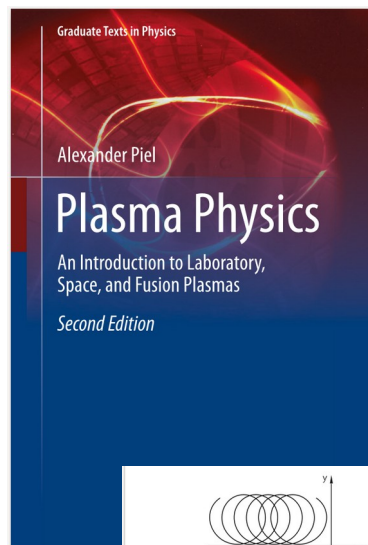


Fig. 3.6 Gradient drift of electrons and ions. This drift is charge sensitive. Note that the instantaneous curvature of the trajectory is smaller in regions of stronger magnetic field

3.2.2 Gradient Drift

In a first step, we assume that the magnetic field is inhomogeneous, but that the field lines are straight and parallel. The influence of field line curvature will be discussed separately below. The particle experiences a Lorentz force $\mathbf{F} = q\mathbf{v} \times \mathbf{B}$. In the geometry shown in Fig. 3.6, the y -component of this force is given by

$$F_y = -qv_z B_z(y) \quad (3.17)$$

where $B_z(y)$ is the true magnetic field at the position of the particle. This can be estimated from the field at the guiding center by Taylor expansion, $B_z(y) = B_0 + y(\partial B_z/\partial y)$, yielding

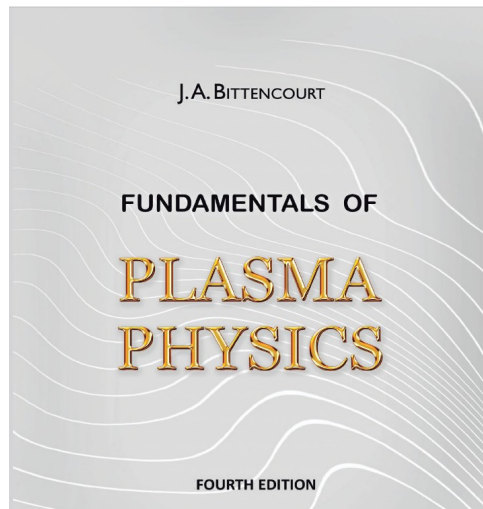
$$F_y = -qv_z \sin(\alpha_0 t) \left[B_0 \pm r_L \sin(\alpha_0 t) \frac{\partial B_z}{\partial y} \right] \quad (3.18)$$

v_z is the orbit velocity of the gyrating particle in a plane perpendicular to the magnetic field. The upper sign in this expression corresponds to positive, the lower sign to negative particles. When we put B_0 outside the brackets, the small expansion parameter becomes visible

$$F_y = -qv_z \sin(\alpha_0 t) B_0 \left[1 \pm \frac{r_L (\partial B_z / \partial y)}{B_0} \sin(\alpha_0 t) \right] \quad (3.19)$$

According to the recipe given above, we now need to average the force over one gyroperiod and make use of the fact that the average of a sine function over one period is zero whereas the average of the sine-square is 1/2, giving

$$\langle F_y \rangle = \mp qv_z r_L \frac{1}{2} \sin^2(\alpha_0 t) = \mp qv_z r_L \frac{1}{2} \frac{\partial B_z}{\partial y} \quad (3.20)$$



3. NONUNIFORM MAGNETOSTATIC FIELDS

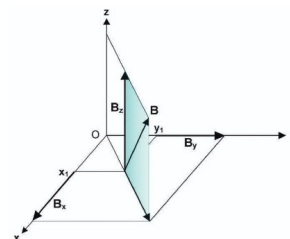


Fig. 2 The magnetic field components B_x and B_y at the points $(x_1, 0, 0)$ and $(0, y_1, 0)$, near the origin.

Since we are focusing attention only on the divergence terms of $\mathbf{B}$, and since in the region of interest the field is considered to be mainly in the z direction, we may expand B_x and B_y in a Taylor series about the origin (see Fig. 2), as follows,

$$B_x(x_1, 0, 0) = B_x(0, 0, 0) + \left(\frac{\partial B_x}{\partial x} \right) x_1 = \left(\frac{\partial B_z}{\partial z} \right) x_1 \quad (2.10)$$

$$B_y(0, y_1, 0) = B_y(0, 0, 0) + \left(\frac{\partial B_y}{\partial y} \right) y_1 = \left(\frac{\partial B_z}{\partial z} \right) y_1 \quad (2.11)$$

where the second and higher order terms were neglected. Note that at the origin $B_x = B_y = 0$. Therefore, the magnetic field line crossing the $z = 0$ plane at the point $(x_1, y_1, 0)$, when projected on the (x, z) plane ($y = 0$) and on the (y, z) plane ($x = 0$), satisfies the following differential equations, respectively,

$$\frac{dz}{dx} = \frac{B_x}{B_z} = \frac{1}{B_z} \left(\frac{\partial B_z}{\partial x} \right) x_1 \quad (y = 0) \quad (2.12)$$

INTRODUCTION TO PLASMA PHYSICS AND CONTROLLED FUSION

SECOND EDITION

Volume 1: Plasma Physics

Francis F. Chen

Electrical Engineering Department
School of Engineering and Applied Science
University of California, Los Angeles
Los Angeles, California

PLENUM PRESS
NEW YORK AND LONDON

A increases as r^3 . Therefore, elements of plasma exert a force on one another even at large distances. It is this long-ranged Coulomb force that gives the plasma a large repertoire of possible motions and enriches the field of study known as plasma physics. In fact, the most interesting results concern so-called "collisionless" plasmas, in which the long-range electromagnetic forces are so much larger than the forces due to ordinary local collisions that the latter can be neglected altogether. By "collective behavior" we mean motions that depend not only on local conditions but on the state of the plasma in remote regions as well.

The word "plasma" seems to be a misnomer. It comes from the Greek *πλάσμα*, *-asma*, *ré*, which means something molded or fabricated. Because of collective behavior, a plasma does not tend to conform to external influences; rather, it often behaves as if it had a mind of its own.

