

Plasmadiagnostik

Wolfgang Suttrop, Max-Planck-Institut für Plasmaphysik, Garching

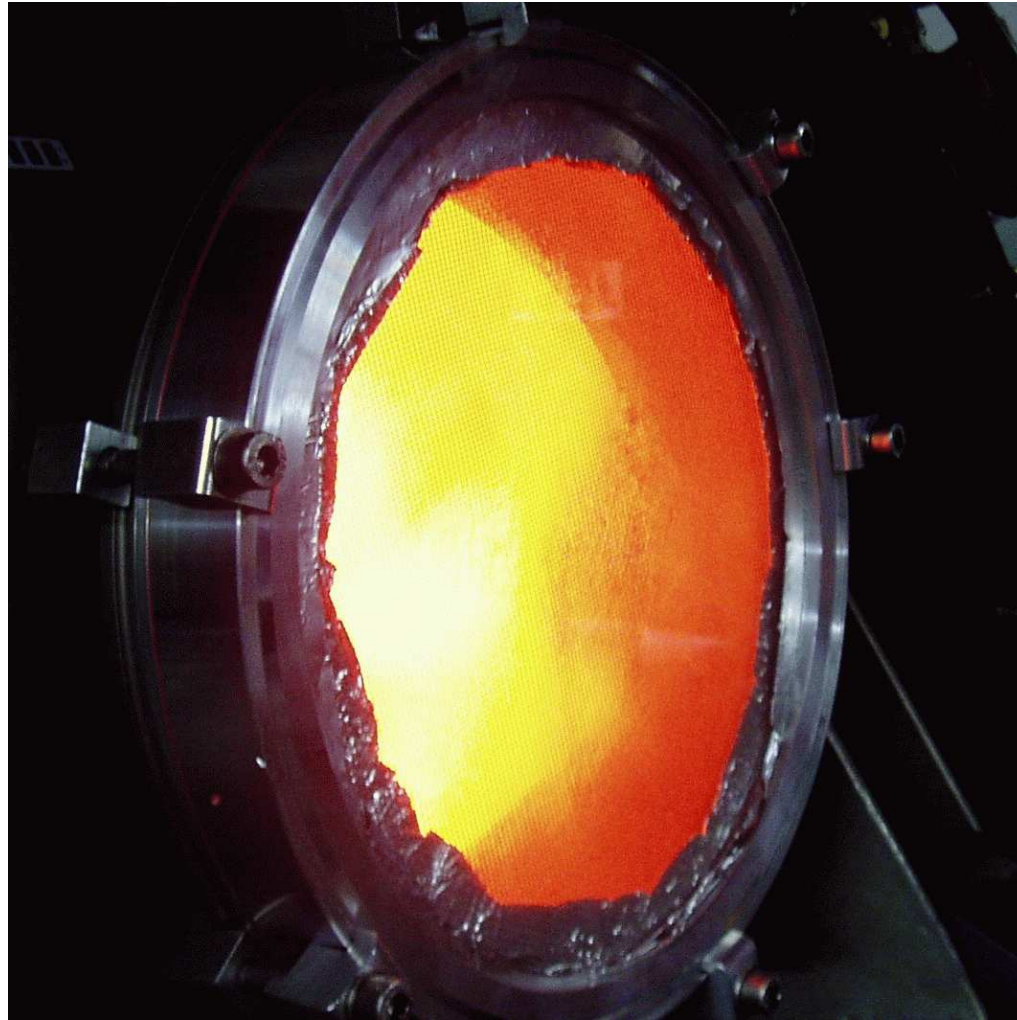


Abbildung: TJ-K, Institut für Grenzflächenverfahrenstechnik und Plasmatechnologie, U Stuttgart

Warum Diagnostik?

- Untersuchung des Plasmas, Optimierung für Anwendung
- Regelung von wichtigen Parametern, z.B. Plasmadichte

Plasmadiagnostik

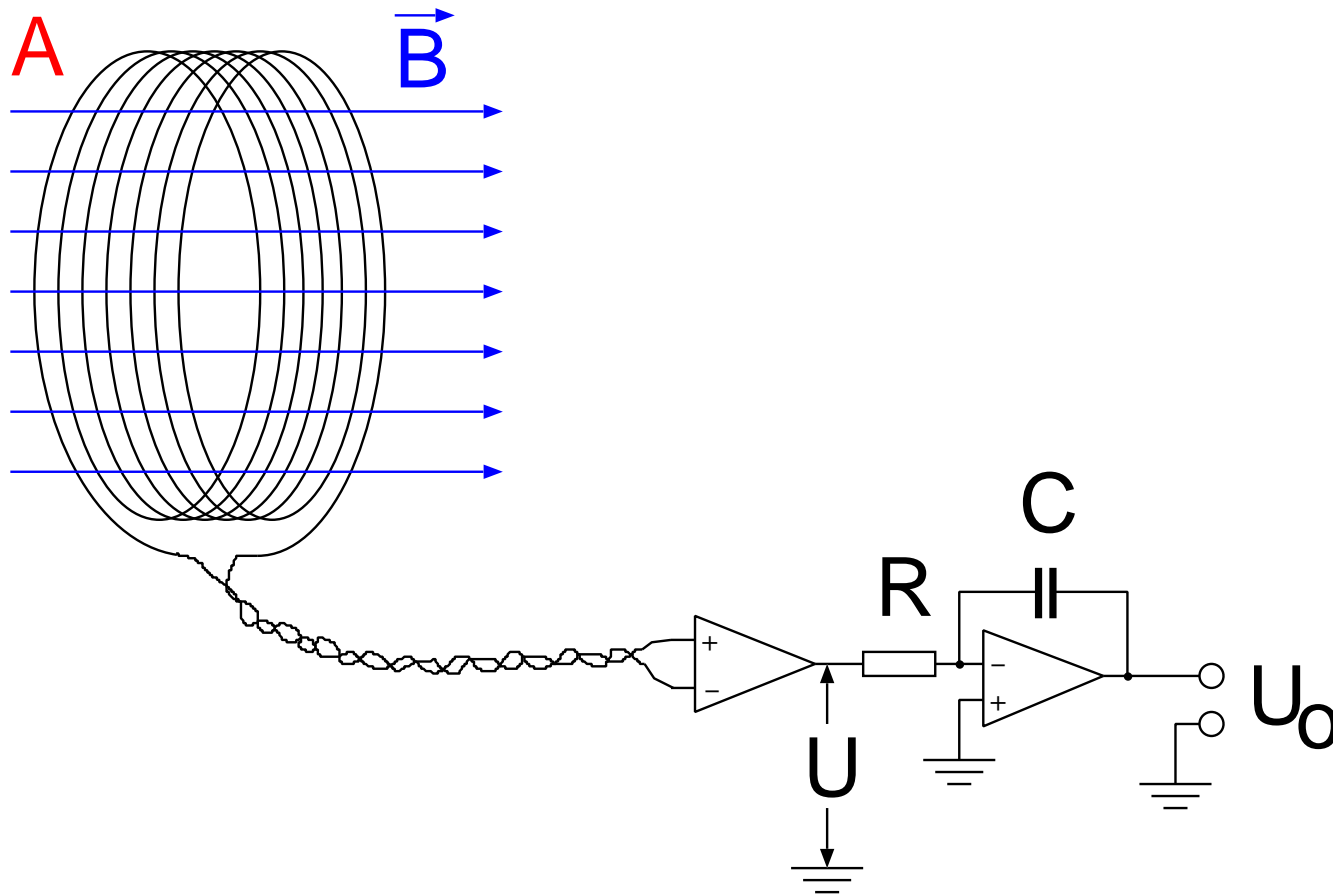
Was wollen wir messen?

- Plasmaströme, Magnetfelder
- Plasmadichte
- Temperatur (Elektronen, Ionen)
- Zusammensetzung (Spezies)
- Plasmaströmung, Turbulenz
- ...

Womit können wir messen?

- Magnetische Sonden
- Langmuir-Sonde (s. vorige Vorlesung)
- Mikrowellen
- Optische Spektroskopie
- ...

Messung des magnetischen Flusses



Magnetischer Fluß:

$$\psi = \int \vec{B} \cdot d\vec{A}$$

Induzierte Spannung:

$$U(t) = n d\psi / dt$$

(Windungszahl n)

Integrator:

$$U_o(t) = -\frac{1}{RC} \int_{t_0}^t U(t') dt'$$

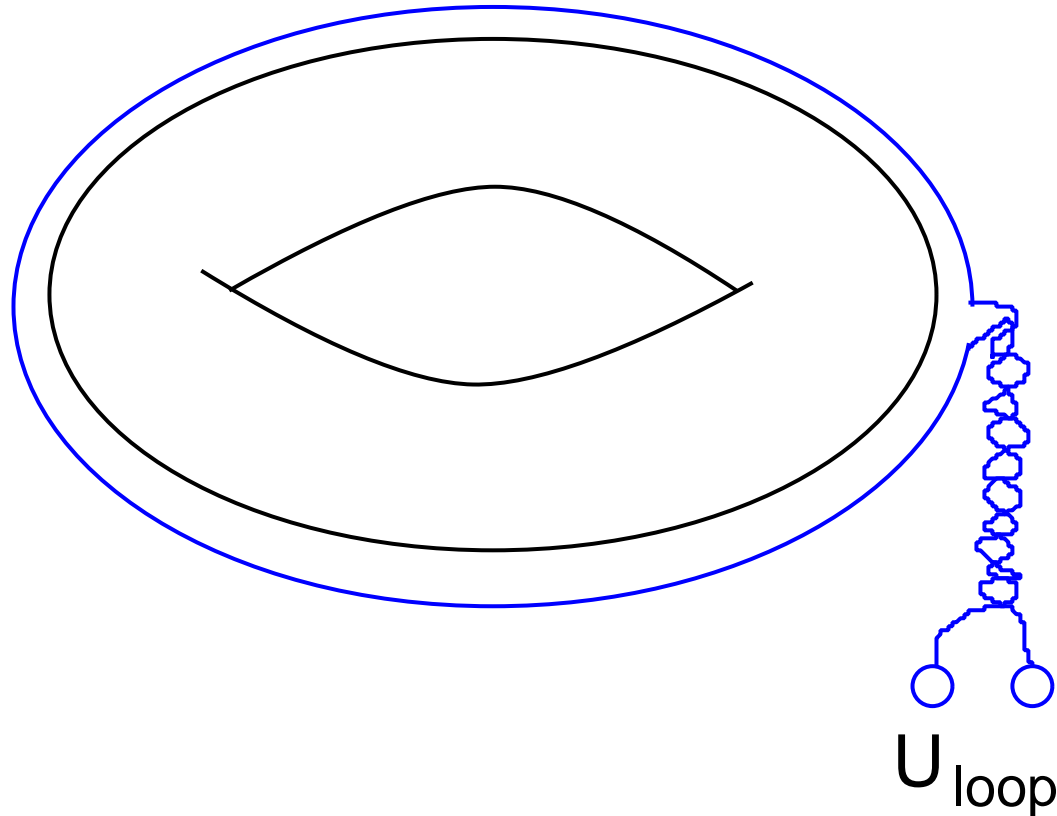
$$U_o(t) = -\frac{n}{RC} (\psi(t) - \psi(t_o))$$

