

УДК 533.9.74

ТЕХНИЧЕСКАЯ ФИЗИКА

Т. В. БАЖЕНОВА, Ю. С. ЛОБАСТОВ, А. Д. КОТЛЯРОВ

**СЕЧЕНИЕ СОУДАРЕНИЙ ЭЛЕКТРОНОВ С МОЛЕКУЛАМИ H_2O
В ТЕРМИЧЕСКИ ИОНИЗОВАННОМ ГАЗЕ ЗА УДАРНОЙ ВОЛНОЙ
ПРИ $T = 2500 - 3500^\circ K$**

(Представлено академиком А. Е. Шейндлиным 22 VIII 1975)

Электропроводность продуктов сгорания в МГД-преобразователях энергии зависит от сечений соударений электронов с тяжелыми частицами при высоких температурах. Наибольший вклад в суммарное сечение соударений в этом случае дают молекулы воды, присутствующие в рабочем теле энергетического преобразователя либо как продукты химических реакций, либо как носитель ионизирующей присадки.

В литературе отсутствуют данные по сечениям соударений для молекул H_2O при низких энергиях электронов в термически ионизованной плазме, когда рассеивающие молекулы могут находиться в возбужденных состояниях. Все теоретические попытки определить величину транспортного сечения для молекулярных газов (^{1, 2}) наталкиваются, как правило, на недостаточность экспериментальных данных. Имеющиеся экспериментальные данные по сечениям этой молекулы при энергии электронов $\sim 0,09$ эв (^{3, 4}) и в более широком диапазоне электронных температур (⁵) нуждаются в уточнении. Так, в работе (⁵) эксперименты проводились в послеразрядной плазме, где существующий отрыв электронной температуры системы никак не контролировался. В других работах (^{3, 4}) при измерении скорости дрейфа электронного облака по холодному газу, имеющему комнатную температуру или охлажденному до $77^\circ K$, сама постановка эксперимента предполагала отсутствие молекул в возбужденном состоянии. Измеренные в таких условиях эффективные поперечники столкновений естественно нельзя переносить на систему этих молекул при высокой температуре.

Термический нагрев лучше всего реализуется в газе за фронтом ударных волн, где электронная температура равна температуре всей системы.

С.в.ч.-зондирование низкотемпературной плазмы является одним из методов активного измерения таких параметров плазмы, как эффективная частота соударений и концентрация свободных электронов. При нормальном падении плоской монохроматической радиоволны на слой однородной квазиравновесной плазмы при отсутствии отражения на границах мощность излучения, прошедшая на детектор, определяемая проводимостью, экспоненциально уменьшается с увеличением эффективной частоты соударений электронов с любыми рассеивателями. В плазме с малой степенью ионизации наиболее эффективными являются соударения электронов с электронейтральными молекулами. Совместное решение уравнения Максвелла и кинетического уравнения Больцмана, описывающего движение электрона в среде с наложенным электромагнитным полем с учетом столкновений, приводит к следующему выражению для проводимости (⁶):

$$\sigma = \frac{e^2 n_e}{m} \frac{8}{3\sqrt{\pi}} \int_0^\infty \frac{v(u) u^4 e^{-u^2} du}{\omega^2 + v^2(u)}, \quad (1)$$

где e и m — заряд и масса электрона, n_e — число электронов в плазме, $\nu(u)$ — частота соударений электронов с любым рассеивателем в зависимости от приведенной скорости $u = \sqrt{m/(2kT)} \cdot v$, ω — циклическая частота.

Соотношение (1), строго говоря, верно при следующих условиях: распределение электронов по скоростям описывается максвелловской функцией; не учитываются электрон-электронные соударения, так как плотность полного тока в уравнении Максвелла, а следовательно, и проводимость определяются асимметричной частью функции распределения из уравнения Больцмана; дополнительная энергия электрона не превышает тепловую энергию плазмы, т. е. не происходит передачи энергии от зондирующего с.в.ч.-излучения. В целях упрощения часто рассматривают случай, когда частота соударений не зависит от скорости $\nu(v) = \nu_{эф} = \text{const}$ при малом числе соударений относительно частоты зондирующей радиоволны $\nu^2 \ll \omega^2$ ⁽⁶⁾ (высокочастотное осреднение), что имеет место в случае достаточно разреженной плазмы, или случай постоянного тока без наложения электромагнитного поля $\nu^2 \gg \omega^2$ (низкочастотное осреднение). Получаемые при этом соотношения для проводимости и эффективной частоты соударений имеют простой вид ⁽⁶⁾

$$\omega^2 \gg \nu^2: \quad \sigma = \frac{e^2 n_e}{m} \frac{\nu_{эф}}{\omega^2}; \quad (2)$$

$$\omega^2 \ll \nu^2: \quad \sigma = \frac{e^2 n_e}{m} \frac{1}{\nu_{эф}}. \quad (3)$$

Часто такое допущение является вполне оправданным, так как зависимость сечений от скорости при данных энергиях электронов у ряда атомов и молекул выражена слабо.

