричный элемент перекрытия волновых функций колебательного движения ядер молекулы и отрицательного иона; ϵ_0 — электронная энергия иона. Характер зависимости $\sigma_{nm}(\epsilon)$ определяется отношением $\beta = \Gamma/\omega$ периода колебаний молекулы к времени жизни резонансного уровня (см. также численные расчеты и обсуждение в [5]). В случае $\beta \ll 1$ за время распада иона успевает произойти несколько колебаний, теряется «память» о начальном колебательном состоянии и распад может произойти по любому открытому каналу. При этом сечения обладают резко выраженной энергетической зависимостью, а переход может происходить со значительным изменением колебательного числа (N_2 и CO).

В обратном случае $\beta \gg 1$ время жизни иона мало, зависимость сечений от энергии становится плавной и основную роль играют одноквантовые переходы. Действительно, разлагая знаменатель в (1) по степеням β^{-1} , имеем

$$\Sigma = \sum_{\lambda} \frac{\langle n|\lambda\rangle \langle \lambda|m\rangle}{\epsilon - \epsilon_0 + i(\Gamma/2)} \left[1 + \frac{(\lambda - n)\omega}{\epsilon - \epsilon_0 + i(\Gamma/2)} \right] =$$

$$= \frac{\delta_{nm}}{\epsilon - \epsilon_0 + i(\Gamma/2)} - \frac{\omega \delta_{nm} \left(n + \frac{1}{2} \right)}{[\epsilon - \epsilon_0 + i(\Gamma/2)]^2} + \frac{\langle n|H_-|m\rangle}{[\epsilon - \epsilon_0 + i(\Gamma/2)]^2}, \quad (2)$$

где H_- — гамильтониан колебательного движения ядер в резонансном состоянии. Пренебрегая разностью частот колебаний нейтральной молекулы и отрицательного иона, получаем

$$\langle n|H_-|m\rangle = \omega \left\{ \left(m + \frac{1}{2} + \frac{\xi_0^2}{2} \right) \delta_{nm} + \xi_0 \langle n|\xi|m\rangle \right\},$$

$$\langle n|\xi|m\rangle = \sqrt{n} \delta_{n, m+1} + \sqrt{n+1} \delta_{n, m-1}, \quad (3)$$

где ξ — безразмерная осцилляторная координата; ξ_0 — сдвиг положения равновесия осциллятора в резонансном состоянии относительно исходного; δ_{nm} — символ Кронекера. Переходы с изменением колебательного числа на 2 обусловлены малыми эффектами типа разности частот колебаний, ангармоничности и т. д. и их вероятность мала, что подтверждается также модельными расчетами [5]. Эксперименты показывают, что сечения σ_{02} для N_2 [1] и антисимметричных колебаний CO_2 [2] примерно на порядок меньше σ_{01} . Можно предположить, что для этих молекул реализуется случай $\beta \gg 1$ и тогда

$$\sigma_{n+1, n} = (n+1)\sigma_{10}; \quad \sigma_{n+k, n} = 0, \quad k > 1. \quad (4)$$

Хорошо известно, что сечения колебательной дезактивации молекул при соударениях с тяжелыми частицами (VT -процесс) также удовлетворяют соотношениям (4). Покажем, что выполнение этого условия достаточно для использования хорошо известного решения системы кинетических уравнений Ландау — Теллера для заселенностей колебательных уровней n_k [9]. Действительно, при совместном действии VE - и VT -процессов, удовлетворяющих (4), уравнения баланса частиц на k -м уровне осциллятора имеют вид

$$dn_k/dt = j_{k+1} - j_k, \quad j_k = j_k^{VE} + j_k^{VT},$$

$$j_{k+1} = P_{k+1, k}^i n_{k+1} - P_{k, k+1}^i n_k \quad (i = VE, VT). \quad (5)$$

Здесь j_{k+1} — обусловленный столкновениями поток частиц между уровнями k и $k+1$; P_{nm} — частота неуругих соударений. При наличии максвелловского распределения по скоростям P_{nm} удовлетворяют принципу детального равновесия

$$P_{k, k+1}^{VE} = e^{-\theta_e} P_{k+1, k}^{VE} = e^{-\theta_e} (k+1) P_{10}^{VE}, \quad (6)$$

$$P_{k, k+1}^{VT} = e^{-\theta_a} P_{k+1, k}^{VT} = e^{-\theta_a} (k+1) P_{10}^{VT},$$

$$\theta_e = \omega/T_e, \quad \theta_a = \omega/T_a,$$

где T_e и T_a — температуры электронов и тяжелых частиц соответственно.