$A \rightarrow 0, n \rightarrow \infty$: Messung von \vec{B}

Poloidaler Fluß \leftrightarrow Ringspannung

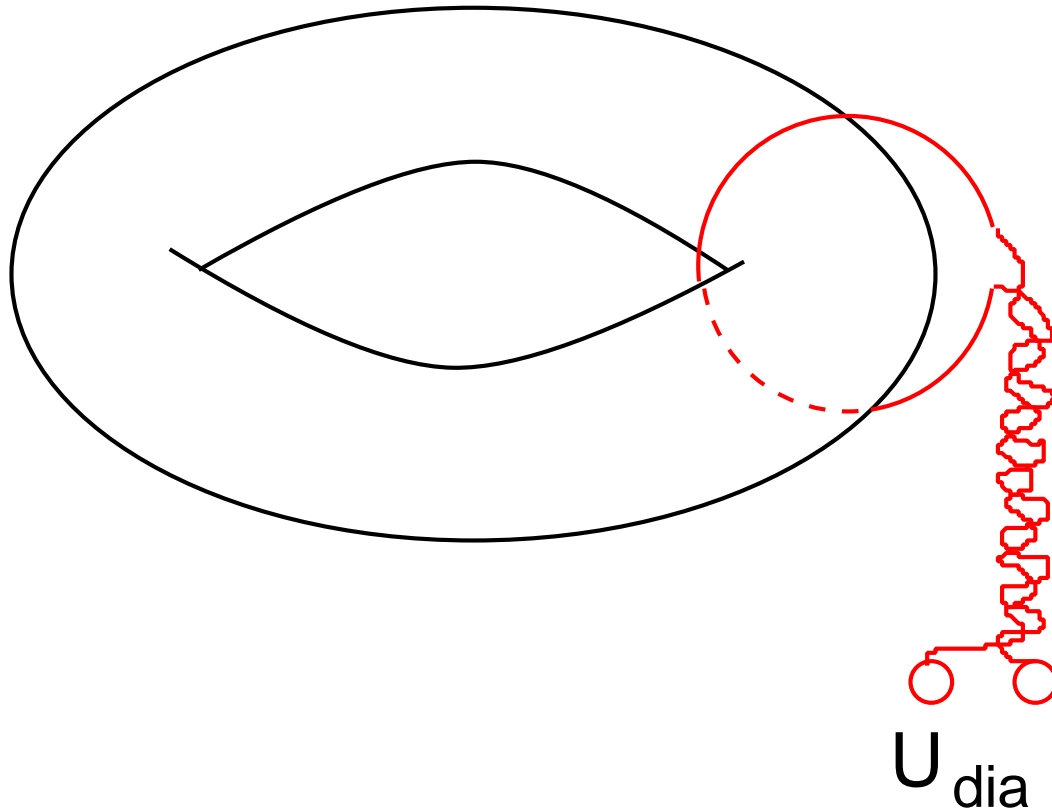
Bei $n = 1$ Windungen:

$$U_{\text{loop}} = \frac{d\psi_p}{dt}$$



- Tokamak: Flußänderung aus “ohm’schem Transformator” (auch im Vakuum)
- Fluß durch Plasma-Poloidalfeld und externem Vertikalfeld \rightarrow Plasmalageänderungen

Toroidaler Fluß \leftrightarrow Diamagnetismus



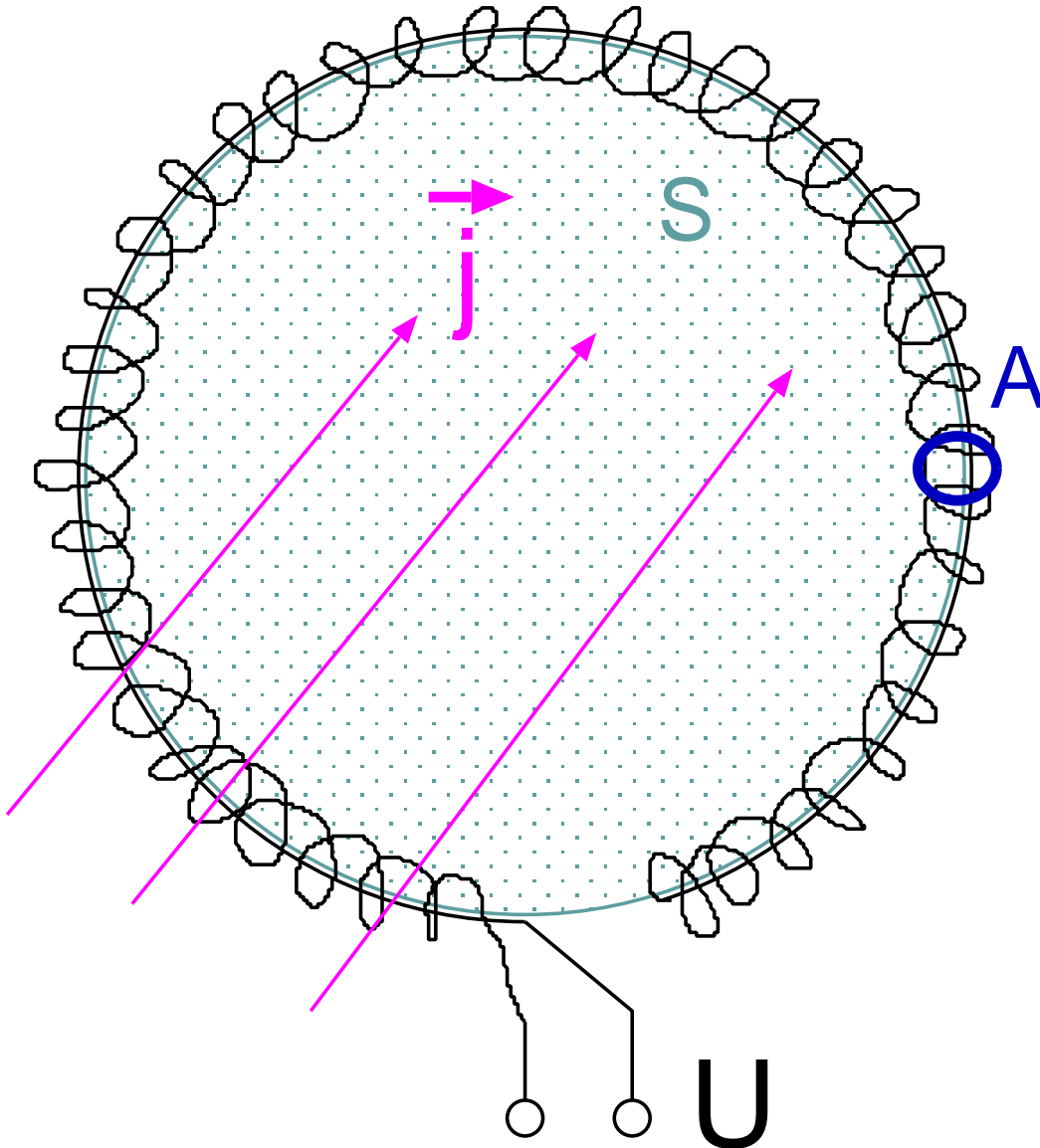
In Analogie zum *screw pinch*:

- $\beta_p > 1$: $\langle R^2 B_\phi^2 \rangle < R^2 B_\phi^2(a)$
Diamagnetismus
- $\beta_p < 1$: $\langle R^2 B_\phi^2 \rangle > R^2 B_\phi^2(a)$
Paramagnetismus

Messung durch (kleine) Änderung
des toroidalen Flusses (poloidal
umlaufende Schleife)

$\beta_p \propto W / I_\phi^2$ = Messung der im
Plasma gespeicherten Energie.

Rogowski-Spule zur Strommessung



Ampère'sches Gesetz:

$$\nabla \times \vec{B} = \mu_0 \vec{j}$$

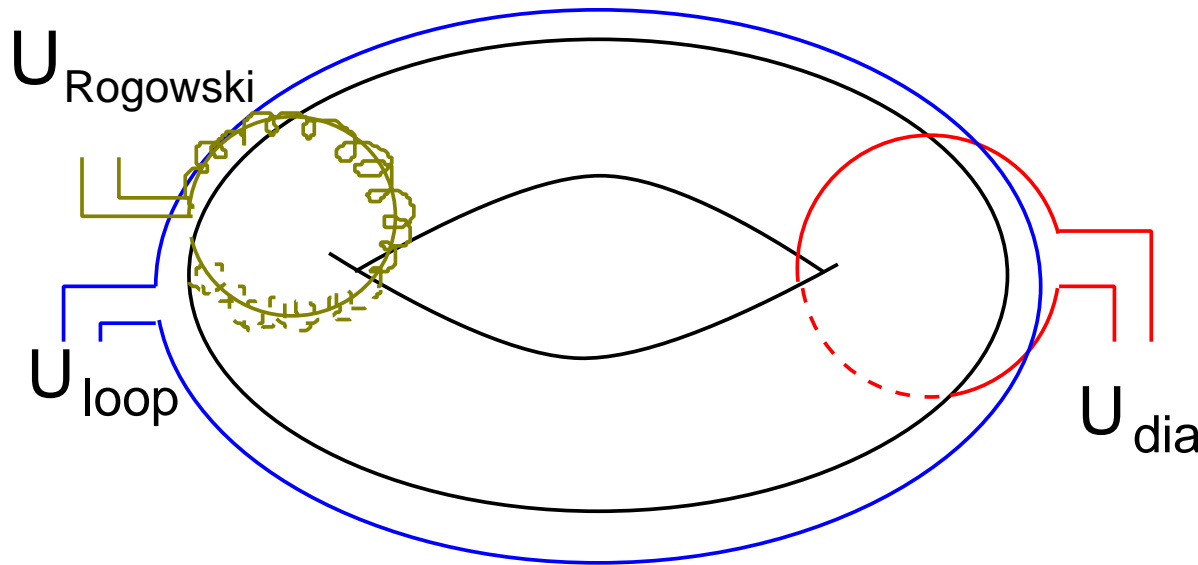
Stokes'scher Satz:

$$\int_S (\nabla \times \vec{B}) \cdot d\vec{S} = \oint_C \vec{B} d\ell = \mu_0 I$$