С точки зрения распространения плоской электромагнитной волны условие слабой ионизации запишется как $4\pi\sigma/\omega \ll |\epsilon|$. По определению коэффициента затухания радиоволн $\delta = (2\omega/c)\kappa$, где $\kappa = 2\pi\sigma/\sqrt{\epsilon}\omega$ — показатель затухания, выразим проводимость плазмы в этом случае через $\delta = 4\pi\sigma/(c\sqrt{\epsilon})$. Таким образом, измерение затухания с.в.ч.-излучения на двух разнесенных в 2–3 раза частотах (при большом соотношении частот $\sqrt{\epsilon_1} \neq \sqrt{\epsilon_2}$) позволяет определить из (2) эффективную частоту соударений ⁽⁷⁾

$$\nu_{эф}^2 = \frac{\delta_1 \omega_1^2 - \delta_2 \omega_2^2}{\delta_2 - \delta_1}.$$

Однако более корректное рассмотрение рассеяния электронов на атомах, молекулах и других центрах рассеяния требует учета зависимости частоты соударений от скорости.

Аналитическое выражение $\nu(u)$ из (1) имеет вид

$$\langle \nu \rangle_{эф} = \frac{8}{3\sqrt{\pi}} \int_0^\infty \nu(u) u^4 e^{-u^2} du,$$

$$(\bar{\nu})_{эф}^{-1} = \frac{8}{3\sqrt{\pi}} \int_0^\infty \frac{u^4 e^{-u^2} du}{\nu(u)}$$

для высокочастотного и низкочастотного осреднения соответственно. Переходя к эффективным поперечникам столкновений $\nu_{эф} = N\bar{\nu}Q_{эф}$, где $\bar{\nu} = \sqrt{8kT/(\pi m)}$, и совершая переход от приведенной скорости u к средне-

арифметической скорости электронов v , получим сечение рассеяния для каждого осреднения

$$\langle Q \rangle_{\text{эф}} = \frac{1}{6} \left(\frac{m}{kT} \right)^3 \int_0^{\infty} Q(v) v^5 e^{-mv^2/(2kT)} dv; \quad (4)$$

$$(\bar{Q})_{\text{эф}}^{-1} = \frac{4}{3\pi} \left(\frac{m}{kT} \right)^2 \int_0^{\infty} \frac{v^3 e^{-mv^2/(2kT)} dv}{Q(v)}. \quad (5)$$

Известные зависимости частоты соударений или эффективных поперечников столкновений от скорости для атомов, двух- и трехатомных молекул можно представить в общем случае следующим образом: $\nu(v) = Av^{h+1}$, $Q(v) = Av^h$, где $A = \text{const}$, h — целое число, принимающее положительные и отрицательные значения. Так, для молекулы H_2O эта зависимость имеет вид $Q(v) = A/v^2$ ($h = -2$), для атомов He — $Q(v) = A$ ($h = 0$ и

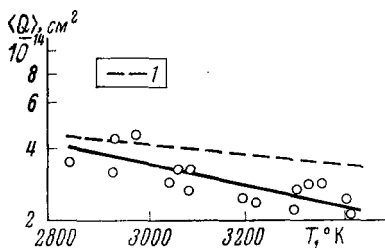


Рис. 1

Рис. 1. Эффективные поперечники столкновений электронов с молекулами H_2O за отраженной ударной волной при $p_0 = 20$ мм рт. ст. в смеси 40% H_2O + 60% Ar . 1 — данные работы (1)

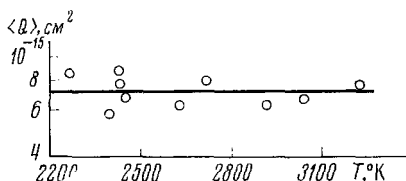


Рис. 2

Рис. 2. Эффективные поперечники столкновений электронов с атомами He за отраженной ударной волной при $p_0 = 20$ мм рт. ст.

