

# Лекция 1

## ИОНИЗАЦИЯ И ВОЗБУЖДЕНИЕ ЧАСТИЦ В ГАЗЕ

Плазму, как среду, состоящую из заряженных частиц, характеризует степень ионизации или соотношение между количеством заряженных и нейтральных частиц:

$$\alpha = \frac{n_e}{n_a + n_e}$$

$n_e$  - концентрация электронов,  $n_a$  - концентрация атомов

В случае низкотемпературной плазмы, когда температура составляет  $T_e \leq 0,1-1$  эВ, степень ионизации невелика  $\alpha \leq 0,01-0,1$ . Это присуще ряду газовых разрядов: тлеющему, дуговому, искровому и т.д. С другой стороны, высокотемпературная водородная плазма при температуре  $T_e = 1-10$  кэВ практически полностью ионизована и  $\alpha \sim 1$ . Такая ситуация реализуется на установках по получению управляемого термоядерного синтеза: токамаках, магнитных ловушках, пинчах и т.д.

Классификация процессов, свойственных низкотемпературной плазме:

- 1) Упругие процессы, которые происходят при столкновении заряженных и нейтральных частиц. При каждом упругом столкновении частица теряет часть своей энергии. Для столкновения электрона и молекулы – это приблизительно  $10^{-4}$  часть исходной энергии электрона. Ввиду этого, чтобы отдать значительную часть своей энергии, электрон должен совершить около  $10^4$  столкновений.
- 2) Неупругие процессы, приводящие к возбуждению и ионизации нейтральных частиц при их взаимодействии с заряженными частицами и фотонами. Наиболее важным видом ионизации является процесс, связанный с электронным ударом. Тем не менее, определенный вклад в ионизацию вносят процессы ионизации ионами и нейтральными частицами. Для ряда газовых разрядов имеют значение фотоионизация квантами ультрафиолетового диапазона, а также термоионизация, учитывающая суммарный эффект увеличения температуры газа. При возбуждении электронами нейтральных частиц наиболее важными являются процессы, приводящие к возбуждению электронных (метастабильных) состояний и молекулярных колебаний, и процесс диссоциации молекул.

3) Образование отрицательных ионов (прилипание), свойственное низкотемпературной плазме, т.к. энергия связи электрона с атомом (молекулой) при этом достаточно мала ( $E=0,1-3$  эВ) и при повышении температуры газовой среды отрицательные ионы разрушаются.

При рассмотрении упругих столкновений частиц важной характеристикой является сечение процесса, которое в случае идеального газа имеет порядок  $10^{-16}$  см<sup>2</sup>. Упругое столкновение электрона с атомами и молекулами представляет собой взаимодействие электрона со сложным силовым полем нейтральной частицы. Сечение данного процесса зависит от энергии электрона, и, как правило, находится экспериментально. Для учета рассеяния электрона на различные углы вводится так называемое транспортное сечение:

$$\sigma_{tr} = \sigma_c (1 - \overline{\cos\theta})$$

Где  $\overline{\cos\theta}$  — средний косинус угла рассеяния. Эффективная частота столкновений и длина пробега при этом выражаются соответственно:

$$\nu_m = n\nu\sigma_{tr}$$

$$\lambda_m = \frac{1}{n\sigma_{tr}}$$

Рассмотрим формулу связанную с рассеянием заряженных частиц.

Формула для числа частиц, рассеянных в 1 с в телесный угол на рассеивающем центре (1) с зарядом  $+Ze$  (рис.1) имеет вид:

$$dN' = nv\sigma(\theta)d\Omega$$

В данной формуле  $n$  - концентрация рассеиваемых частиц,  $v$  - их скорость,  $\sigma(\theta)$  -кулоновское сечение. Заряд каждой частицы  $+ze$ .

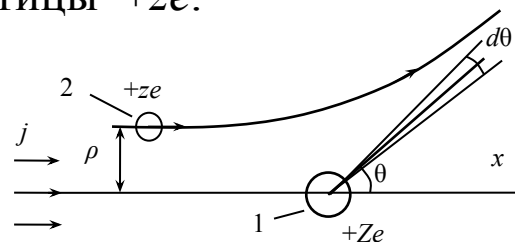


Рис.1

Взаимодействие налетающей частицы (2) и рассеивающего центра (1) рассматривается в системе центра масс (Ц -системе) и описывается потенциалом:

$$U(r) = \frac{Zze^2}{r}$$

Для угла рассеивания  $\theta$  записываются следующие выражения:

$$\operatorname{tg} \frac{\theta}{2} = \frac{b_{\perp}}{b} \quad b_{\perp} = \frac{Zze^2}{Mv_0^2} \quad b = \frac{Zze^2}{Mv_0^2 \operatorname{tg} \frac{\theta}{2}}$$