Spannung an der Rogowski-Spule:

$$U = A \mu_0 \frac{dI}{dt} \underbrace{\frac{dn}{d\ell}}_{\text{Windungsdichte}}$$

Minimale Tokamak-Diagnostik: “3 Drähte”



Rogowski-Spule:

Toroidaler Plasmastrom I_ϕ

Ringspannungs-Schleife: U_{loop}

⇒ Ohm'sche Heizung:

$$P_{\text{heat}} = I_\phi \times U_{\text{loop}}$$

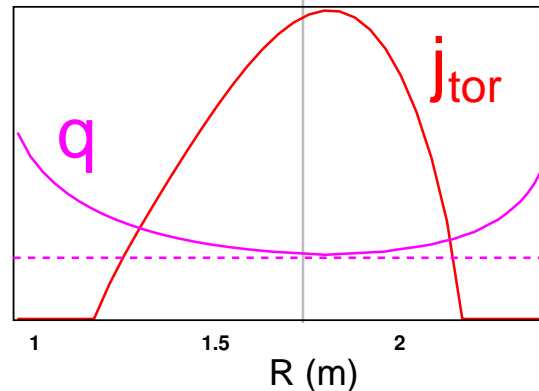
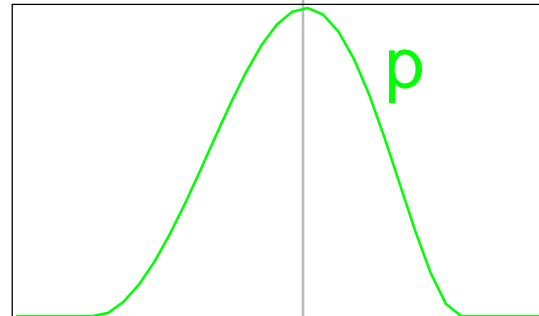
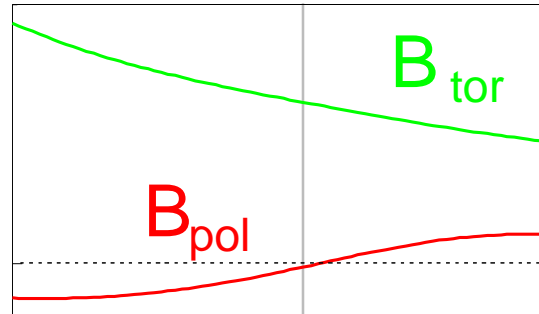
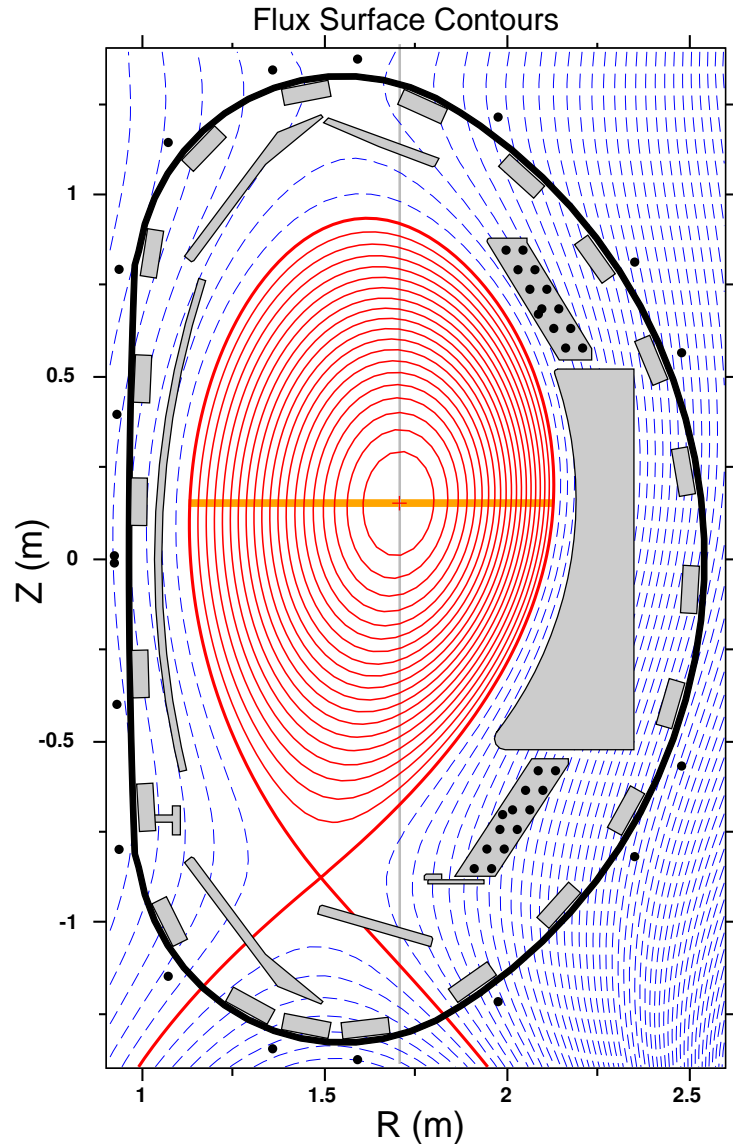
Diamagnetische Schleife:

$\beta_p \rightarrow W$ (gespeicherte thermische Energie im Plasma)

Energie-Einschlußzeit:

$$\tau_E = \frac{W}{P_{\text{heat}}}$$

Magnetische Messungen zur Gleichgewichts-Rekonstruktion



Grad-Shafranov-Schlüter-Gleichung für poloidalen magnetischen Fluß ψ_p :

$$\Delta^* \psi_p = 2\pi\mu_0 R j_\phi$$

$$= -4\pi^2\mu_0 R^2 p' - \mu_0^2 I_p I_p'$$

Mögliche Lösungen sind eingeschränkt durch Randbedingungen, z.B. Poloidalfeldmessungen:

$$B_R = -\frac{1}{2\pi R} \frac{\partial \psi_p}{\partial z}, \quad B_z = \frac{1}{2\pi R} \frac{\partial \psi_p}{\partial R}$$

Mit bekannter Lösung $\psi(R, z)$
 $\rightarrow j_\phi(R, z) \rightarrow p(\psi_p), I_p I_p'$

Plasmadiagnostik mit Mikro- und Millimeter-Wellen

- Radiometrie der Wärmestrahlung aus dem Plasma → Temperatur
- Veränderungen des Brechungsindex → Plasmadichte, Streuung an Turbulenzen
- Doppler-Verschiebung → Rotationsgeschwindigkeit
- Faraday-Rotation → Magnetfeld
- ...

Radiometrie der Zyklotronstrahlung

Beschleunigte Ladungen strahlen elektromagnetische Wellen ab!

Gyrationsbewegung → Gyro- /Zyklotron- /Synchrotron- Strahlung

Schott-Trubnikov-Formel

J.D.Jackson, Classical Electrodynamics, ch. 14.6; Landau-Lifshitz II, §74; Hutchinson,

Plasmadiagnostics

$$\frac{dP}{d\omega d\Omega} = \frac{e^2 \omega^2}{8\pi^2 \epsilon_0 c} \sum_m \left[\left(\frac{\cos \theta - \beta_{\parallel}}{\sin \theta} \right)^2 J_m^2(\xi) + \beta_{\perp}^2 J_m'(\xi) \right] \times \frac{\delta([1 - \beta_{\parallel} \cos \theta] \omega - m\omega_c)}{1 - \beta_{\parallel} \cos \theta}$$

mit θ : Winkel zwischen Beobachtung und Gyroachse (\vec{B}) und:

$$\xi = \frac{\omega}{\omega_c} \beta_{\perp} \sin \theta, \quad \beta_{\perp} = \frac{v_{\perp}}{c}, \quad \beta_{\parallel} = \frac{v_{\parallel}}{c}, \quad \omega_c = \frac{eB}{m_e}$$

- Strahlung bei ω_c und Harmonischen $m \geq 1$
- $\beta_{\parallel} \neq 0$: Dopplerverschiebung durch Parallelgeschwindigkeit
- m : relativistische Masse

Radiometrie, Schwarzkörperstrahlung

Bei vielen Elektronen (hohe Dichte) $P \rightarrow N \cdot P$, \rightarrow Hohe optische Dichte, Selbstabsorption.

Falls Absorptionstiefe \ll emittierende Länge: Kirchhoff'sches Gesetz
(Emission=Absorption), Schwarzkörperstrahlung.

Planck'sches Strahlungsgesetz:

$$I_{BB} d\omega = \frac{\hbar\omega^3}{8\pi^3 c^3} \frac{1}{(\exp(\hbar\omega/kT_e) - 1)} d\omega$$

Sei $B = 2.5$ T, $\omega = 2\pi \times 70$ GHz, $kT_e = 1$ keV $\Rightarrow \hbar\omega_c/kT_e = 3 \times 10^{-7}$

$$\exp\left(\frac{\hbar\omega}{kT_e}\right) = 1 + \frac{\hbar\omega}{kT_e} + \dots$$

Für $\hbar\omega \ll kT_e$: Rayleigh-Jeans Näherung

$$I_{BB} = \frac{\omega^2}{8\pi^3 c^3} kT_e.$$

Gemessene Intensität \propto Temperatur !