Определим температуру T ($\theta = \omega/T$) и вероятность перехода P соотношениями

$$e^{-\theta} = (P_{10}^{VE} e^{-\theta_e} + P_{10}^{VT} e^{-\theta_a}) / P_{10}, \quad (7)$$

$$P_{10} = P_{10}^{VE} + P_{10}^{VT},$$

тогда отношение частот прямых и обратных процессов приобретает стандартный вид условий детального равновесия с температурой T и поэтому применимо решение [9]. В частности, стационарное распределение является бальцовским с температу-

рой T , а величина P_{10} определяет время релаксации колебательной энергии осциллятора к равновесному при температуре T значению. Учет VV -процессов в рассматриваемом приближении гармонического осциллятора не меняет этих результатов. Таким образом, использование при учете VE -процессов соотношения (4) (см. [10]) может быть обосновано, если ширина резонанса велика, что, по-видимому, имеет место для H_2 и антисимметричных колебаний CO_2 . При этом стационарное колебательное распределение оказывается больцмановским. Приведенные соображения могут быть полезны и в более сложных, не рассматриваемых здесь, случаях (взаимодействие мод в многоатомных молекулах и т. д.).

Авторы благодарят за обсуждение Г. В. Найдиса и Л. И. Подлубного.

Институт высоких температур
Академии наук СССР

Поступило в редакцию
11 VIII 1972

ЛИТЕРАТУРА

1. G. J. Schulz. Phys. Rev., 116, 1141, 1959; 125, 229, 1962; 135, A988, 1964.
2. M. J. W. Boness, G. J. Schulz. Phys. Rev. Lett., 21, 1031, 1968.
3. J. C. Y. Chen. J. Chem. Phys., 40, 3507, 3513, 1964; 41, 3263, 1964.
4. J. C. Y. Chen. J. Chem. Phys., 45, 2710, 1966.
5. D. T. Birtwistle, A. Herzenberg. J. Phys., B4, 53, 1971.
6. А. В. Елецкий, Б. М. Смирнов. Газовые лазеры. Атомиздат, 1971.
7. М. Б. Железняк, А. Х. Мнацаканян. Теплофизика высоких температур, 6, 390, 1968.
8. Л. М. Биберман, А. Х. Мнацаканян. Докл. № 74/215 на Междунар. симпозиуме МГД, Зальцбург, 1966.
9. F. Montroll, K. E. Shuler. J. Chem. Phys., 26, 454, 1957.
10. M. C. Fowler. Appl. Phys. Lett., 18, 175, 1971.

УДК 537.5

К ТЕОРИИ УСКОРЕННЫХ ИСПЫТАНИЙ КАТОДОВ УСКОРИТЕЛЕЙ ПЛАЗМЫ

А. В. Минятов, В. Г. Панкратов, В. Н. Карасев

Одним из путей сокращения времени испытаний узлов ускорителей плазмы являются так называемые утяжеленные испытания, т. е. испытания этих узлов в условиях более напряженных по сравнению с условиями работы на расчетных режимах.

Ниже излагаются основы методики ускоренных испытаний катодов, работающих в условиях самостоятельного (диффузного) разряда «без пятна» (т. е. разряда, распределенного по рабочим поверхностям электродов), характерного для ряда ускорителей плазмы непрерывного действия.

В качестве исходного допущения принимается, что ресурс катодов определяется главным образом поверхностной эрозией материала катода, причем скорость эрозии определяется скоростью сублимации материала катода и, следовательно, температурой поверхности катода T_w .

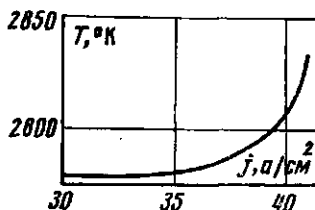


Рис. 1

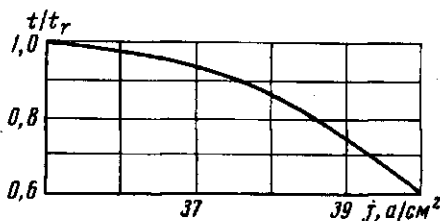


Рис. 2

Так как величина T_w в процессе проведения испытаний не регулируется непосредственно, то целесообразно в качестве параметра, по которому моделируется процесс разрушения катода, использовать другую, более приемлемую характеристику разряда, имеющую в рабочем диапазоне изменения параметров однозначную связь с величиной T_w .

Как показано ниже, в качестве такой характеристики может быть выбрана величина разрядного тока I (или его плотность j).

Решение поставленной задачи основывается на использовании (с некоторыми упрощениями) теории прикатодных процессов, изложенной в работах [1, 2], и на рассмотрении баланса энергии на поверхности катода.