

Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

А. В. Елецкий, В. Д. Кулагин, Константа скорости колебательного возбуждения молекулы F_2 электронным ударом, *ТВТ*, 1979, том 17, выпуск 5, 1100–1102

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: 18.97.9.173

11 декабря 2024 г., 13:08:00



нелинейной. Проанализируем в выражении (10) зависимость T от E_0^2 . Для этого представим его в виде

$$\frac{T}{T_0} = 1 + \left(\frac{E_0}{E_c} \right)^2 \frac{\omega^2 + \nu_{m,0}^2}{\omega^2 + \nu_{m,0}^2} \frac{\nu_{m,0}}{\nu_{m,0}} \frac{\nu_{T,0}}{\nu_T}, \quad (14)$$

$$E_c = \left[\frac{kT_0 3m\nu_{T,0}(\omega^2 + \nu_{m,0}^2)}{e^2\nu_{m,0}} \right]^{0,5} \quad (15)$$

— характерное поле АП. Здесь $\nu_{m,0} = \nu_m(T_0)$; $\nu_{T,0} = \nu_T(T_0)$. Из (14) видно, что в поле с амплитудой $E_0 \ll E_c$ температура электронов меняется незначительно на величину $T - T_0 = e^2 E_0^2 \nu_{m,0} / 3m k \nu_{T,0} (\omega^2 + \nu_{m,0}^2)$, также незначительны в этом случае изменения n_e и ν_m . Это означает, что диэлектрическая проницаемость и проводимость слабо возмущены полем. Поэтому электрическое поле с амплитудой $E_0 \ll E_c$ называется слабым. При $E_0 \gg E_c$ влияние электрического поля на электрофизические параметры АП существенно. Такие поля называются сильными.

В заключение, используя (15), оценим характерное электрическое поле АП E_c . При [9] $\omega = 2,3 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}$ и АП с параметрами: $N_p \sim 10^7 \text{ см}^{-3}$, $R \sim 10^{-4} \text{ см}$, $T_0 \sim 2 \cdot 10^3 \text{ К}$, $\delta \sim 1,2 \cdot 10^{-3}$, $\nu_{m,0} \sim 5,9 \cdot 10^9 \text{ с}^{-1}$ — $E_c \sim 5,2 \text{ В/см}$. По отношению к полям, создаваемым современными радиопередатчиками [2, 9], полученное значение E_c не представляется непомерно большим. Этот и другие примеры показывают, что содержащееся в [5] утверждение, не подкрепленное численными оценками, о невозможности заметного отрыва электронной температуры от температуры газа не является достаточно общим.

Энергетический институт
им. Г. М. Кржижановского

Поступило в редакцию
23 I 1979

ЛИТЕРАТУРА

1. А. В. Горбатов, Е. В. Самуйлов. ТВТ, 16, № 2, 225, 1978.
2. В. Л. Гинзбург. Распространение электромагнитных волн в плазме. «Наука», 1967.
3. А. В. Гуревич, А. Б. Шварцбург. Нелинейная теория распространения радиоволн в ионосфере. «Наука», 1973.
4. M. S. Sodha, S. Guha. Adv. Plasma Phys., № 4, 219, 1971.
5. S. Guha, A. K. Aroa. Appl. Sci. Res., 22, 176, 1970.
6. Е. В. Самуйлов, А. В. Горбатов. В сб. Теплофизические свойства химически реагирующих гетерогенных смесей, вып. 38. Изд. ЭНИН, 1973.
7. Д. Хелфрич, У. Густафсон. Энергетические машины и установки, № 3, 113, 1974.
8. А. В. Горбатов, Е. В. Самуйлов. ТВТ, 16, № 4, 709, 1978.
9. Фант, Геймеч, Йос. РТК, 10, № 3, 159, 1972.

УДК 539.196.5

КОНСТАНТА СКОРОСТИ КОЛЕБАТЕЛЬНОГО ВОЗБУЖДЕНИЯ МОЛЕКУЛЫ F₂ ЭЛЕКТРОННЫМ УДАРОМ

Елецкий А. В., Кулагин В. Д.

В работе [1] разработан приближенный метод расчета баланса энергии электронов в разряде в молекулярном газе. Метод основан на том, что в широкой области параметров разряда значительная часть теряемой электронами энергии расходуется на возбуждение молекулярных колебаний. Это позволяет не учитывать энергию, теряемую электронами на возбуждение электронных состояний и ионизацию молекул, а потери энергии на упругое рассеяние учесть приближенно, пренебрегая зависимостью частоты электронно-молекулярных соударений от скорости. В этом случае удастся рассчитать баланс энергии электронов без решения кинетического уравнения Больцмана, основываясь на экспериментальных зависимостях дрейфовой скорости от отношения напряженности электрического поля E к концентрации частиц N .