Ortsauflösung der Zyklotronstrahlung

Beobachtung senkrecht zu \vec{B}

$$\omega_{c,e} = eB/m_e$$

Frequenz:

$$f = \omega/(2\pi) \text{ ("28 GHz/Tesla")}$$

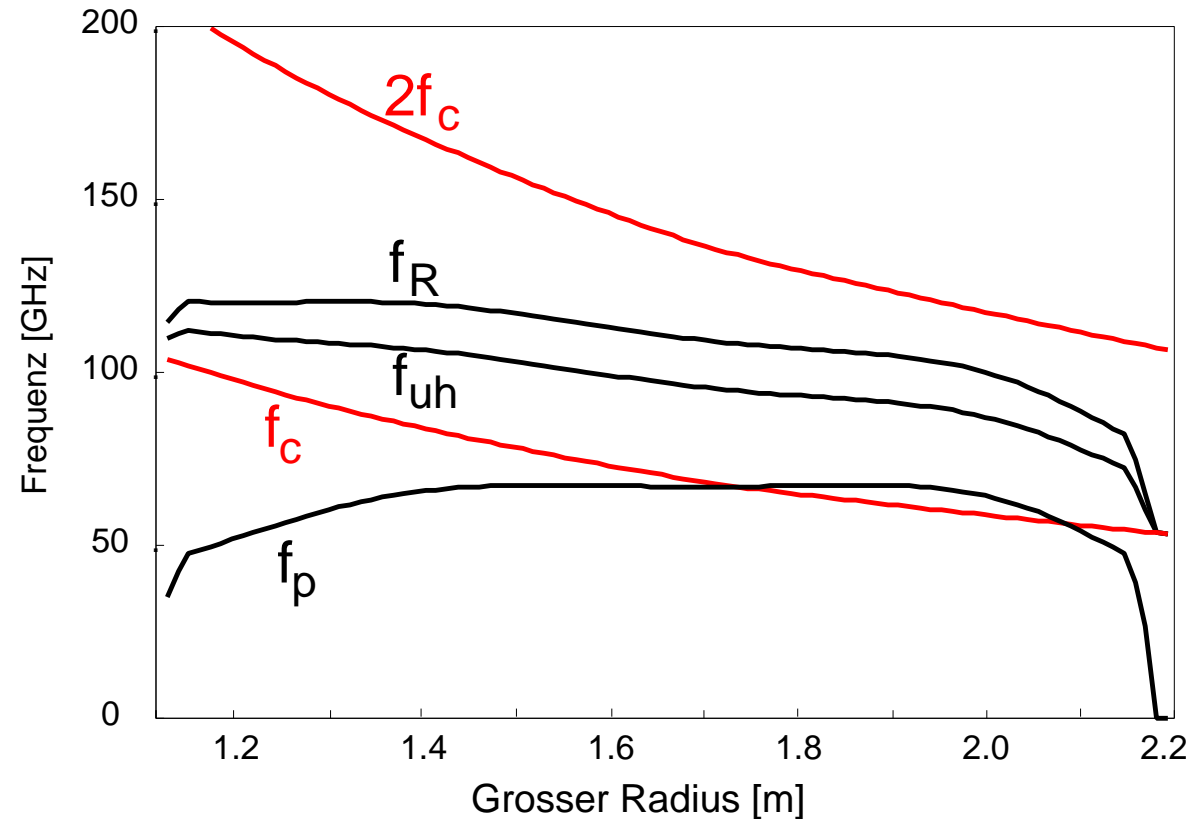
Tokamak:

$$B^2 = (B_\phi^2 + B_p^2)^{1/2}$$

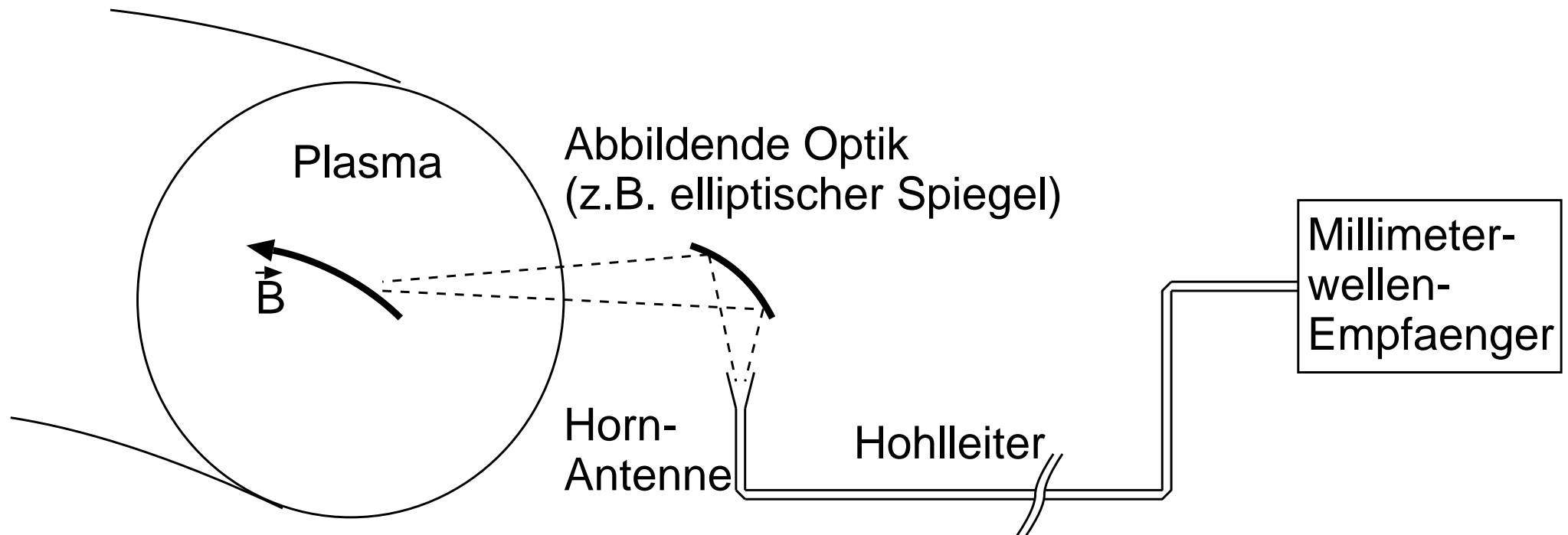
$$\approx B_\phi \approx B_{\text{vac}} \propto 1/R$$

Aber:

Beachte *cut-offs*,
die Ausbreitung der Welle
zur Antenne behindern!



Elektronen-Zyklotron-Emissions-Diagnostik (ECE)



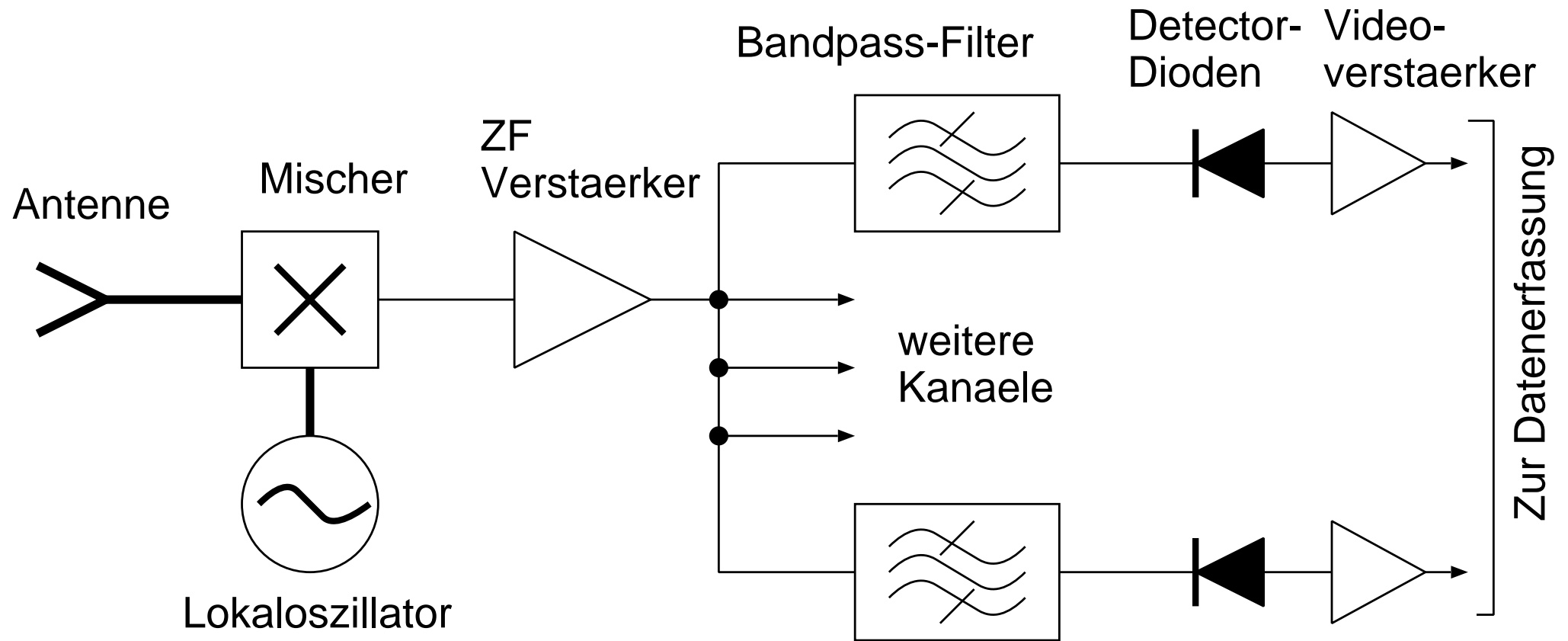
“Quasi-optische” Übertragung: Gauss’scher Strahl in Vakuum/Luft, (abbildende Spiegel), Linsen, Strahlteiler, Polarisatoren (Drahtgitter) etc.

Wellenlänge bei $f = 100$ GHz: $\lambda = 3$ mm.

Mikrowellentechnik: Hohlleiter (einmodig oder “übermodet”), $f = 20 \dots 200$ GHz

Hochfrequenztechnik: Koaxialleitungen (bis ca. 60 GHz), aktive Bauelemente (Verstärker, Mischer, Detektoren)

Heterodyne-Empfänger



Millimeterwellensignal wird mit Lokaloszillator-Signal gemischt.

Mischerdiode (nicht-linear!) erzeugt Differenzfrequenz (= Zwischenfrequenz, ZF)

ZF wird verstärkt, gefiltert und detektiert.

Beispiel: ECE-Radiometer (ASDEX Upgrade)

rechts: Mikrowellen-Empfänger

$f_{\text{HF}} = 87 - 187 \text{ GHz}$, $f_{\text{ZF}} = 2 \dots 20 \text{ GHz}$, 60 Kanäle

unten: Quasioptische Antenne – Polyäthylen-Linse,
“übermodete” Hohlleiter zum Empfänger



Beispiele für Temperaturmessungen

Hohe Wärmeleitfähigkeit entlang \vec{B}

→ $T_e = \text{const.}$ auf Flußflächen, $T_e = T_e(\psi_p)$

Diagnostiken mit unterschiedlichen Sichtlinien werden verglichen, indem Profile gegen ψ_p aufgetragen werden.

