1 Термодинамика плазмы

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

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

$$e^{i\pi} + 1 = 0 \tag{1}$$

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

Картинка

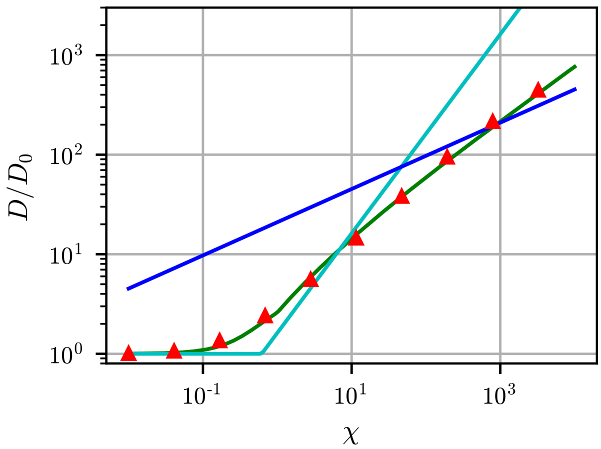

Рис. 1: Подпись.

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

2 Элементарные процессы

2.1 Столкновения заряженных частиц, дальнодействие.

[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 дальнодействием. За время пролёта t мимо иона, электрон отклоняется на угол θ . Его можно оценить как отношение полученной поперечной скорости к изначальной скорости:

Основную роль в рассеянии играют столкновения с большим прицельным параметром ρ (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 $\sigma = \pi * r_0^2 \int_{r_0}^{d} r_0 d\rho/\rho = \pi * r_0^2 * lnd/r_0$

lnd/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 πd_{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 деполяризационный. Промежуточный - интерферициониый 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 импулмс $\Delta p = 2mVsin(\theta/2)$ и соответственно энергия $\Delta E = 4Esin^2(\theta/2)$, 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 $e{+}A{-}>A{*}{+}e$. 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 $i->j$, $\omega_{i,j} = \frac{(E_j - E_i)}{\hbar}$, а эффективность их взаимодействия с электромагнитным полем определяется силой осциллятора: $f_{i,j} = \frac{2m\omega_{ij}|d_{ij}|^2}{3\hbar e^2 g_i}$, где g_i - статистический вес начального состояния.

При кванто-механическом описании дипольный момент осциллятора перехода d_{ij} представляет собой матричный элемент ооператора электрического дипольного момента между состояниями $|i>$, $|j>$. 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 γ_{ij}-константа затухания, ρ- 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 $\sigma_{ij} = 2\pi\int_a^{\inf} W_{ij}(\rho)\rho d\rho$. Тут, как и в кулоновском рассеянии основную роль играют рассеяние на малые углы, то есть с большим прицельным параметром. $\sigma_{ij} = \pi f_{ij}\frac{e^2}{m\Delta E_{ij}}\int_a^{\inf}|E(\omega_{ij},\rho)|^2\rho d\rho$ 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).

Плазма

Список литературы

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