1.3 CONCEPT OF TEMPERATURE

Before proceeding further, it is well to review and extend our physical notions of "temperature." A gas in thermal equilibrium has particles of all velocities, and the most probable distribution of these velocities is known as the Maxwellian distribution. For simplicity, consider a gas in which the particles can move only in one dimension. (This is not entirely frivolous: a strong magnetic field, for instance, can constrain electrons to move only along the field lines.) The one-dimensional Maxwellian distribution is given by

$$f(u) = A \exp(-\frac{1}{2}mu^2/KT) \quad (1-2)$$

where $f(u)$ is the number of particles per m^3 with velocity between u and $u + du$, $\frac{1}{2}mu^2$ is the kinetic energy, and K is Boltzmann's constant,

$$K = 1.38 \times 10^{-23} \text{ J/K}$$

The density n , or number of particles per m^3 , is given by (see Fig. 1-2)

$$n = \int_{-\infty}^{\infty} f(u) du \quad (1-3)$$

The constant A is related to the density n by (see Problem 1-2)

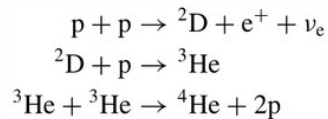
$$A = n \left(\frac{m}{2\pi KT} \right)^{1/2} \quad (1-4)$$

The width of the distribution is characterized by the constant T , which we call the temperature. To see the exact meaning of T , we can

Plazma v...

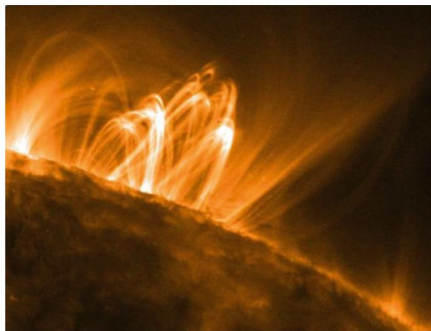
Plazma ve Sluneční soustavě

Jaderné reakce v nitru Slunce



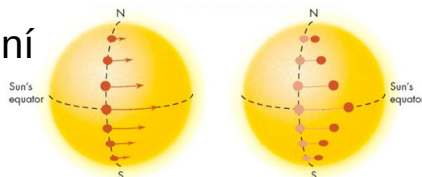
Proton protonový cyklus: 26.21MeV se uvolní ve formě tepla, 0.51MeV odnese neutrino.

Sluneční korona



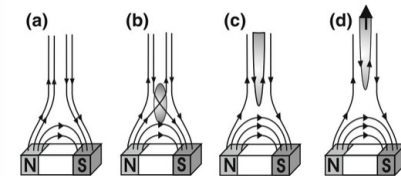
Korónové smyčky naplněné horkým plazmatem, které září v oblasti měkkých rentgenov paprsků. Pozorováno na vlnové délce 17.1 nm satelitem pro průzkum přechodové oblasti koróny (TRACE). (Credits: NASA/TRACE)

Diferenciální rotace => mag. pole



Credits: McGraw-Hill

Sluneční erupce



Credits:Piel

Vývoj sluneční erupce podle modelu Sweet-Parker..

- Dipólové pole korónové smyčky je spojeno s meziplanetárním magnetickým polem.
- Propojením antiparalelních magnetických čar se uvolní napětí magnetických čar.
- c a d) Uvolňující se magnetické pole zrychluje zachycené plazma. (credits: Piel)

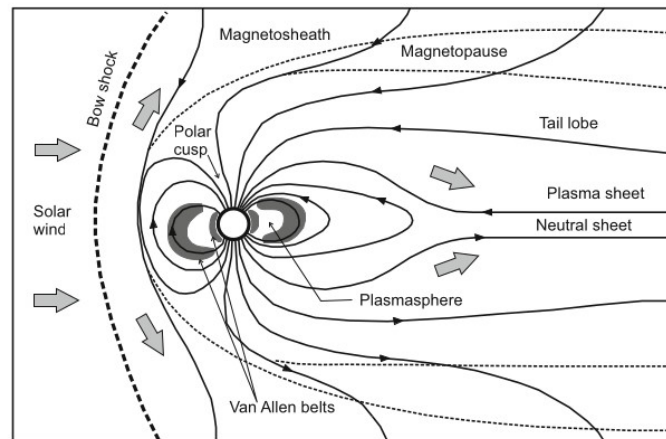


Table 1.2 Properties of the high-latitude solar wind [24] converted to conditions at 1 AU

Quantity	Fast SW	Slow SW	
v_{SW}	773	$\approx(300-500)$	km s^{-1}
Proton density	2.47×10^6	$(5-15) \times 10^6$	m^{-3}
Proton temperature	1.86×10^5		K
Electron temperature	0.84×10^5		K
He^{++} ions/protons	0.044		

Sluneční vítr

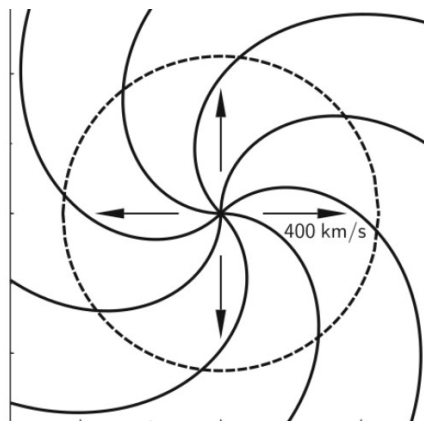


Table 1.1 Characteristics of the Sun

Mass, $m_{\odot}$		1.989×10^{30}	kg
Radius		6.955×10^8	m
Pressure	(center)	1.3×10^9	bar
Temperature	(center)	15×10^6	K
	(surface)	15,000	K
	(corona)	$(1-2) \times 10^6$	K
	(prominences)	$(5,000 \dots 10,000)$	K
Luminosity		3.90×10^{26}	W
Magnetic field	(polar)	$\approx 10^{-4}$	T
	(prominences)	$\approx 10^{-3} \dots 10^{-2}$	T
	(sun spots)	≈ 0.3	T
Plasma density	(corona)	1.7×10^{14}	m^{-3}
	(prominences)	$(10^{16} \dots 10^{17})$	m^{-3}

Plazma v okolí Země...