Normierter Flußflächenradius:

$$\rho_p = \left(\frac{\psi_p - \psi_{\text{mag}}}{\psi_{\text{sep}} - \psi_{\text{mag}}} \right)^{1/2}$$

sep: Separatrix / Plasmarand

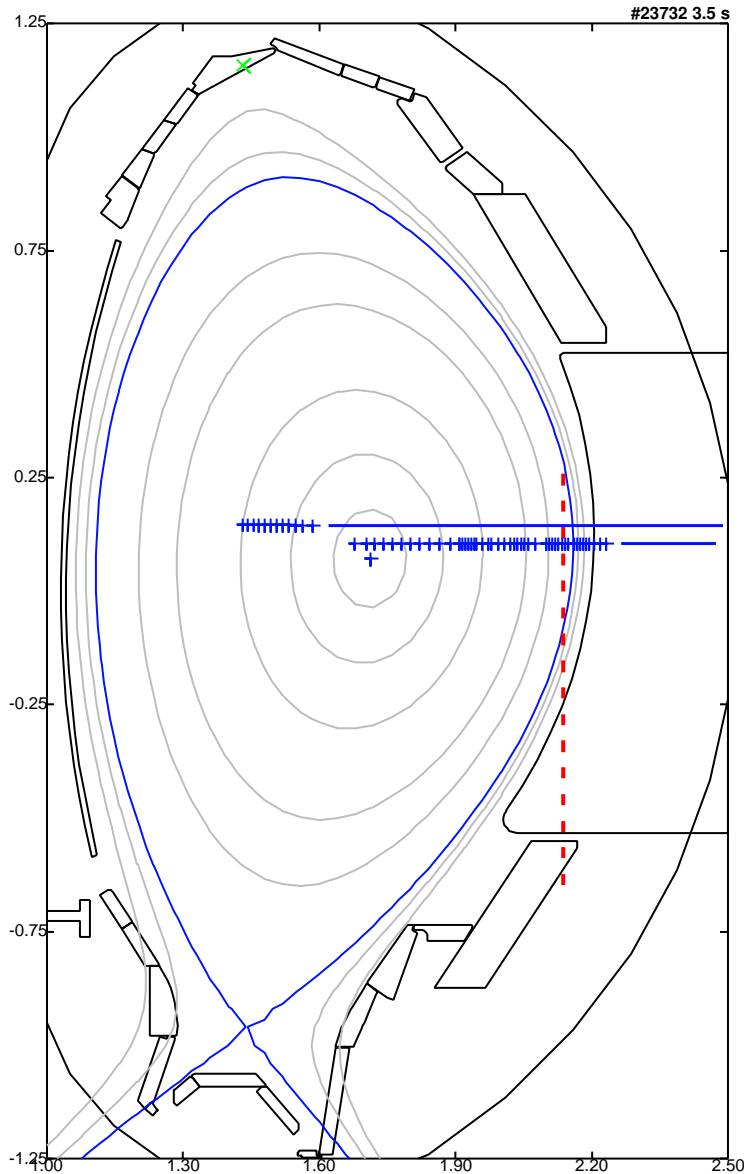
mag: Magnetische Achse

ECE:

Horizontale Sichtlinie ($B \propto 1/R$)

Thomson Streuung:

Vertikale Sichtlinie (tangential zu Flußflächen)



Temperaturprofile am Plasmarand

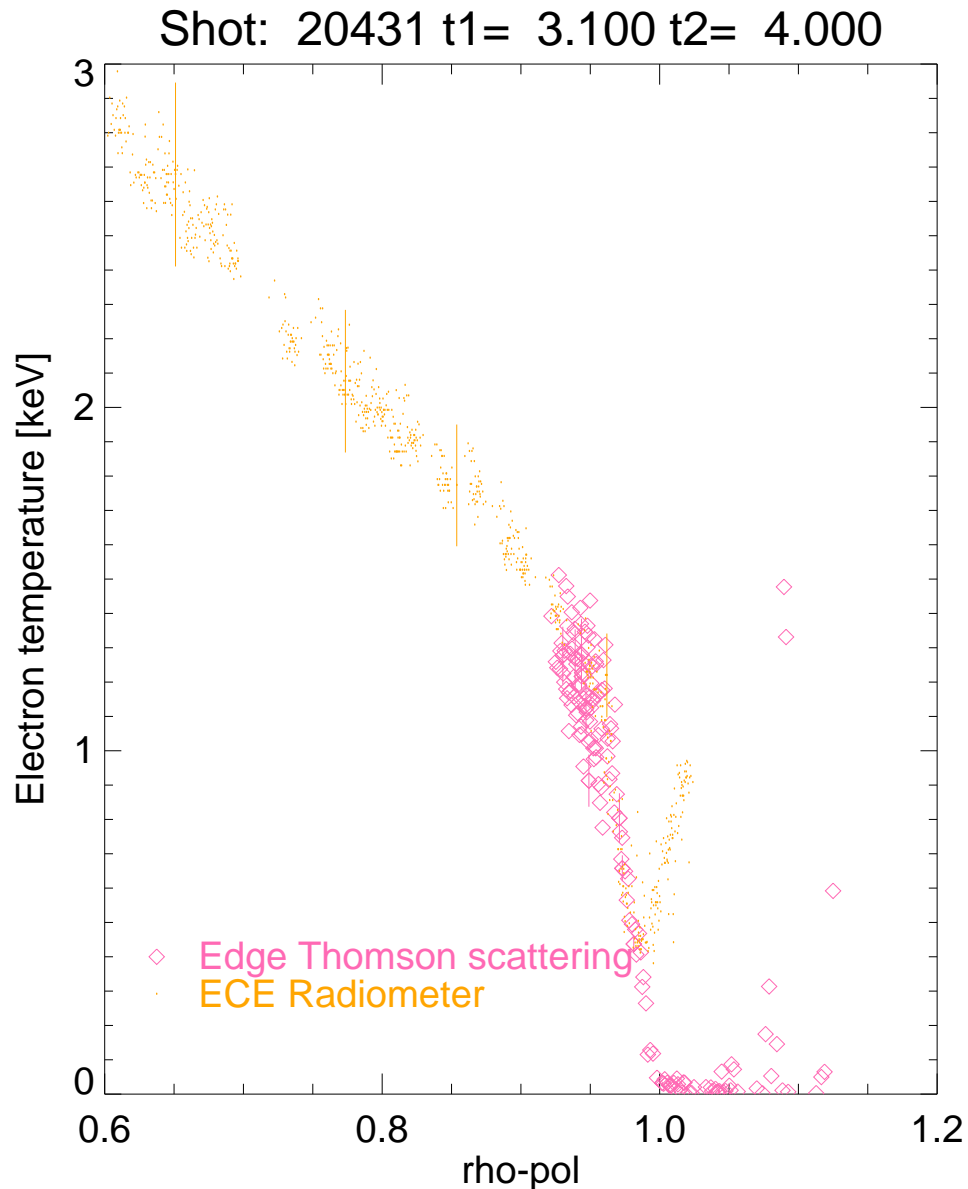
Sehr steile Temperaturprofile am Plasmarand!

Hoher Gradient = niedriger Transport
(Transportbarriere)

Erhöhte Auflösung möglich durch radiale Verschiebung des Plasmas →
Akkumulation aller aufgenommenen Profilpunkte zu verschiedenen Zeiten.

Außerhalb des eingeschlossenen Plasmas ($\rho_p > 1$):

- Niedrige Plasmadichte, keine Schwarzkörper-Emission (ECE)
- frequenzverschobene Strahlung aus dem Plasma wird sichtbar
- Starke Fluktuation, sichtbar durch Thomson-Streuung



Wellenausbreitung

Ampère'sches Gesetz:

$$\nabla \times \vec{B} = \mu_0 \left(\vec{j} + \epsilon_0 \dot{\vec{E}} \right)$$

\vec{j} : Ströme im Material

Vakuum: $\vec{j} = 0$.

Faraday-Gesetz:

$$\nabla \times \vec{E} = -\dot{\vec{B}}$$

$\nabla \times$ FG; darin AG einsetzen:

$$\nabla \times \left(\nabla \times \vec{E} \right) = -\mu_0 \epsilon_0 \ddot{\vec{E}} = -\frac{1}{c^2} \ddot{\vec{E}}$$

Wellengleichung!

Phasengeschwindigkeit $c = 1/\sqrt{\mu_0 \epsilon_0}$.

Plasma: \vec{j} durch Bewegung von Elektronen und Ionen im Feld

Def. Leitfähigkeitstensor $\overline{\overline{\sigma}}$:

$$\vec{j} = \overline{\overline{\sigma}} \vec{E}$$

\Rightarrow Dielektrizitäts-Tensor:

$$\overline{\overline{\epsilon}} = \epsilon_0 \left(\overline{\overline{1}} + \frac{i}{\epsilon_0 \omega} \overline{\overline{\sigma}} \right) = \epsilon_0 \overline{\overline{\epsilon}}_r$$

Materialeigenschaften sind in $\overline{\overline{\epsilon}}$ absorbiert:

$$\nabla \times \vec{B} = \mu_0 \epsilon_0 \overline{\overline{\epsilon}}_r \cdot \dot{\vec{E}}$$

Wellengleichung im Plasma:

$$\nabla \times \left(\nabla \times \vec{E} \right) = -\frac{1}{c^2} \overline{\overline{\epsilon}}_r \cdot \ddot{\vec{E}}$$

Berechnung von ϵ

Bei hohen Frequenzen sind i.w. nur die Elektronen beweglich.

El. Stromdichte: $\vec{j} = -en_e u_e$

Bewegungsgleichung im \vec{E} -Feld:

$$m_e \frac{\partial \vec{u}_e}{\partial t} = -e\vec{E}$$

Einsetzen, $\partial/\partial t \rightarrow -i\omega$

$$\vec{j} = i \frac{e^2 n_e}{m_e \omega} \vec{E}$$

Def. “Plasmafrequenz”

$$\omega_p^2 \equiv \frac{n_e e^2}{\epsilon_0 m_e}$$

$$\Rightarrow \bar{\epsilon} = \epsilon = \epsilon_0 \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \right)$$

Hier ist ϵ isotrop (skalar)

(i.a., mit Magnetfeld, nicht mehr!)