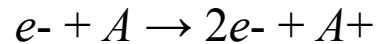
Дифференциальное сечение кулоновского взаимодействия выражается как:

$$d\sigma = \sigma(\theta)d\Omega = \left| \frac{b}{\sin \theta} \frac{db}{d\theta} \right| d\Omega = \frac{Z^2 z^2 e^4}{4M^2 v_0^4 \sin^4 \frac{\theta}{2}} d\Omega$$

Окончательный вариант формулы Резерфорда для сечения имеет вид:

$$d\sigma = \left( \frac{Zze^2}{4\varepsilon} \right)^2 \frac{d\Omega}{\sin^4 \frac{\theta}{2}}$$

Одной из первых формул для ионизации атома электронным ударом явилась формула Томсона (1912 г.). Ее вывод был основан на представлениях классической механики и электродинамики. Ионизация атома представляется в виде формулы:



Томсон исходил из представления, что столкновение электрона происходит с валентным электроном атома, которому в результате столкновения передается энергия  $E > I$  ( $I$  – энергия ионизации). В момент столкновения связью валентного электрона и атома можно пренебречь. Для энергии, переданной атому электроном в зависимости от угла рассеивания  $\theta$ , записывается следующая формула:

$$\Delta E = mVv(1 - \cos\theta) = \frac{1}{2} \frac{mv_1^2}{2} (1 - \cos\theta) = \frac{1}{2} E(1 - \cos\theta)$$

После интегрирования выражения для  $d\sigma$  от энергии ионизации  $I$  до энергии налетающего электрона  $E$  получается следующее выражение ( $E = \frac{mv_1^2}{2}$ ):

$$\sigma_i = \int_{\Delta E=I}^{\Delta E=E} d\sigma = \frac{\pi e^4}{E} \left( \frac{1}{I} - \frac{1}{E} \right)$$

Для сечения ионизации атома водорода электронным ударом формула Томсона имеет вид:

$$\sigma_i = \frac{\pi e^4}{E} \left( \frac{1}{I} - \frac{1}{E} \right)$$

Впоследствии был получен универсальный вид формулы Томсона при учете безразмерной функции  $f(x)$  для атома, имеющего  $n$  валентных электронов:

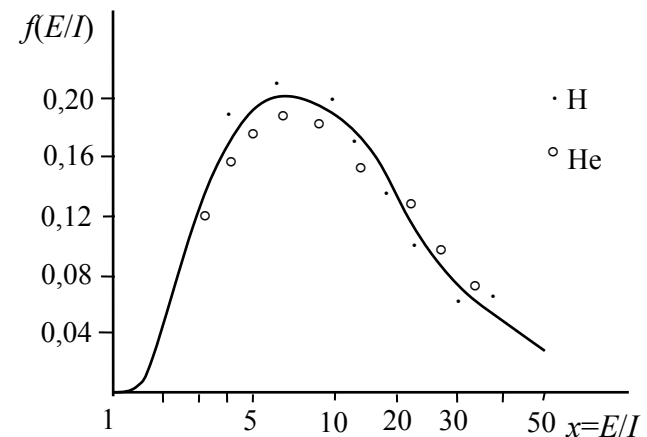
$$\sigma_i = \frac{n\pi e^4}{I^2} f\left(\frac{E}{I}\right)$$

$$f(x) = \frac{10(x-1)}{x(x+8)} \quad x = \frac{E}{I}$$

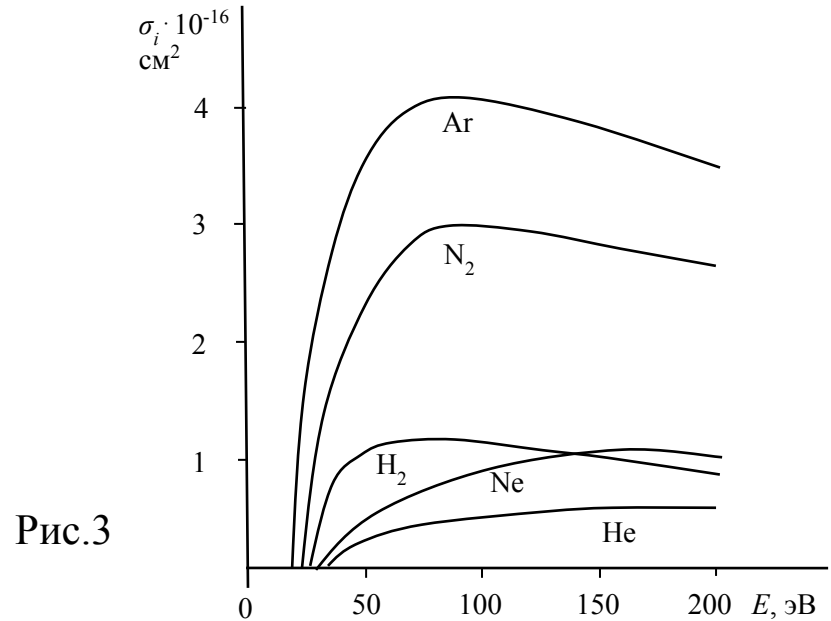
На рис.2 представлена данная функция  $f(x)$  и экспериментальные точки для атомов водорода и гелия. Формула Томсона, несмотря на сделанные допущения (о валентном электроне), дает достаточно хорошие данные для сечения ионизации ряда атомов. При квантово-механическом выводе данного сечения ионизации формула была скорректирована формула путем введения