....Nabíjení satelitů

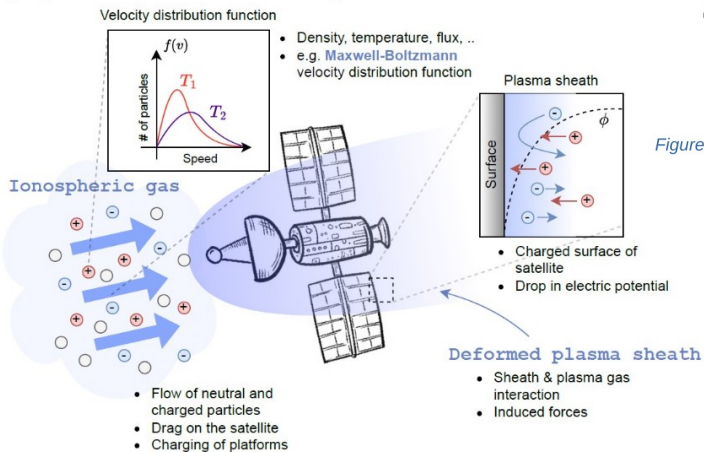


Figure 1: Satellite-ionosphere interaction overview

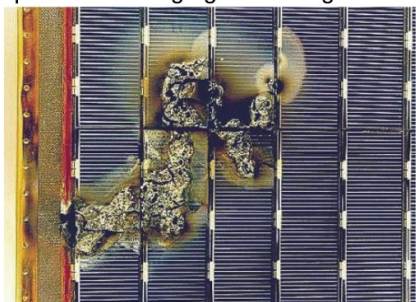


Figure 5: Damage caused by the ESD
Credits: NASA

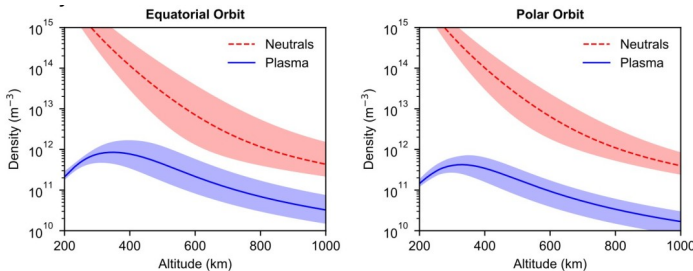


Figure 2: Neutral and plasma density in equatorial (left) and polar (right) orbit as a function of altitude
Credits: Lafleur [4]

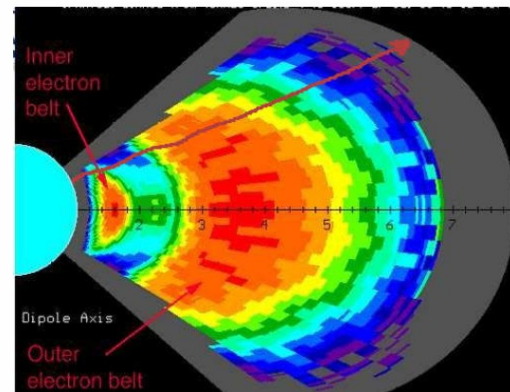
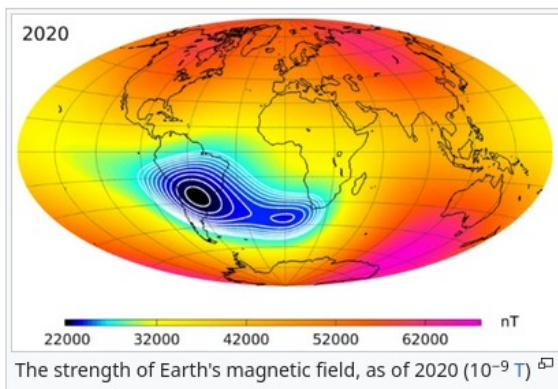
outer belt: energetic electrons of (0.1–10) MeV, protons, alpha particles and O⁺ ions.
inner belt: protons of ≥100 MeV and electrons of hundreds of keV energy.

protons: beta decay of neutrons produced by cosmic rays hitting the atm.

....Van Allenovy radiační pásy (do ~7xR_Z)

Dipólové magnetické pole Země zachycuje energetické nabitě částice. Částice v něm gyrují, bouncejí a driftují a vytvářejí prstencový proud. Oblasti zvýšené koncentrace těchto částic v okolí Země se nazývají **van Allenovy radiační pásy**.

Byly objeveny při analýze dat z Geigerových—Muellerových čítačů, které byly umístěné na prvních amerických satelitech (Explorer 1 a Pioneer 3, r. 1958). Čítače měly za úkol měřit tok kosmického záření ze vzdáleného vesmíru (zdroje mimo naši sluneční soustavu). Cílem bylo zjistit jaký je tok kosmického záření ve vesmíru v porovnání s tokem měřeným na Zemi.



Radiační dávka ve van Allenových páslech. Blue = 0.0001 Rads/sec Green= 0.001 Rads/sec Yellow= 0.005 Rads/sec Orange= 0.01 Rads/sec and Red= 0.05 Rads/sec. Credits: NASA

Plazma v zemské atmosféře

TLS

Barometrická
formule:

$$n(h) = n_0 \exp\left(-\frac{h - h_0}{H_0}\right),$$

Škálovací
délka:

$$H_0 = k_B T (m_n g)^{-1}$$

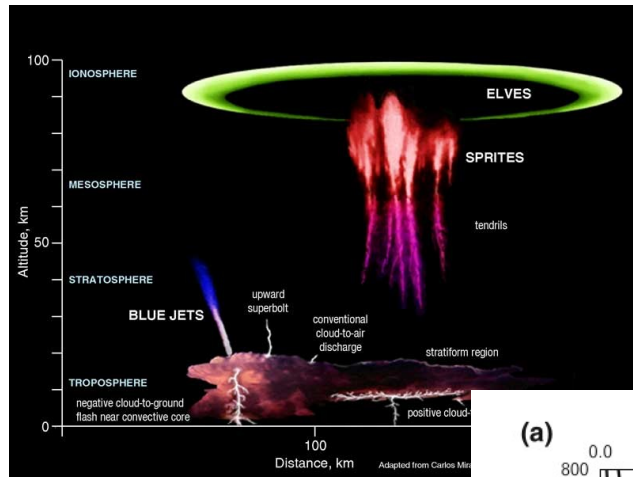


Table 1.3 The Earth's atmosphere

Neutral atmosphere	Altitude regime (km)	Ionized atmosphere	Altitude regime (km)
Exosphere	> 500	F-layer	120 – 500
Thermosphere	85 – 500	E-layer	90 – 120
Mesosphere	45 – 85	D-layer	50 – 90
Stratosphere	12 – 45		
Troposphere	0 – 12		

$e + A \rightarrow A^+ + 2e$	Collisional ionization
$h\nu + A \rightarrow A^+ + e$	Photoionization
$A^+ + 2e \rightarrow A + e$	Three-body recombination
$A^+ + e \rightarrow A + h\nu$	Two-body recombination

International Reference Ionosphere (IRI)

