

# 1 Термодинамика плазмы

## 1.1 Понятие плазмы, квазинейтральность, микрополя, дебаевский радиус, идеальная и неидеальная плазма.

Плазма [1]. Ссылка на уравнение (1), Рис. 1.

У плазмы вводят т.н. параметр неидеальности, который есть  $g = \frac{1}{n * r_d^3}$  (Kroll, eq. 1.3.1). Когда  $g \ll 1$  говорят, что плазма идеальна, т.к. в этом случае её свойства, как газа, схожи с идеальным газом.

[1]. Ссылка на уравнение (1), Рис. 1.

$$e^{i\pi} + 1 = 0 \quad (1)$$

## 1.2 Условие термодинамического равновесия, термическая ионизация, формула Саха, корональное равновесие, снижение потенциала ионизации.

Картинка

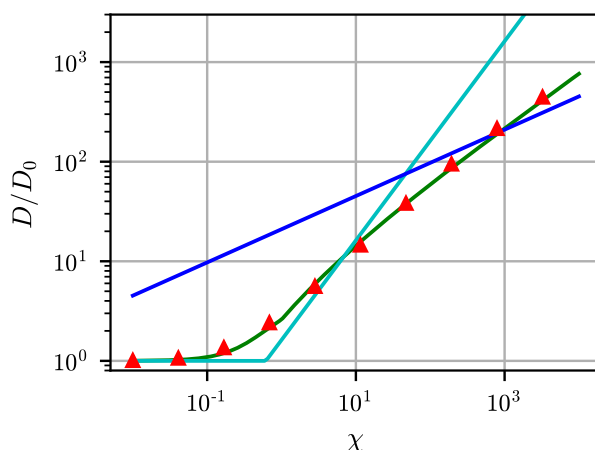


Рис. 1: Подпись.

## 1.3 Вырождение плазмы, статистика Больцмана и Ферми—Дирака, модель Томаса—Ферми.

# 2 Элементарные процессы

## 2.1 Столкновения заряженных частиц, дальное действие.

[Ю.П. Райзер, Физика Газового разряда, 3-е изд, стр. 29]

Из всех сил взаимодействия между атомными частицами медленнее всего спадают с расстоянием (как  $1/r^2$ ) кулоновские силы. Они обладают наибольшим дальним действием. За время пролёта  $t$  мимо иона, электрон отклоняется на угол  $\theta$ . Его можно оценить как отношение полученной поперечной скорости к изначальной скорости:

Основную роль в рассеянии играют столкновения с большим прицельным параметром  $\rho$  (рассеяние на малые углы), реализуются при  $\rho > r_0$  - Кулоновского радиуса (радиус при котором кин. энергия электрона равна потенциальной  $mv^2/2 = e^2/r_0, r_0 = e^2/mv^2$ ). С другой стороны, потенциал иона спадает  $\sim \exp(-r/d)/r$ . То есть основной вклад вносят столкновения с прицельным параметром от  $r_0$  до  $d$  (радиус дебая). Поэтому полное сечение для кулоновских рассеяний  $\sigma = \pi * r_0^2 \int_{r_0}^d r_0 d\rho / \rho = \pi * r_0^2 * \ln d / r_0$

$\ln d / r_0$  - Кулоновский логарифм.

Столкновения атомных частиц могут иметь упругий и неупругий характер. При упругом соударении меняются направления движения партнеров, происходит обмен импульсом и кинетической энергией, но внутренние энергии и состояния частиц остаются неизменными.

## 2.2 Частоты столкновений

[Ю.П. Райзер, Физика Газового разряда, 3-е изд, стр.20]

Число соударений определенного рода, которые данная частица (назовем: ее 1) в среднем совершает в 1 с, двигаясь в газе из частиц мишеней 2, называют частотой столкновений.

$\nu_1 = N_2 * v' * \sigma(v')$ , где  $v'$  скорость сближения

Для газовой кинетики это тоже работает и если распределение частиц массы  $M$  по абсолютным скоростям описывается максвелловской функцией, то вместо скорости надо ставить среднее её значение  $\bar{v}' = \sqrt{2}\bar{v}$ ;  $\bar{v} = \sqrt{\frac{8kT}{\pi M}}$ , где за массу надо брать приведённое её значение по 2-м частицам ( $M = \frac{M_1 M_2}{(M_1 + M_2)}$ ), а за сечение рассеяния  $\pi d_{mol}^2$

## 2.3 Столкновения электронов с атомами (упругие и неупругие)

### 2.3.1 Упругие

[Астапенко В.А., Лисица В.С., столкновительные процессы в . . . . . стр.30]

Вычисление сечения процесса является сложным кванто-механическим расчетом и зависит от скорости налетающего электрона. Транспортное сечение выражается сложным образом

$$\sigma_{tr} = 4\pi(L^2 + \frac{4}{5}\frac{\pi\alpha L}{a_{bor}}\frac{mV}{\hbar} + \frac{\pi^2}{6}\frac{\alpha^2}{a_{bor}^2}(\frac{mV}{\hbar})^2)$$