В [2] указанный метод расчета баланса энергии электронов распространен на случай разряда в смеси газов, содержащей молекулярную компоненту. При этом вводится дополнительное упрощающее предположение о том, что, как и в случае однокомпонентного газа, значения констант соударений электронов с молекулами и атомами, составляющими смесь, определяются одним параметром — величиной средней энергии электронов $\bar{\epsilon}$. Значения констант в смеси совпадают со значениями этих констант в однокомпонентном газе при той же величине $\bar{\epsilon}$.

В данной работе метод [1, 2] используется для восстановления значений констант колебательного возбуждения молекулы фтора из экспериментальных зависимостей дрейфовой скорости электронов в чистом гелии и смеси гелия и фтора, измеренных в [3]. Результаты измерений дрейфовой скорости электронов в смеси 99% He+1% F₂ [3] приведены на рисунке. Для условий эксперимента исходная система уравнений баланса импульса и энергии имеет следующий вид:

$$K_y = eN/mNW, \quad (1)$$

$$\frac{eEW}{N} = \frac{2m}{M} K_y \bar{\epsilon} + \frac{N_m}{N} K_{\text{рол}} \hbar \omega. \quad (2)$$

Здесь W – дрейфовая скорость электронов; $\bar{\epsilon}$ – их средняя энергия; m , M – масса электрона и атома гелия; N_m – концентрация молекул фтора; N – концентрация атомов гелия, которую можно считать равной концентрации частиц смеси ($N_m/N=10^{-2}$); $\hbar\omega=925$ см⁻¹ [4] – колебательный квант молекулы фтора; K_y – константа скорости упругого рассеяния электронов на атомах гелия; $K_{\text{рол}}$ – константа скорости колебательного возбуждения молекул фтора. В (2) предполагается, что потери энергии электронов обусловлены в основном двумя процессами: упругим рассеянием электронов на атомах гелия и колебательным возбуждением молекул фтора. Вклад в баланс энергии прочих процессов не учитывался. При малой концентрации фтора (1%) и относительно небольшой средней энергии электронов это вносит в расчет ошибку, не выходящую за пределы точности измерений дрейфовой скорости (10–15%) [3].

Так, потери энергии на вращательное возбуждение молекул (для взаимодействия заряд – квадруполь в приближении Борна) описываются следующим выражением [1]:

$$\left(\frac{\partial \bar{\epsilon}}{\partial t}\right)_{\text{вр}} = -\frac{64}{\sqrt{3}\pi} B \frac{2\pi Q^2}{15e^2 a_0^2} \sqrt{\frac{\bar{\epsilon}}{m}} N_m, \quad (3)$$

где B – вращательная постоянная молекула фтора; Q – ее квадрупольный момент; a_0 – радиус Бора. Непосредственное вычисление (3) показывает, что эта величина на два-три порядка меньше eEW в интересующей нас области изменения параметра E/N .

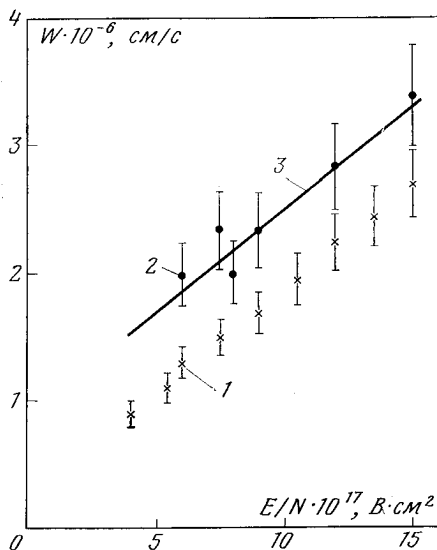
Авторы работы [3] указывают, что дополнительный нагрев электронов может быть обусловлен процессом диссоциативного прилипания электронов к молекулам фтора. Выражение для скорости такого нагрева запишем в виде

$$\left(\frac{\partial \bar{\epsilon}}{\partial t}\right)_{\text{пр}} = N_m (\bar{\epsilon} - \epsilon) \sigma \cdot v. \quad (4)$$

Здесь σ – сечение процесса; v – скорость электрона; ϵ – его энергия; угловые скобки – усреднение по функции распределения электронов. Оценить (4) можно на основании следующих соображений. Предположим, что сечение диссоциативного прилипания электрона к молекуле фтора обратно пропорционально энергии налетающего электрона [4] (предельный случай формулы Брейта – Вигнера). Отсюда следует, что константа скорости этого процесса $K_{\text{пр}}$ обратно пропорциональна скорости электрона. Подставив $\sigma \sim \epsilon^{-1}$ в (4) и усреднив результат, по максвелловскому распределению получим

$$\frac{1}{N} \left(\frac{\partial \bar{\epsilon}}{\partial t}\right)_{\text{пр}} = \frac{\bar{\epsilon}}{3} \frac{N_m}{N} K_{\text{пр}}(\bar{\epsilon}). \quad (5)$$

При температуре электронов ≈ 600 К имеем: $K_{\text{пр}} = 4.6 \cdot 10^{-9}$ см³/с [5]. Используя эту величину для вычисления (5) с учетом $K_{\text{пр}} \sim \bar{\epsilon}^{1/2}$, получим, что в интересующей нас области энергий значение (5) примерно на два порядка меньше величины eEW/N . Этот результат слабо зависит от конкретного вида функции распределения электронов по энергиям и вида функции $\sigma(\epsilon)$.