логарифмической зависимости от  $E$  в числителе:  $\sigma_i^{Кв.мех} \sim \frac{\ln(cE)}{E}$ .

Рис.2



Рассмотрим в качестве примера зависимости для сечений ионизации атомов и молекул электронным ударом для некоторых газов (рис.3). Характерной формой зависимости является наличие порога для величины  $E_{\text{пор}}$ , максимума для сечения в диапазоне  $\sigma_i = (0,5-4) \cdot 10^{-16} \text{ см}^2$  и последующего спада при увеличении энергии в диапазоне  $E > 200 \text{ эВ}$ .



Представим наиболее важные результаты для термической ионизации и фотоионизации. Данные процессы играют важную роль для низкотемпературной плазмы, в особенности для дугового, искрового и скользящего разрядов. При термической ионизации рассматривается суммарный вклад электронов и атомов в возбуждение и в ионизацию атомов. Для вывода формул используется формула Саха, использующая представления о термодинамическом равновесии в плазме. Основными случаями являются (рис.5) ступенчатая (а) и прямая (б) ионизации.



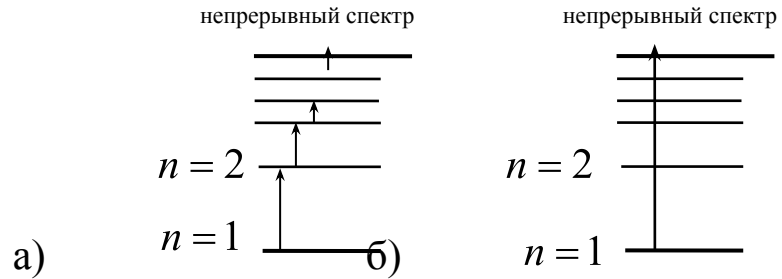


Рис.5

Для ступенчатой ионизации водорода коэффициент ионизации имеет вид:

$$k_{cm} = A \frac{g_i}{g_a} \frac{me^{10}}{\hbar^3 T_e^3} e^{-\frac{E_u}{T_e}} \quad A = \frac{C}{(2\pi)^{\frac{3}{2}}} \quad g_a=2, \quad C=3 \div 6$$

Прямая ионизация водорода описывается следующей формулой:

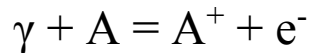
$$k_{np} = \langle v \sigma_{ион} \rangle = \sqrt{\frac{8T_e}{\pi m}} \sigma_e e^{-\frac{E_u}{T_e}} \quad \text{—сечение ионизации электронами}$$

В данной формуле предполагается, что наибольший вклад в ионизацию атомов вносят электроны.

$$\frac{k_{np}}{k_{cm}} \approx \left( \frac{T_e}{E_u} \right)^{\frac{7}{2}}$$

При низкой температуре  $T_e$  ступенчатая ионизация преобладает над прямой ионизацией, т.е.:  $k_{cm} \gg k_{np}$ .

Фотоионизация является сугубо пороговым процессом возможным, когда энергия фотона превышает энергию ионизации атома ( $E > I$ ). Процесс фотоионизации описывается формулой:



Для атома водорода при энергии фотона более энергии ионизации ( $\hbar\omega > I$ ) выражение для сечения фотоионизации имеет вид:

$$\sigma_{\phi} = \frac{256\pi}{3} \frac{e^2}{\hbar c} a_0^2 \left(\frac{I}{\hbar\omega}\right)^{7/2} \quad a_0 \text{ - борковский радиус водорода}$$

В случае сильновозбужденного состояния атома водорода справедлива формула Крамерса:

$$\sigma_{\phi} = \frac{16\pi}{3\sqrt{3}} \frac{me^{10}}{cn^5 \hbar^6 \omega^3} \quad n \text{ - главное квантовое число}$$

Значения сечений фотоионизации для ряда атомов находятся в диапазоне  $\sigma_{\phi} = (0,1-8) \cdot 10^{-18} \text{ см}^2$ . Значение  $\sigma_{\phi}$  максимально у порога и затем спадает при увеличении частоты фотона.