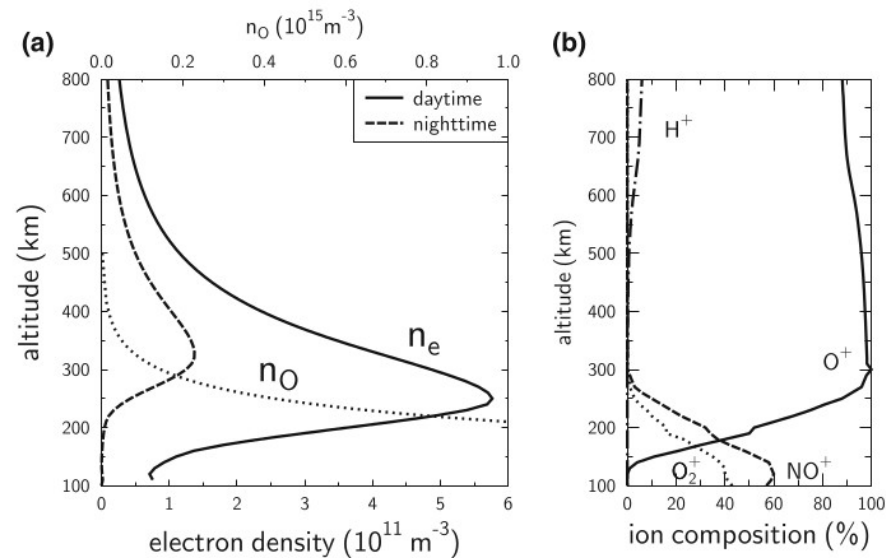
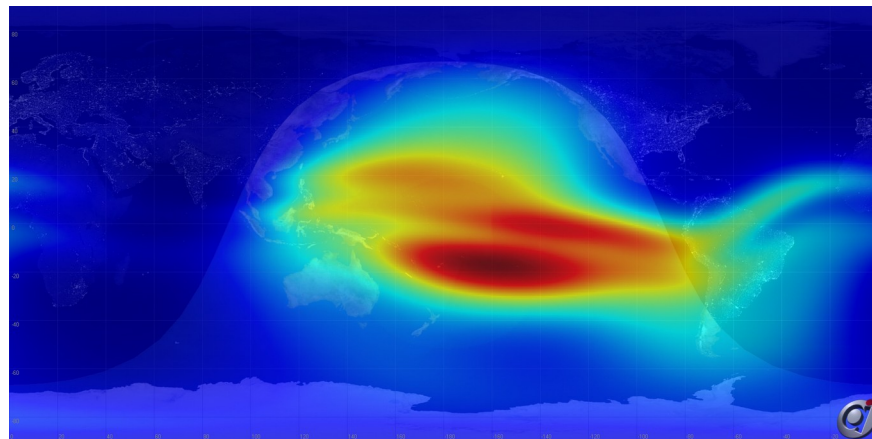
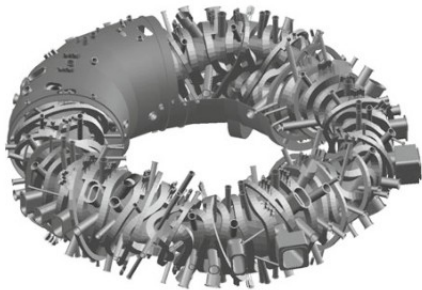


Fig. 1.9 **a** The electron density profile in the daytime and nighttime ionosphere given by IRI-2007 for the author's location (54.3N, 10.1E). For comparison the profile of neutral oxygen atoms from IRI-2007 is shown. **b** The ion composition in the ionosphere

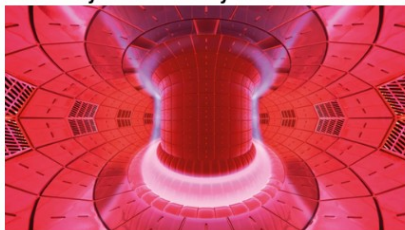
Fúzní plazma

Wendelstein 7-X stellarator

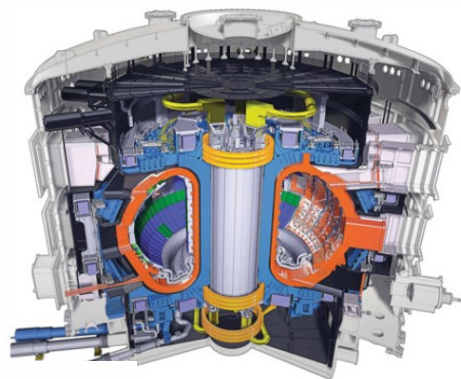


Major plasma radius	5.5	m
Minor plasma radius	0.53	m
Magnetic field	3	T
Discharge time	30	min
Plasma heating power	15	MW
Plasma composition	H, D	
Plasma volume	30	m ³
Plasma temperature	<10 ⁸	K
Plasma density	<3 × 10 ²⁰	m ⁻³
Energy confinement time	0.15	s

1. **Magnetické udržení:** Typická zařízení využívající důmyslných kombinací elektrických a magnetických polí jsou **tokamaky** a **stellaratory**.



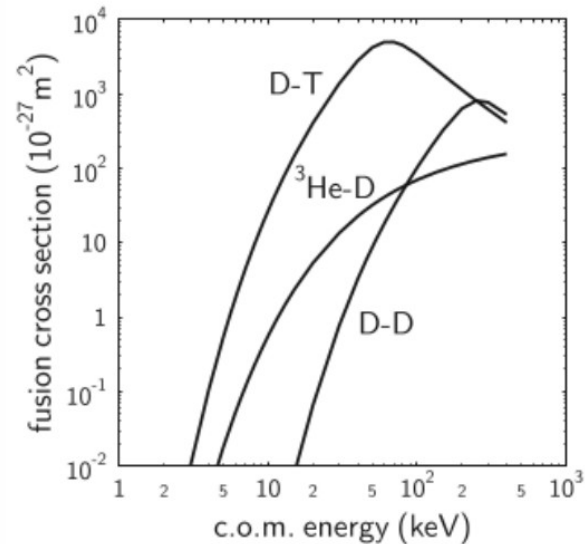
ITER



ITER

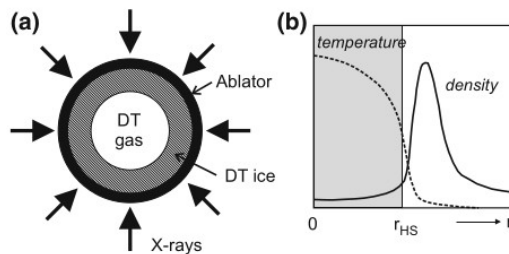
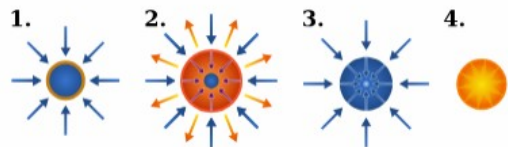
Total Radius	10.7	m
Total Height	30	m
Plasma major radius	6.2	m
Plasma minor radius	2.0	m
Plasma volume	840	m ³
Plasma mass	0.5	g
Magnetic field	5.3	T
Maximum plasma current	15	MA
Neutral beam heating	33	MW
Ion cyclotron heating	20	MW
Electron cyclotron heating	24	MW
Fusion power	500	MW
Energy gain	10	
Mean plasma temperature	2 × 10 ⁸	K
Steady operation	>400	s