Здесь  $L$  - длина рассеяния электрона на атоме. Первый член - короткодействующие силы. Последний - дальнодействующий потенциал деполаризационный. Промежуточный - интерференционный от предыдущих двух (проявляются волновые свойства электрона), он может быть отрицательным (при отрицательном  $L$ ). Как именно происходит интерференция - см [И. мак-Даниэль, процессы столкновений в ионизированных газах, гл. 4, §4, стр 161] и [гл. 3, §15, пункт Д, "рассеяние S волны на сферической потенциальной яме"]

### 2.3.2 Неупругие

Ионизация

[Астапенко В.А., Лисица В.С., столкновительные процессы в . . . . . стр.37]

Так как после ионизации мы имеем ситуацию, что электрон улетает от иона, то это мы можем рассматривать как упругое рассеяние электрона на ионе, однако в сечение войдут не все электроны, а лишь с энергией выше, чем  $E_{ion}$

$$\frac{d\sigma^{(R)}}{d\Omega} = (\frac{Ze^2}{2mV^2 \sin^2(\frac{\theta}{2})})^2$$

При рассеянии иону передается импульс  $\Delta p = 2mV \sin(\theta/2)$  и соответственно энергия  $\Delta E = 4E \sin^2(\theta/2)$ , поэтому можно перейти к интегрированию по энергиям.  $\delta\sigma = \frac{\pi e^2 d\Delta E}{E(\Delta E)^2}$ ;  $\sigma_{ion} = \int_{E_{ion}}^E d\sigma = \frac{\pi e^4}{E} (\frac{1}{E_{ion}} - \frac{1}{E}) = \frac{\pi e^4}{E_{ion}^2} \frac{x-1}{x}$ , где  $x = E - E_{ion}$ , то есть ионизация имеет пороговый характер

Возбуждение электронным ударом [Астапенко В.А., Лисица В.С., столкновительные процессы в . . . . . стр.50]

Уравнение рассматриваемого процесса имеет вид  $e + A \rightarrow A^* + e$ . Согласно этому принципу атом при взаимодействии с электромагнитным полем ведёт себя как набор осцилляторов, которые ставятся в соответствие паре энергетических уровней  $E_i$ ,  $E_j$  атомного спектра. Собственные частоты этих осцилляторов равны собственной частоте перехода  $i \rightarrow j$ ,  $\omega_{i,j} = \frac{(E_j - E_i)}{\hbar}$ , а эффективность их взаимодействия с электромагнитным полем определяется силой осциллятора:  $f_{i,j} = \frac{2m\omega_{i,j}|d_{ij}|^2}{3\hbar e^2 g_i}$ , где  $g_i$  - статистический вес начального состояния.

При кванто-механическом описании дипольный момент осциллятора перехода  $d_{ij}$  представляет собой матричный элемент оператора электрического дипольного момента между состояниями  $|i\rangle$ ,  $|j\rangle$ . В случае возбуждения атома  $i, j > 0$  и  $f_{i,j} > 0$ , для электронного перехода с уменьшением энергии  $i, j < 0$  и  $f_{i,j} < 0$ . Также может быть  $f_{i,j} = 0$ , тогда такие переходы называются дипольно-(или оптически) запрещенными. Если  $f_{i,j} \neq 0$  оптически-разрешенный переход. Предполагая поле налетающего электрона в области локализации атома однородным, можно записать следующее уравнение для радиус-вектора осциллятора  $rij$ :  $r_{ij}'' + \gamma_{ij}r_{ij}' + \omega_{ij}^2 r_{ij} = f_{i,j} \frac{e}{m} E(t, \rho)$ , где

$\gamma_{ij}$ -константа затухания,  $\rho$ -прицельный параметр. Записывается скорость затухания в таком осцилляторе и ищется работа, которую совершает поле над осциллятором за всё время столкновения. Вероятность возбудить атом будет  $W_{ij}(\rho) = \frac{A_{ij}(\rho)}{\hbar_{ij}}$ , полное сечение будет  $\sigma_{ij} = 2\pi \int_a^{\infty} W_{ij}(\rho) \rho d\rho$ . Тут, как и в кулоновском рассеянии основную роль играют рассеяние на малые углы, то есть с большим прицельным параметром.  $\sigma_{ij} = \pi f_{ij} \frac{e^2}{m\Delta E_{ij}} \int_a^{\infty} |E(\omega_{ij}, \rho)|^2 \rho d\rho$  Далее - трудные выкладки с методом функции подобия. Самое главное, характер функции сигмы от энергии. Она выглядит схожим образом с зависимостью сечения ионизации. Также имеет пороговый характер, на бесконечности спадает как  $\ln(E)/E$ . Имеет максимум в при  $E = 3,45 * E_{ij}$  Для запрещенных переходов данный расчёт в дипольном приближении невозможен, ибо носит не дипольный характер. Дипольно-запрещённые переходы бывают двух типов: без изменения спина атома (дипольный момент перехода отсутствует из-за невыполнения правил отбора по орбитальному квантовому числу  $L$ , переход осуществляется за счёт прямого кулоновского взаимодействия) и переходы с изменением атомного спина (В этом случае возбуждение атома происходит за счет обменного взаимодействия между налетающим и атомным электроном).