Phasengeschwindigkeit im Plasma:

$$v_{\text{ph}}^2 = c^2 / \epsilon_r = c^2 / N^2$$

N : Brechungsindex

$$N = \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2} \right)^{1/2}$$

Bemerkungen:

$$1. \quad N < 1 \Rightarrow v_{\text{ph}} > c$$

(aber $v_g < c$)

$$2. \quad \omega < \omega_p \Rightarrow N \text{ imaginär}$$

Evaneszentes (abfallendes) Feld anstatt

Wellenausbreitung

Plasmafrequenz

$n_e \text{ [m}^{-3}\text{]}$	$f_p = \omega_p/2\pi$	$\lambda_{\text{vac}} = c/f$	Bemerkungen
10^{11}	2.8 MHz	105 m	KW
10^{12}	9 MHz	33 m	
10^{13}	28 MHz	10.5 m	
10^{14}	90 MHz	3.3 m	VHF
10^{15}	280 MHz	1.05 m	UHF
10^{16}	900 MHz	33 cm	Mikrowellen
10^{17}	2.8 GHz	10.5 cm	
10^{18}	9 GHz	3.3 cm	
10^{19}	28 GHz	1.05 cm	
10^{20}	90 GHz	3.3 mm	mm-Wellen

Dichtemessung im Plasma

$\omega \leq \omega_p$: Reflektometrie

Eingestrahlte Welle wird im Plasma reflektiert. Solange reflektierte Welle detektiert wird, ist

$$n_e > n_c \equiv \frac{\omega^2 \epsilon_0 m_e}{e^2}$$

Option: Dichteprofilmessung. Frequenz wird langsam angehoben und Laufzeit der reflektierten Welle gemessen.

⇒ Rekonstruktion des Abstands als Funktion der Frequenz (bzw. $n_e(x)$)

Grenzen: Beugung, wenn nicht $L \gg \lambda$.

$\omega \gg \omega_p$: Interferometrie

$$N = \left(1 - \frac{\omega_p^2}{\omega^2}\right)^{1/2} \approx 1 - \frac{1}{2} \frac{\omega_p^2}{\omega^2} = 1 - \frac{n_e}{2n_c}$$

Phasenverschiebung (gegenüber Vakuum) bei Durchgang durch ein Plasma:

$$\Delta\phi = \frac{\omega}{c} \int \Delta N \, dl = \frac{\omega}{c} \frac{1}{2n_c} \int_0^L n_e \, dl$$

⇒ Messung des Dichte-Linienintegrals

Vorteil: Wg. hoher Frequenz gute Fokussierung und geringe Empfindlichkeit gegen Strahlbeugung und Brechung.

Signalquellen für Dichtemessungen

Mikrowellen-, mm-Quellen

Halbleiter:

Gunn-Oscillatoren, HF-Oscillatoren mit Vervielfachern, mit oder ohne Phasenstabilisierung
(bis ca. 200 GHz)

Elektronenstrahl-Röhren:

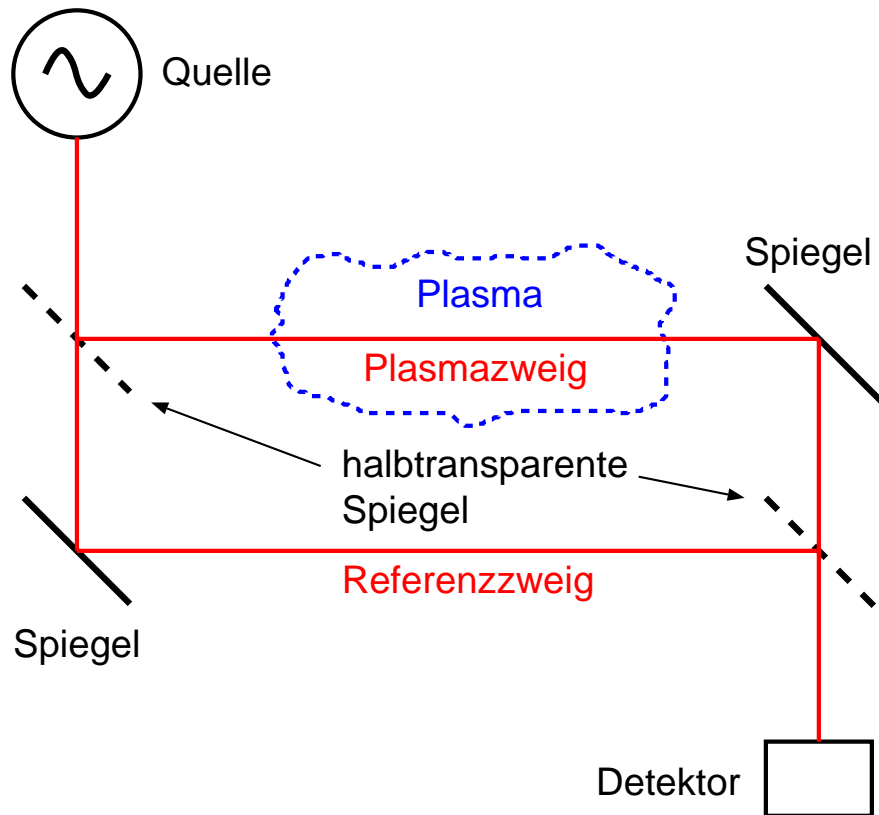
Klystron, Magnetron, Gyrotron
(bis ca. 200 GHz)

Laser:

Alkohol-, HCN-, DCN-Laser ($\lambda = 195 \mu\text{m}$), CO_2 ($10.6 \mu\text{m}$) Nd:YAG ($1.04 \mu\text{m}$), ...

Mach-Zehnder Interferometer

Aufbau (schematisch):



Plasmazweig: $E_p = E_1 \exp(i\omega t + i\Delta\phi)$

Referenzzweig: $E_r = E_2 \exp(i\omega t)$

Detektor misst Intensität:

$$\begin{aligned}
 S &\propto |E_p + E_r|^2 = \\
 &= |\exp(i\omega t) [E_1 \exp(i\Delta\phi) + E_2]|^2 = \\
 &= [E_1 \exp(i\Delta\phi) + E_2] [E_1 \exp(-i\Delta\phi) + E_2] \\
 &= E_1^2 + E_2^2 + 2E_1 E_2 \cos(\Delta\phi)
 \end{aligned}$$

Mehrdeutigkeit der Messung:

- $S(\Delta\phi) = S(\Delta\phi + 2\pi)$

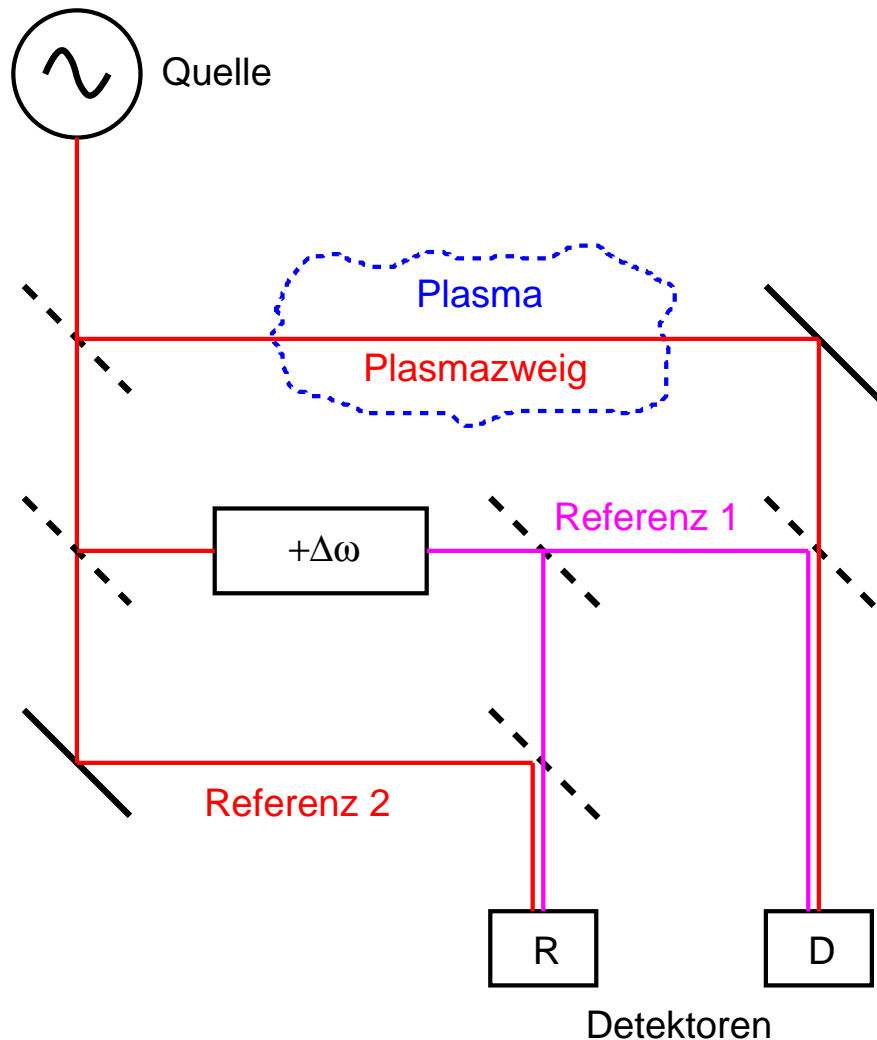
Beim Plasmaaufbau von Dichte Null an Signalperioden (“Fringes”) mitzählen!

- $S(\Delta\phi) = S(2\pi - \Delta\phi)$

Steigt oder fällt die Dichte?