$^2\text{D} + ^2\text{D}$	→	$^3\text{T} + \text{p} + 4.0 \text{ MeV}$
$^2\text{D} + ^2\text{D}$	→	$^3\text{He} + \text{n} + 3.3 \text{ MeV}$
$^2\text{D} + ^3\text{T}$	→	$^4\text{He} + \text{n} + 17.6 \text{ MeV}$
$^2\text{D} + ^3\text{He}$	→	$^4\text{He} + \text{p} + 18.3 \text{ MeV}$

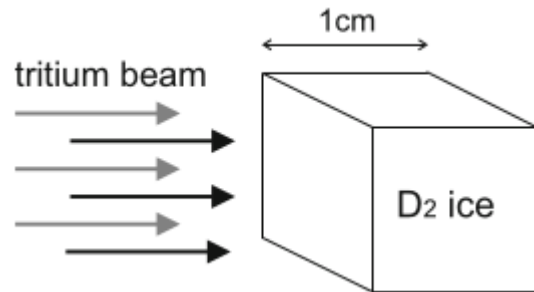


2. Inerciální fúze

Myšlenka inerciálního udržení vychází ze stejného obecného principu jako vodíková bomba – palivo je zahřáto tak rychle, že dosáhne podmínek k zapálení fúze a začne hořet předtím, než se rozletí

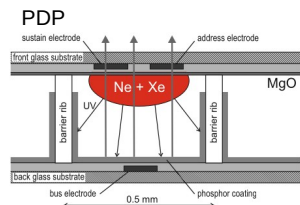
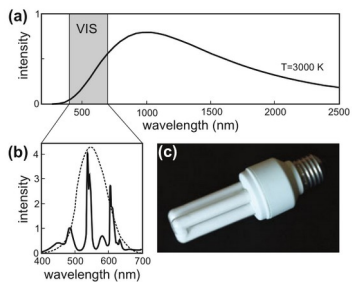


Proč ne?

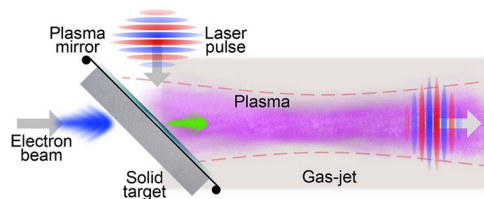


Zdroje plazmatu.....

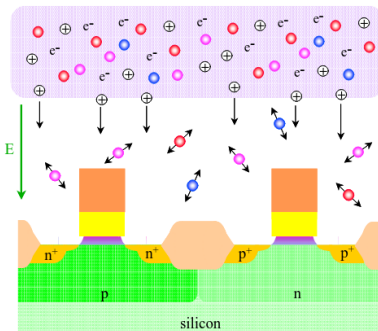
Zářivka



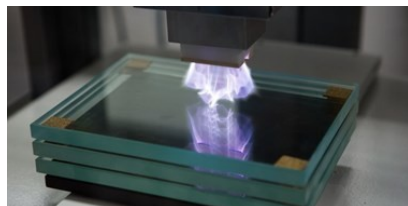
Laser Plasma Accelerators...



Plazmové úpravy povrchů



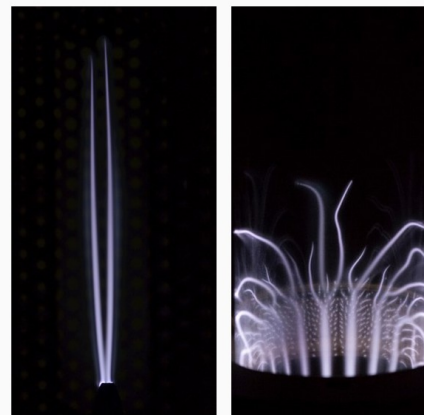
Aplikace....



Spínací oblouk...



MW plasma...



A mnoho dalších příkladů

Plazma je...

Definice:

Plazma je kvazineutralní plyn složený z kladně a záporně nabitých částic, který vykazuje kolektivní chování.

Záporně nabitě částice jsou obvykle elektrony, kladné jsou ionty. V elektronegativních plynech se mohou vyskytovat i záporně nabitě ionty vzniklé navázáním elektronu na neutrální atom nebo molekulu. Přítomnost neutrálních částic v plazmatu je častá, hlavně v pozemských plazmatech.

Definice plazmatu obsahuje dva pojmy, které je nutné vysvětlit:

Kvazineutralní: znamená, že v makroskopickém objemu je stejné množství kladných a záporných nábojů. Takový systém nabitých částic není zdrojem makroskopického elektrostatického pole.

Kolektivní chování: znamená že nabitě částice v plazmatu se nechovají jako jednotlivé nezávislé částice. Každá nabitá částice v plazmatu interaguje s mnoha dalšími nabitými částicemi najednou. Kolektivní chování je důsledkem dalekodosahové Coulombovské interakce nabitých částic.

Ze statistické mechaniky....(termodynamická rovnováha, o teplotě T)

Koncentrace (number density n_i), degenerace g_i , energie stavu W_i , teplota T

Relativní populace stavů:

$$\frac{n_i}{n_k} = \frac{g_i}{g_k} \exp\left(-\frac{W_i - W_k}{k_B T}\right)$$

Jaká část stavů překoná bariéru $W_i - W_k$

Maxwell-Boltzmannovo rozdělení:

$$f_M(v_x, v_y, v_z) = \frac{1}{Z} \exp\left(-\frac{m(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2)}{2 k_B T}\right)$$

Kinetická energie: $W = m(v_x^2 + v_y^2 + v_z^2)/2$

Maximum entropie:

$$\frac{\partial S}{\partial n_i} = \lambda \frac{\partial g}{\partial n_i} + \mu \frac{\partial h}{\partial n_i}$$

$$1/T = \partial S / \partial \tilde{W} \longrightarrow \lambda = (k_B T)^{-1}$$

Celková energie systému

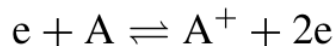
$$S = -k_B \sum_i n_i \ln n_i$$

Podmínky:

$$g(n_i) = \sum_i n_i W_i = U \quad \text{and} \quad h(n_i) = \sum_i n_i = 1$$

Sahova rovnice:

Přidáváním energie do systému bude docházet k disociaci molekul plynu, a k postupné **ionizaci**.