т. д. (8). Из экспериментально получаемых сечений упругих соударений, осредненных по высокой частоте, при измерении затухания радиоволны, зондирующей плазму, можно получить сечения при постоянном токе. После интегрирования (4) и (5) с подстановкой определенной зависимости сечений от скорости нетрудно получить коэффициент перехода $K = \bar{Q}/\langle Q \rangle$. Для ряда случаев необходимые соотношения такого перехода сведены в табл. 1.

В проведенных экспериментах измерялись коэффициенты поглощения с.в.ч.-излучения на частотах 8800 и 26400 Мгц в термически нагретой плазме за фронтом отраженных ударных волн. Исследования проводили в смеси 40% H_2O + 60% Ar при начальном давлении 20 мм рт. ст. Скорость падающей ударной волны изменялась в интервале 1500—1900 м/сек. Основные параметры плазмы определяли из расчета равновесного состояния газа за ударной волной при определенной скорости ударной волны. Это позволило по измеренной скорости ударной волны вычислить температуру, давление, плотность и химический состав плазмы в каждом эксперименте. При определении эффективного поперечника молекулы H_2O учитывался суммарный вклад сечений всех имеющихся компонент (8). Полученные таким образом сечения рассеяния электронов на молекуле воды представлены на рис. 1. Ошибка в определении сечения составляет 30%. Зависимость сечений от температуры в интервале $2500^\circ \text{K} < T < 3500^\circ \text{K}$ может быть аппроксимирована формулой

$$\langle Q \rangle_{\text{H}_2\text{O}} = (4180T^{-1} - 1) \cdot 10^{-14} \text{ см}^2.$$

Таблица 1

$Q(v)$	$v(v)$	$\langle Q \rangle$	$\bar{Q}$	$K = \bar{Q} / \langle Q \rangle$
A/v^2	A/v	$\frac{8}{3\pi} A/v^2$	$^{3/4} A/v^2$	0.883
A/v	A	A/v	A/v	1
A	Av	$^{4/3} A$	$^{3/8} \pi A$	0.883
Av	Av^2	$^{5/8} \pi v A$	$^{3/8} \pi A$	0,6
Av^2	Av^3	πv^2	$^{3/32} \pi^2 v^2$	0,29

Для контроля методики были проведены эксперименты по определению эффективных сечений атомов He. Такие измерения достаточно хорошо проделаны при низких энергиях электронов различными методами. Отсутствие зависимости сечений соударений атомов гелия от скорости делает его удобной эталонной системой. Полученные нами сечения гелия (рис. 2) хорошо совпадают с имеющимися значениями (⁸, ⁹).

Интересно сравнить полученные нами данные по сечениям молекулы H₂O с простейшей моделью, принятой за основу расчетов сечений в работе (¹). Автор исходил из борновского приближения при решении задачи о взаимодействии электрона с дипольной частицей. Кривая Альтшулера была поправлена нами применительно к условиям микроволнового зондирования (высокочастотное осреднение по скоростям электронов). Максимальное отношение численных значений сечений рассеяния не превышает двух, что свидетельствует в первом приближении об истинности принятой модели взаимодействия. С другой стороны, более поздняя модель взаимодействия, предложенная Миттельменом и Холтом (²) и учитывающая влияние электрона на рассеивающий диполь молекулы, вообще для воды дает неопределенность, что вызывает у авторов предположение о существовании захвата электрона и резкого увеличения сечения. Однако наши эксперименты не подтверждают эту гипотезу, так как сечения молекулы воды оказались сравнительно невысокими.

Институт высоких температур
Академии наук СССР
Москва

Поступило
11 VIII 1975

ЛИТЕРАТУРА

- ¹ S. Altshuler, Phys. Rev., v. 107, 114 (1957). ² M. Mittelman, R. Holdt, ibid., v. 140, A 726 (1965). ³ I. Pack, R. Vorshall, A. Phelps, ibid., v. 127, 2084 (1962). ⁴ L. Christophorow et al., J. Chem. Phys., v. 44, 3506 (1966). ⁵ S. Takeda, A. Pougal, J. Appl. Phys., v. 31, 412 (1960). ⁶ В. А. Гинзбург, Распространение электромагнитных волн в плазме, «Наука», 1960. ⁷ Ю. С. Лобастов, Исследования по физической газодинамике, «Наука», 1966. ⁸ И. Шваровский, Т. Джонстон, М. Бачинский, Кинетика частиц плазмы, Атомиздат, 1969. ⁹ J. Anderson, L. Goldstein, Phys. Rev., v. 102, 933 (1956).