Interferometer mit Heterodyn-Detektion

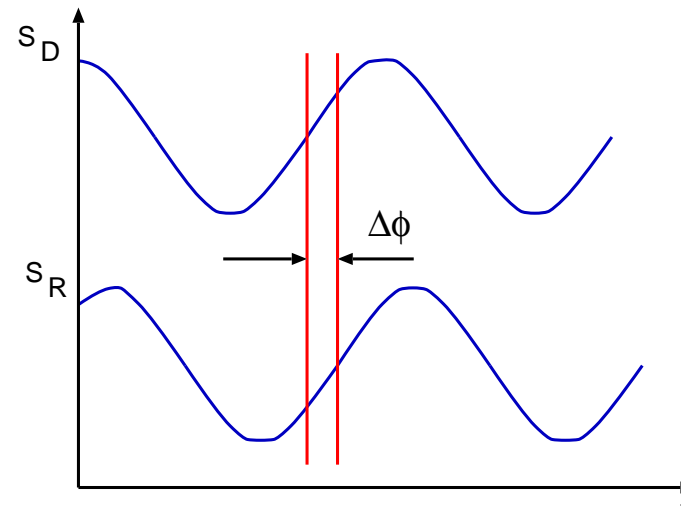
Zusätzlicher Referenzzweig,
Frequenz um $\Delta\omega$ verschoben



Detektorsignale nun frequenzabhängig:

$$S_R \propto \cos(\Delta\omega t)$$

$$S_D \propto \cos(\Delta\omega t + \Delta\phi)$$



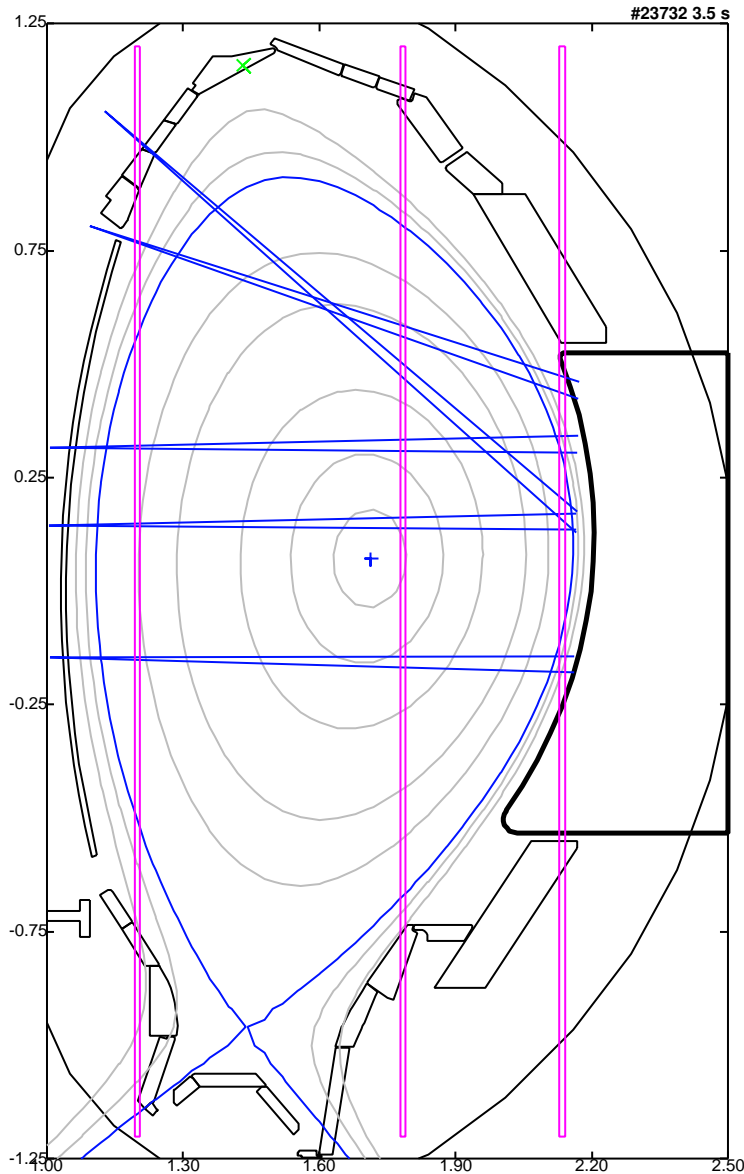
Vorteile:

1. Unabhängig von Signalamplituden
2. Richtung der Phasenänderung eindeutig
3. Schmalbandige Detektion bei frei wählbarer Zwischenfrequenz $\Delta\omega$ (geringeres $1/f$ -Rauschen)

Beispiele für Dichtemessungen

Interferometer-Sichtlinien schneiden Plasma bei verschiedenen Radien \rightarrow gemittelte Liniendichte wird gemessen.

Dichteprofil durch Entfalten und ggf. Kombination mit anderen Diagnostiken.

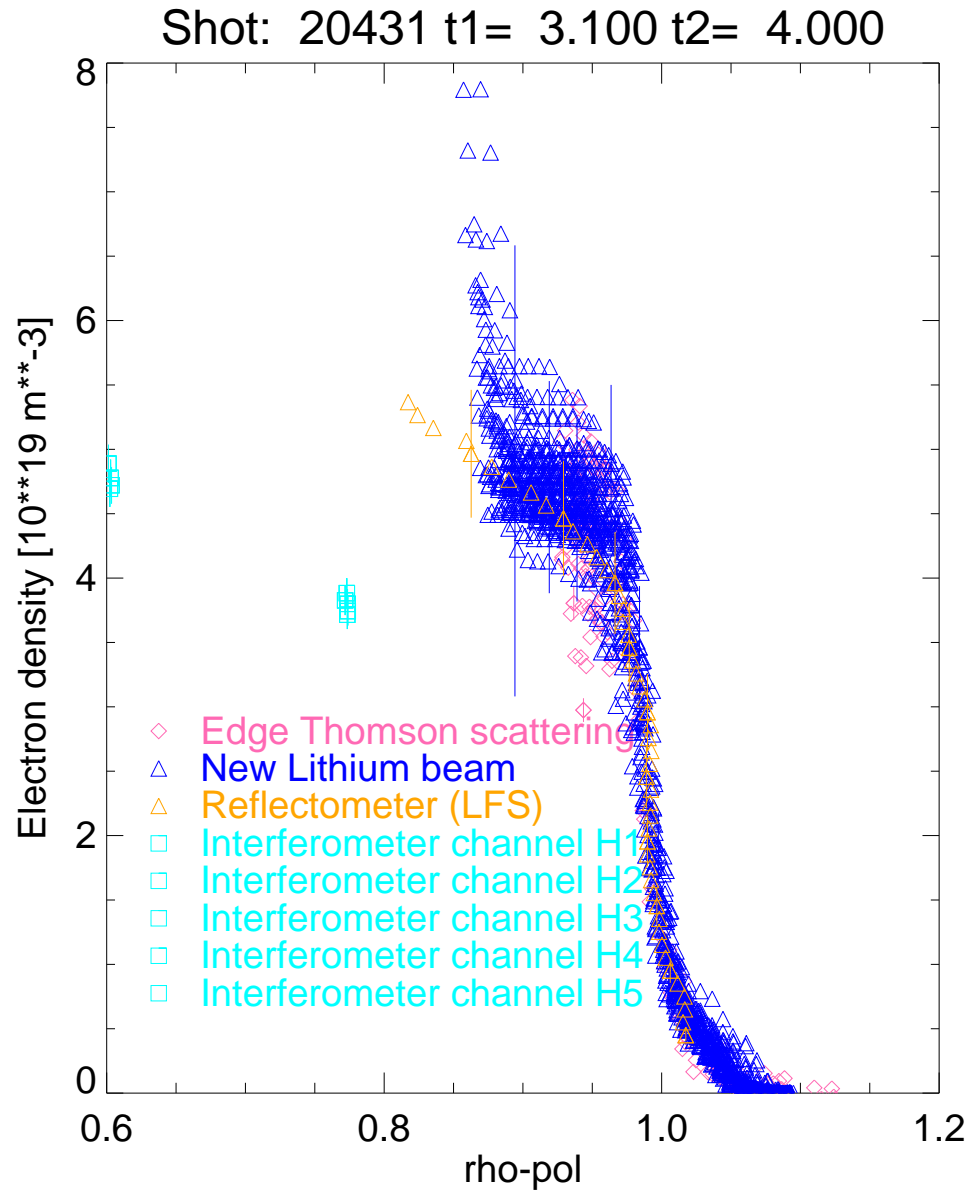


Dichteprofile am Plasmarand

Sehr steile Dichteprofile am Plasmarand!

Hoher Gradient = niedriger Transport
(Transportbarriere)

Interferometer-Messungen (\bar{n}_e) hier
eingetragen am tangentialen Radius.



Dichteprofile am Plasmarand

Sehr steile Dichteprofile am Plasmarand!

Hoher Gradient = niedriger Transport
(Transportbarriere)

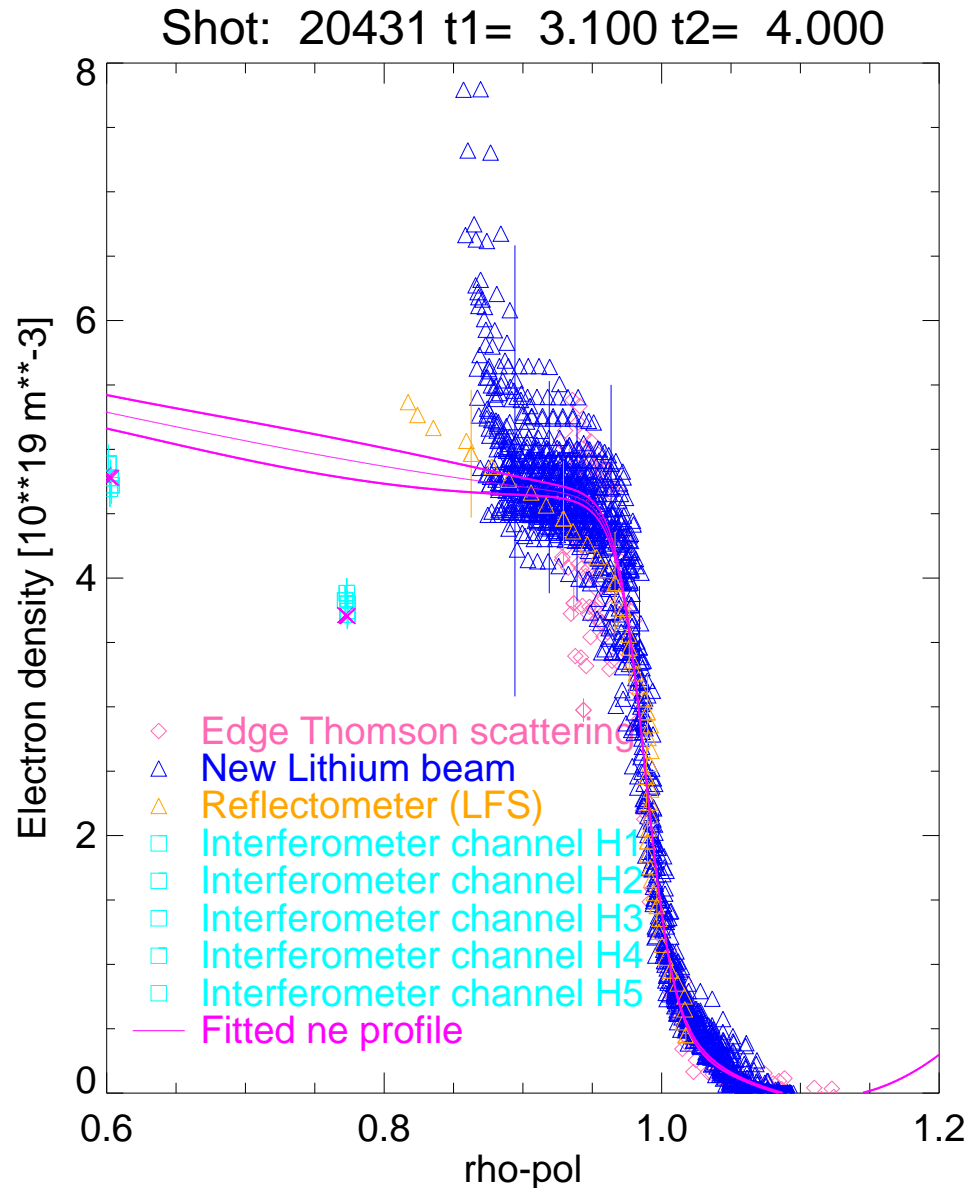
Interferometer-Messungen (\bar{n}_e) hier
eingetragen am tangentialen Radius.