Rovnováha procesů:

$$n_e n_A S(T) = n_e^2 n_{A^+} R(T)$$

Sahova rovnováha:

$$\frac{n_e n_{A^+}}{n_A} = \frac{S(T)}{R(T)} =: f_{\text{Saha}}(T)$$

$$f_{\text{Saha}}(T) = \frac{2Z_{A^+}}{Z_A} \exp\left(-\frac{W_{\text{ion}}}{k_B T}\right)$$

Partiční funkce pro Z_A a Z_{A^+}

$$Z_A = \sum_k g_k \exp(-W_k/k_B T)$$

Stupeň ionizace:

$$\alpha = \frac{n_i}{n_i + n_n}$$

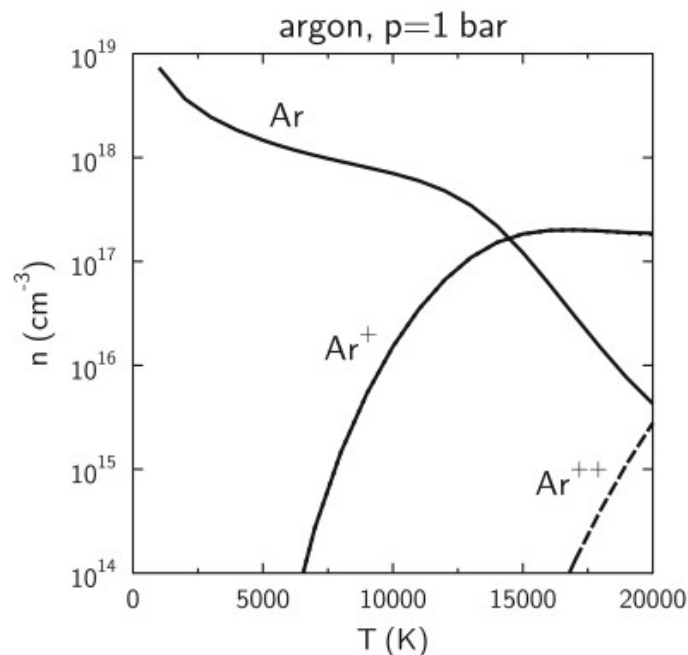
(koncentrace iontů a neutráلů)

Příklad: Odhadněte stupeň ionizace vzduchu za atmosferického tlaku a pokojové teploty (300K). Výpočet opakujte pro teplotu 8000 K. Předpokládejte, že hlavní složkou vzduchu je dusík s ionizačním potenciálem 14.5 eV.

$$[\alpha_{300K} = 10^{-122}, \alpha_{8000K} = 0.0012]$$

$$\frac{n_i}{n_n} = a \frac{T^{3/2}}{n_i} \exp(-U/k_B T),$$

pro plyn v rovnováze o teplotě T s ionizační energií U . Vliv rekombinace má na svědomí přítomnost n_i ve jmenovateli. Konstanta $a = 2.405 \times 10^{21} m^{-3} K^{-3/2}$.



Plazma jako stav hmoty

**Parametr
spřažení:**

$\frac{\text{kinetická energie náhodného pohybu}}{\text{vazebná energie}}$



$$\Gamma_i = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0 a_{\text{WS}} k_B T_i}$$

Wigner–Seitz:

$$n_i \frac{4\pi}{3} a_{\text{WS}}^3 = 1$$

$$\Gamma < 1$$

Slabě spřažené (plyny)

$$1 < \Gamma < 180$$

Silně spřažené (kapaliny)

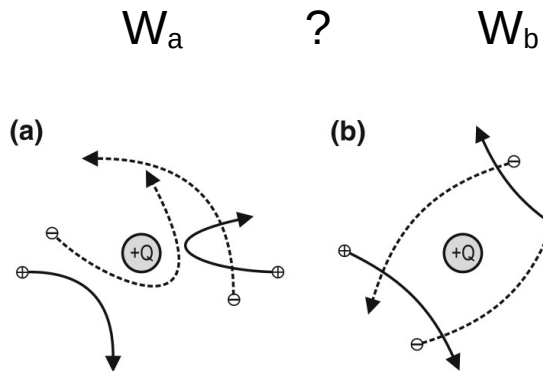
$$\Gamma > 180$$

Silně spřažené (pevné látky)

Plazma může existovat ve všech hodnotách spřažení.

Kvazineutralita

Stínění náboje +Q



$$n_e(\mathbf{r}) = n_{e0} \exp\left(+\frac{e\Phi(\mathbf{r})}{k_B T_e}\right)$$

$$n_i(\mathbf{r}) = n_{i0} \exp\left(-\frac{e\Phi(\mathbf{r})}{k_B T_i}\right)$$

T_e, T_i

Poissonova rovnice:

$$\Delta\Phi = -\frac{\rho}{\epsilon_0}$$

$$\frac{\partial^2\Phi}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial\Phi}{\partial r} = -\frac{1}{\epsilon_0} \left[Q\delta(r) - en_{e0} \frac{e\Phi}{k_B T_e} - en_{i0} \frac{e\Phi}{k_B T_i} \right]$$

$$\frac{\partial^2\Phi}{\partial r^2} + \frac{2}{r} \frac{\partial\Phi}{\partial r} - \frac{1}{\lambda_D^2} \Phi = -\frac{Q}{\epsilon_0} \delta(r)$$

$$\frac{1}{\lambda_D^2} = \frac{e^2 n_{e0}}{\epsilon_0 k_B T_e} + \frac{e^2 n_{i0}}{\epsilon_0 k_B T_i}$$

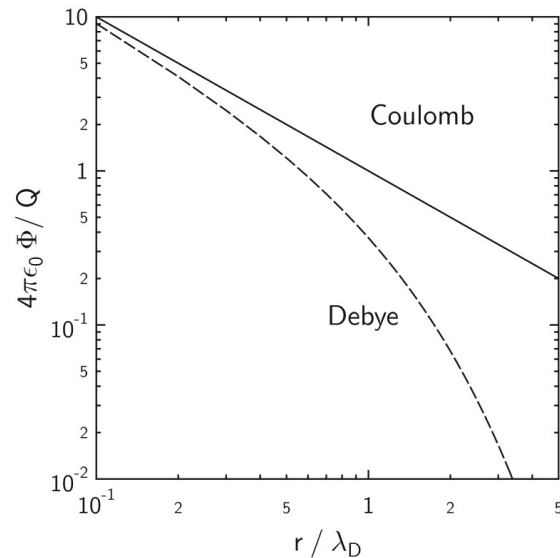
Debyeovská délka

Řešení ve tvaru:

$$\Phi(r) = \frac{a}{r} f(r)$$

Pro náboj v počátku:

$$\oint \mathbf{D} \cdot d\mathbf{A} = 4\pi r^2 \epsilon_0 E_r = Q$$



$$\Phi(r) = \frac{Q}{4\pi\epsilon_0 r} e^{-r/\lambda_D}$$

Electrony, ionty:

$$\lambda_{De} = \left(\frac{\epsilon_0 k_B T_e}{n_{e0} e^2} \right)^{1/2} \quad \lambda_{Di} = \left(\frac{\epsilon_0 k_B T_i}{n_{i0} e^2} \right)^{1/2}$$

Paralelní stínění:

$$\frac{1}{\lambda_D^2} = \frac{1}{\lambda_{De}^2} + \frac{1}{\lambda_{Di}^2} \Leftrightarrow \frac{1}{R_{\text{total}}} = \frac{1}{R_1} + \frac{1}{R_2}$$

Proč je plazma kvazineutrální?