## 2.4 столкновения тяжелых частиц

[Астапенко В.А., Лисица В.С., столкновительные процессы в . . . . . стр.90]

Столкновения заряженных тяжелых частиц (ионов) с атомами и молекулами зависит, как и столкновения тяжелых нейтральных частиц, от поведения термов сталкивающихся партнеров. Эволюция во времени термов квазимолекулы, образованной сталкивающимися атомами, схематически представлена на рис. Переходы могут быть быстрыми (барновские) и медленные (адиабатические). В частности если будем рассматривать термы квазимолекулы, образованной сталкивающимися атомами. Зависимость потенциала от времени обусловлена их зависимостью траектории от времени. Понятно, что с какой-то вероятностью электрон может перескочить с одного уровня на другой.

## 2.5 Резонансная перезарядка

Резонансная перезарядка. Состоит в передаче электрона от одного ядра к другому в системе идентичных ядер:  $A + A^+ \rightarrow A^+ + A$ . Здесь, на первый взгляд, начальные и конечные состояния системы совпадают. Надо помнить, однако, что при этом происходит обмен скоростями между нейтральным атомом и ионом (направления движения каждого останется прежним)

Взаимодействие  $V(R)$  в определяющее переход электрона от одного ядра (атом) к другому (ион), определяется перекрытием волновых функций на двух ядрах, разделенных расстоянием  $R$ :  $V(R) = \exp(-\gamma R)$  ( $\gamma = (2I)^{1/2}$  - определяется энергией связи  $I$  электрона в атоме). Фактически при перезарядке электрон туннелирует между двумя потенциальными ямами. Вероятность перехода:

$$w(\rho) = \sin^2 \left[ \int_{-\infty}^{+\infty} V(R(t)) dt \right] \sim \sin^2 [V(\rho) \rho / v]$$

Как следует из формулы, вероятность перехода между двумя ядрами быстро осциллирует при малых относительных скоростях  $v$  в соответствии с многократным перескоком электрона от одного ядра к другому, в результате чего электрон в среднем с вероятностью  $1/2$  находится в потенциальной яме каждого из ядер. Интегрируя свесом  $2\pi \rho d\rho$ , получим сечение резонансной перезарядки:

$$\sigma_{res} \propto (\frac{1}{2} \pi^2 \gamma^2) \ln^2(v_0/v)$$

, где  $v_0$  - скорость электрона на атомной орбите (порядка атомной). Видно, что сечение резонансной перезарядки значительно превышает атомные сечения благодаря большому значению логарифма отношения атомной скорости к скорости относительного движения ядер. Например, это сечение равно  $5 * 10^{-152}$  для перезарядки протона на водороде при энергии 1 эВ.

P.S. есть ещё и нерезонансная перезарядка при нерезонансной перезарядке, соответствующей передаче электрона от одного ядра к другому в случае неидентичных ядер с разными энергиями связи электрона на каждом из них.

Особый случай соответствует перезарядке атома на многозарядном ионе, потенциал ионизации которого намного превосходит потенциал ионизации исходного атома. Здесь атомный электрон переходит в густой спектр высоковозбужденных состояний многозарядного иона, для которых энергия связи близка к энергии связи в исходном атоме.

Наверное, из всего надо вынести то, что при малых скоростях/энергиях налетающего атома, сечение будет большим, чтобы электрон за большое время пролёта стуннелировал в другой атом/ион. Экспериментально это и было подтверждено. (см рис.) В случае сильно искривлённого поля иона, туда ему стуннелировать гораздо проще, поэтому сечение перезарядки  $\sim Zn^4$ , где  $z$  - заряд иона,  $n$  - номер орбиты

## 2.6 Рекомбинация

Рекомбинация [Астапенко В.А., Лисица В.С., Столкновенительные процессы в . . . . . стр.99]

Трехчастичная рекомбинация является процессом, детально обратным процессу ионизации и, следовательно, записывается уравнением  $A^{+Z} + 2e^- \rightarrow A^{+(Z-1)} + e$ . Суть процесса трехчастичной рекомбинации состоит в том, что электрон плазмы, взаимодействующий с ионом, отдает избыток своей энергии другому электрону плазмы и захватывается на уровень иона. Ясно, что рассматриваемый процесс может играть доминирующую роль в плазме с достаточно высокой плотностью (чтобы присутствие третьей частицы было вероятным) и низкой температурой (чтобы радиус кулоновского взаимодействия между частицами был велик). Оценим скорость рекомбинации:

$$\alpha_3 n_e^2 N_i = k_{step} N_{neutr} n_e$$

Плазма

## Список литературы

- [1] Котельников И. А. *Лекции по физике плазмы.*