Дрейфовая скорость электронов в разряде при различных значениях E/N : 1 – He; 2 – 99% He+1% F₂; 3 – аппроксимация (6)

Уравнения (1), (2) позволяют восстановить величину константы скорости колебательного возбуждения молекулы F_2 электронным ударом из измерений, приведенных на рисунке. Единственным параметром, определяющим значения входящих в (1), (2) констант является величина средней энергии электронов $\bar{\epsilon}$, причем в соответствии с основным предположением метода зависимости констант от этого параметра в смеси газов остаются такими же, как в чистых газах. Это предположение, справедливость которого обсуждается в [2], позволяет использовать уравнение (1) для расчета величины $\bar{\epsilon}$ (зависимость $K_y(\bar{\epsilon})$ в чистом гелии хорошо известна, см., например, [6]). Подстановка полученных значений K_y и $\bar{\epsilon}$ в соотношение (2)

$E/N \cdot 10^{17}$, В·см ²	6	7	8	9	10
$W \cdot 10^{-6}$, см/с	1,88	2,04	2,20	2,36	2,53
$K_{\text{кол}} \cdot 10^{+8}$, см ³ /с	8,2	10,5	12,9	15,5	—
$DN \cdot 10^{-22}$, см ⁻¹ с ⁻¹	4,8	5,9	7,1	8,4	10,0
$DN \cdot 10^{-22}$, см ⁻¹ с ⁻¹ [7]	4,8	5,5	6,3	7,2	8,0

позволяет получить искомые зависимости $K_{\text{кол}}$ от параметра E/N . Результаты расчетов приведены в таблице. Экспериментальная зависимость дрейфовой скорости электронов от E/N в смеси аппроксимировалась простой линейной зависимостью

$$W = (0,9 + 0,16 \cdot E/N) \cdot 10^6. \quad (6)$$

Заметим, что некоторую информацию о точности рассматриваемого метода можно получить, вычислив коэффициент диффузии D электронов в чистом гелии. Значения коэффициента D можно оценить, исходя из следующего простого выражения [1]:

$$D = \frac{2}{3} W_0 \bar{\epsilon} / eE. \quad (7)$$

Здесь W_0 — дрейфовая скорость электронов в гелии; $\bar{\epsilon}$ — средняя энергия электронов. С учетом лишь упругого рассеяния электронов (см., например, [1]) $\bar{\epsilon} = MW_0^2/2$. В последних двух строках таблицы произведения DN в чистом гелии, вычисленные на основании выражения (7), сравниваются с экспериментальными значениями [7]. Сравнение показывает, что для $E/N \geq 10$ экспериментально измеренные величины сильно отличаются от расчетных. Это связано с тем, что при больших значениях E/N существенный вклад в баланс энергии электронов вносят неупругие процессы столкновения электронов с атомами гелия. В силу этого использование уравнения (2) при больших E/N незаконно, так как в результате его решения мы будем получать сильно завышенные значения константы $K_{\text{кол}}$.

Институт атомной энергии
им. И. В. Курчатова

Поступило в редакцию
30 I 1979

ЛИТЕРАТУРА

1. А. В. Елецкий, Л. А. Палкина, Б. М. Смирнов. Явления переноса в слабоионизованной плазме. Атомиздат, 1975.
2. А. В. Елецкий. Физика плазмы, 3, 657, 1977.
3. К. J. Nygaard et al. Appl. Phys. Lett., 32, 612, 1978.
4. Б. М. Смирнов. Ионы и возбужденные атомы в плазме. Атомиздат, 1974.
5. Б. М. Смирнов. Отрицательные ионы. Атомиздат, 1978.
6. Л. Хаксли, Р. Кромптон. Диффузия и дрейф электронов в газах. «Мир», 1977.
7. J. Dutton. J. Phys. Chem. Ref. Data, 4, 577, 1975.

УДК 537.525

ФОТОИОНИЗАЦИЯ СМЕСЕЙ ЦЕЗИЯ С ИНЕРТНЫМИ ГАЗАМИ ПРИ АТМОСФЕРНОМ ДАВЛЕНИИ

Александров В. Я., Андреев А. П., Скобликов С. В.,
Юринов А. А.

Расчетные оценки эффективности цезия как фотоионизируемой присадки в газе при давлении порядка атмосферного содержатся в работах [1–3]. В последние годы исследования разрядов в плотных смесях инертного газа с паром щелочного металла вызваны, в частности, попытками создания эксимерного лазера, генерирующего на молекулах, образованных атомом щелочного металла и инертного газа [4–7].