Otázka: Jaký je maximální poloměr koule, která vznikne použije-li se celá tepelná energie částic v plazmatu na separaci náboje?

Předpokládáme nehybné ionty a elektrony o teplotě T a hustotě n_e . Tepelná energie v kouli o poloměru R je:

$$W_T = \frac{3}{2} n_e k_b T \cdot \frac{4}{3} \pi R^3 \quad (\text{hustota tepelné energie} \cdot \text{objem koule})$$

Energie v elektrostatickém poli:

$$W = \int_{(\text{koule})} \frac{1}{2} \epsilon_0 E^2 dV = \pi \frac{2n_e^2 q^2}{4\pi\epsilon_0}$$

Elektrony utečou kam jim vznikající elektrické pole dovolí. Jejich původní kinetická energie se přemění na energii elektrostatického pole.

Z rovnosti mezi W_T a W dostaneme poloměr

$$R^2 = 45 \frac{\epsilon_0 k_b T}{n_e q^2}, \quad R \sim 7\lambda_D$$

Tepelná energie elektronů jim dovolí vytvořit oblast kde je porušena kvazineutralita. Charakteristická délka na které porušení kvazineutality plazmatu může nastat se nazývá Debyeovská délka a je základní prostorovou škálou při popisu plazmatu.

Stínění v plazmatu

Schopnost plazmatu odstínit elektrostatické pole je jedna z jeho základních vlastností. Vložíme-li do plazmatu testovací náboj Q , v plazmatu kolem něj vznikne vrstva náboje opačného znaménka, tak že v jisté vzdálenosti od náboje bude elektrostatické pole tohoto náboje vykompenzováno oblakem opačného náboje, který jej obklopuje. Tomuto procesu se říká **stínění**.

Kvazineutralita plazmatu je důsledek toho, že nabitě částice v plazmatu nemají dostatečnou tepelnou energii na to, aby se prostorový náboj mohl vyskytovat na vzdálenostech větších než je λ_D

Plazmové oscilace

Uvažujme kvazineutrální plazma s koncentrací $n = n_e = n_i$. Vychýlením sloupce záporného náboje (elektronů) dojde s separací náboje, kde na jedné straně vznikne přebytek kladného náboje a na druhé straně záporného. Tento prostorový náboj vytvoří elektrostatické pole, které působí vratnou silou na vychýlený náboj.

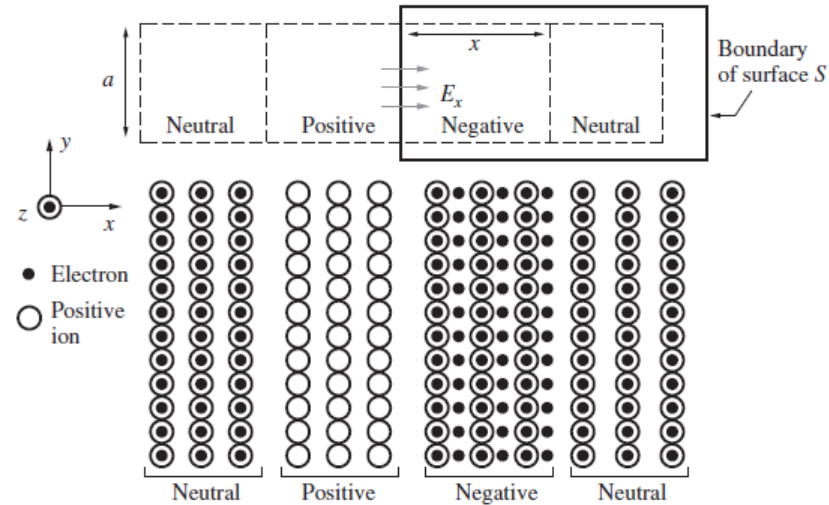
Pohybová rovnice popisující vychýlení náboje:

$$\frac{d^2x}{dt^2} + \frac{n_e q^2}{m_e \epsilon_0} x = 0$$

Jedná se o periodický pohyb ve kterém dochází k přelévání kinetické energie elektronů v potenciální energii elektrostatického pole. Vzniknou rychlé oscilace fluktuací v elektronové hustotě, kdy elektrony kolektivně kmitají kolem masivních iontů.

Plazmové oscilace mají **Plazmovou frekvenci**

$$\omega_{pl} = \left(\frac{n_e q^2}{m_e \epsilon_0} \right)^{1/2}$$



Charakteristická doba stínění:

$$\tau \approx \lambda_{De} / v_e, \quad \omega_{pe} = \frac{v_e}{\lambda_{De}} = \left(\frac{n_{e0} e^2}{\epsilon_0 m_e} \right)^{1/2}$$

$$|e\Phi| \ll k_B T \quad \text{thermal velocity } v_e \approx (k_B T_e / m_e)^{1/2}$$

Kritéria pro plazma

$$\Gamma_i = \frac{1}{3} N_{Di}^{-2/3}$$

1. Fyzický rozměr systému musí být velký v porovnání s λ_D :

$$L \gg \lambda_D$$

2. Stínění v plazmatu je důsledkem kolektivního chování částic v Debyeovské sféře, počet elektronů v Debyeovské sféře musí být velký:

$$N_D := \frac{4\pi}{3} n \lambda_D^3 \gg 1$$

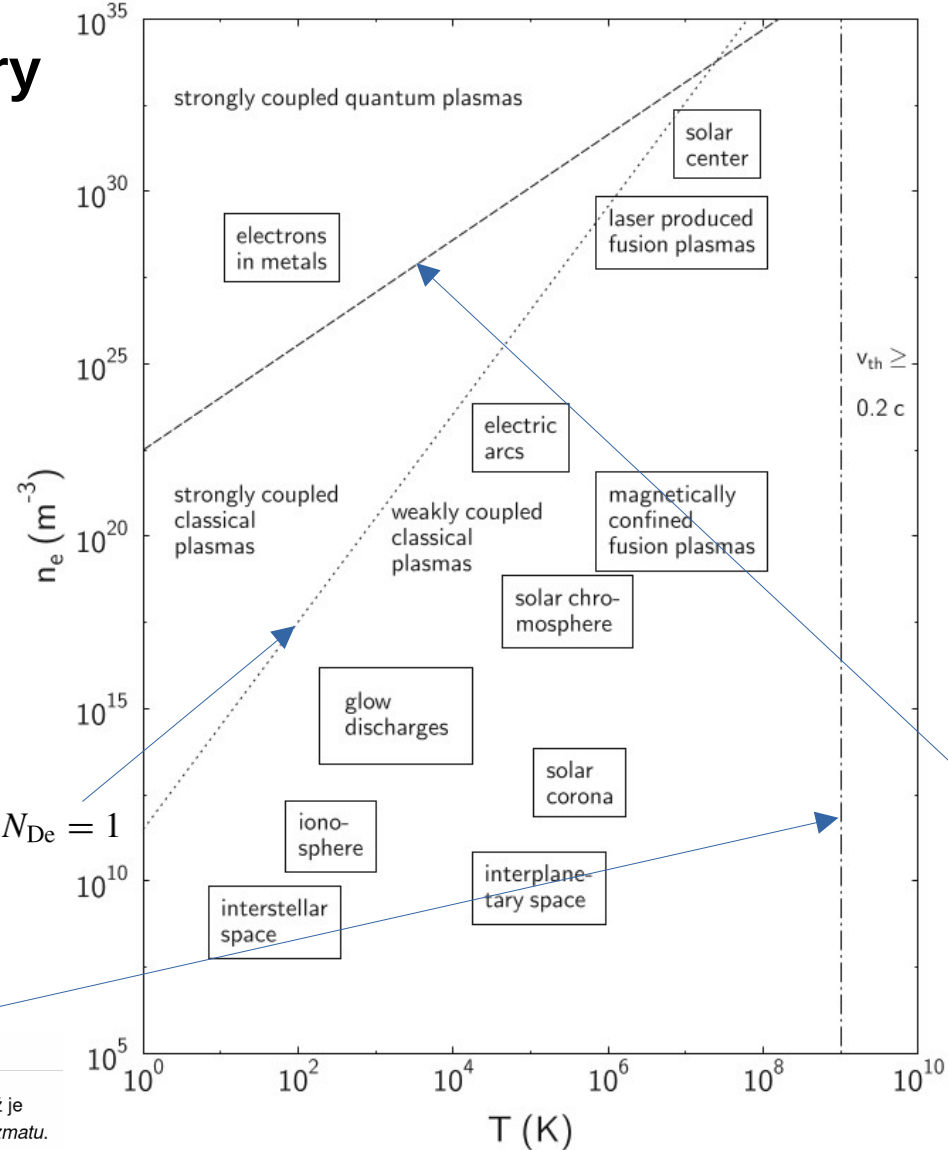
3. Plazma musí být makroskopicky neutrální

$$n_e = \sum n_i$$

4. Srážky neutrálnů s elektrony (e-n srážky) tlumí kolektivní plazmové oscilace. Ionizovaný plyn bude plazmatem bude-li frekvence e-n srážek menší než plazmová frekvence

$$\nu_{en} < \nu_{pl} \quad (\text{kde } \nu_{pl} = \omega_{pl}/2\pi)$$

Plazmové parametry



Relativistické plazma

Pro tepelná energie elektronů $k_b T_e$ srovnatelnou nebo vyšší než je klidová hmotností elektronů $m_e c^2$ mluvíme o *relativistickém plazmatu*.

Kvantové efekty

Kvantové efekty začínou být v plazmatu důležité, bude-li střední vzdálenost částic srovnatelná s termální de-Broglieho vlnovou délkou

$$\lambda_{dB} = \frac{h}{m_e v_{th}} \sim n_e^{-1/3},$$

kde

$$v_{th} = \sqrt{2k_b T_e / m_e}$$

je nejpravděpodobnější rychlost v rovnovážném rozdělení rychlostí.

Dynamika plazmatu (selfkonzistence)

$$\begin{array}{c} \left[\begin{array}{c} \text{Initial} \\ \text{and} \\ \text{boundary} \\ \text{conditions} \end{array} \right] \end{array} \rightarrow \begin{array}{c} \left[\begin{array}{l} \nabla \times \mathbf{H} = \mathbf{J} + \frac{\partial \mathbf{D}}{\partial t} \\ \nabla \times \mathbf{E} = -\frac{\partial \mathbf{B}}{\partial t} \\ \nabla \cdot \mathbf{D} = \rho \\ \nabla \cdot \mathbf{B} = 0 \\ \mathbf{B} = \mu \mathbf{H} \\ \mathbf{D} = \epsilon \mathbf{E} \end{array} \right] \end{array} \begin{array}{c} \xrightarrow{\mathbf{E}, \mathbf{B}} \\ \xleftarrow{\mathbf{J}, \rho} \end{array} \begin{array}{c} \left[\begin{array}{l} \frac{d\mathbf{v}_i}{dt} = \frac{q_i}{m_i} (\mathbf{E} + \mathbf{v}_i \times \mathbf{B}) \\ \rho = \frac{1}{\Delta V} \sum_{\Delta V} q_i \\ \mathbf{J} = \frac{1}{\Delta V} \sum_{\Delta V} q_i \mathbf{v}_i \end{array} \right] \end{array} \leftarrow \begin{array}{c} \left[\begin{array}{c} \text{Initial} \\ \text{conditions} \end{array} \right]$$

V principu lze časový vývoj plazmatu stanovit tak, že

1. v každém čase t , ze známé polohy $\mathbf{x}(t)$ a rychlosti $\mathbf{v}(t)$ každé nabité částice a konfigurace vnějších $\mathbf{E}$ a $\mathbf{B}$ polí spočítáme řešením Maxwellových rovnic $\mathbf{E}$ a $\mathbf{B}$ pole v místech kde se nacházejí částice plazmatu.
2. sílu působící na každou částici j spočítáme užitím Lorentzovy rovnice

$$m_j \mathbf{a}_j = q_j (\mathbf{E}(\mathbf{x}) + \mathbf{v}_j \times \mathbf{B}(\mathbf{x}))$$

a jejím řešením pak stanovíme novou polohu a rychlost každé částice v čase $t + \delta t$.

Cyklus pokračuje zase krokem 1.

Logický rámec fyziky plazmatu