Modellprofil erlaubt
“Vorwärtsberechnung” des
Linienintegrals

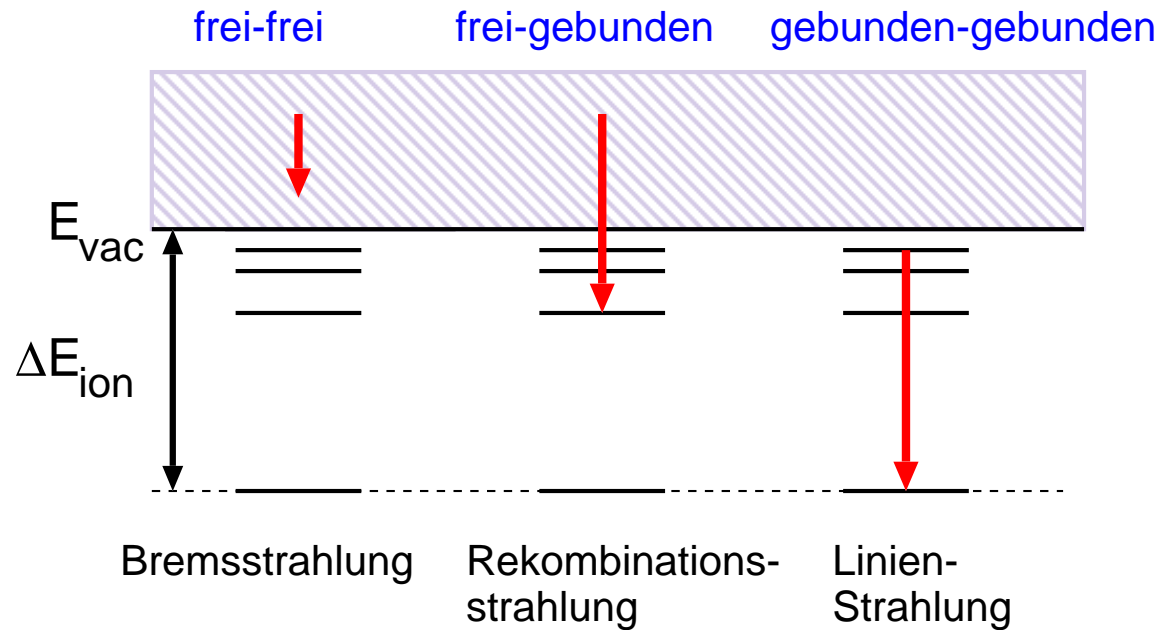
Parameter bestimmt durch Anpassung
(minimale quadratische Abweichung)

Wahl der Profilkategorie schränkt Zahl der
Freiheitsgrade ein

– gut für die Rechnung
– Gefahr eines unphysikalischen
“Vorurteils”



Spektroskopische Messungen



Beispiele:

Neutraler Wasserstoff

H_{α} ($n = 3 \rightarrow 2$): $\lambda = 656.3 \text{ nm}$

Ly_{α} ($n = 2 \rightarrow 1$): $\lambda = 121.5 \text{ nm}$

Wellenlängenbereiche

sichtbar: $\lambda = 400 \dots 700 \text{ nm}$

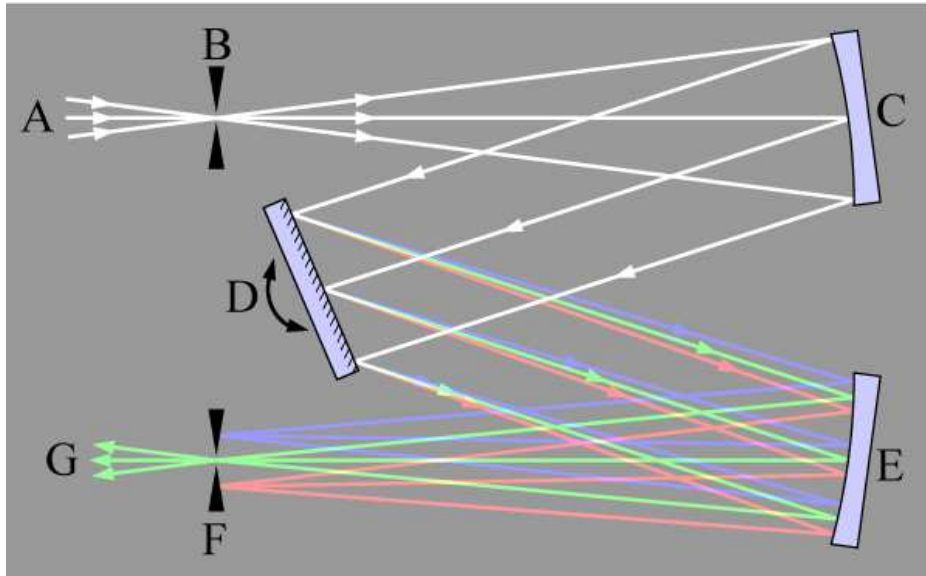
UV ($\lambda = 105 \dots 400 \text{ nm}$)

Vakuum-UV (VUV):

$\lambda \approx 10 \dots 105 \text{ nm}$

Gitter-Monochromator

Czerny-Turner Monochromator:



Quelle: McPherson

C-T Vakuum-Monochromator



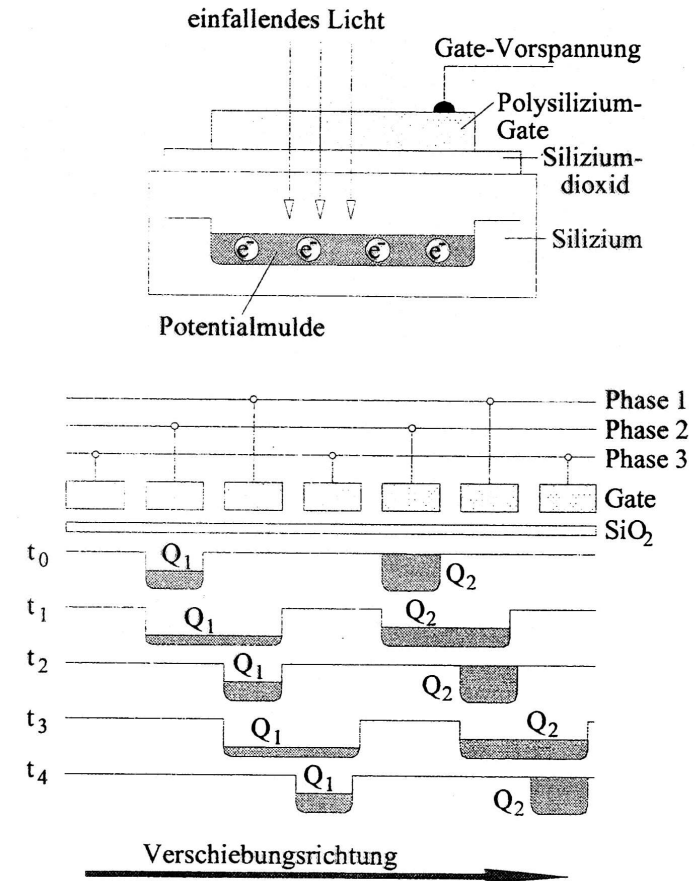
(Abb. o. Gitter)

Detektoren für Spektroskopie

Halbleiter für Detektoren (Band-Band Übergänge)

Detektor	W_0 (eV)	Temperatur (K)	λ_{\max} (μm)
InSb	0.22	77	5.5
PbSb	0.42	193	3
Ge	0.67	103	1.9
Si	1.12	300	1.1
CdSe	1.8	300	0.69
CdS	2.4	300	0.52

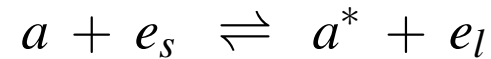
Charge Coupled Device (CCD)



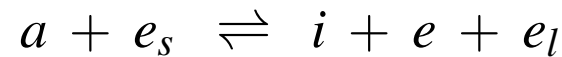
Atomare Prozesse im Plasma

a: Atom, a^* angeregtes Atom, i: Ion, e: Elektron

Elektronenstoss -Anregung / -Abregung (Index s : schnell, l : langsam)



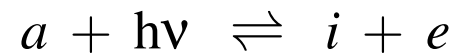
Ionisation / Dreierstossrekombination



Licht-Absorption / -Emission



Photoionisation / strahlende Rekombination



Abgeschwächte Formen des thermischen Gleichgewichts

- **Thermisches Gleichgewicht (TE)**

Alle Prozesse und Umkehrprozesse stehen separat im Gleichgewicht (Ratengleichheit).

Strahlungsgleichgewicht: Strahlung entspricht der Planck'schen Hohlraumstrahlung (fast nie im Plasma der Fall).

- **Lokales Thermisches Gleichgewicht (LTE)**

Die Besetzungswahrscheinlichkeiten können durch eine lokal definierte Temperatur beschrieben werden. Die Saha-Gleichung gilt. Beispiel: Thermischer Lichtbogen. (erfordert Gradienten \ll freie Weglänge, Zeitskala lang gegen Stoßzeit)

- **Partielles Lokales Thermisches Gleichgewicht (PLTE)**

Stöße zwischen den Atomen im angeregten Zustand sind weit häufiger als im Grundzustand (größerer Bahnradius).

Angeregte Zustände werden durch LTE beschrieben, Grundzustand nicht.

Ausserdem $T_e \neq T_i, T_a$.

Korona-Modell

Bei niedriger Plasma-Dichte gilt auch nicht PLTE:

- Geringe Besetzung der angeregten Zustände
- Kaum abregende Stöße (da wenige Stosspartner)

Vereinfachtes Ratengleichgewicht:

Elektronenstoss-Anregung aus Grundzustand \rightleftharpoons spontane Photoemission

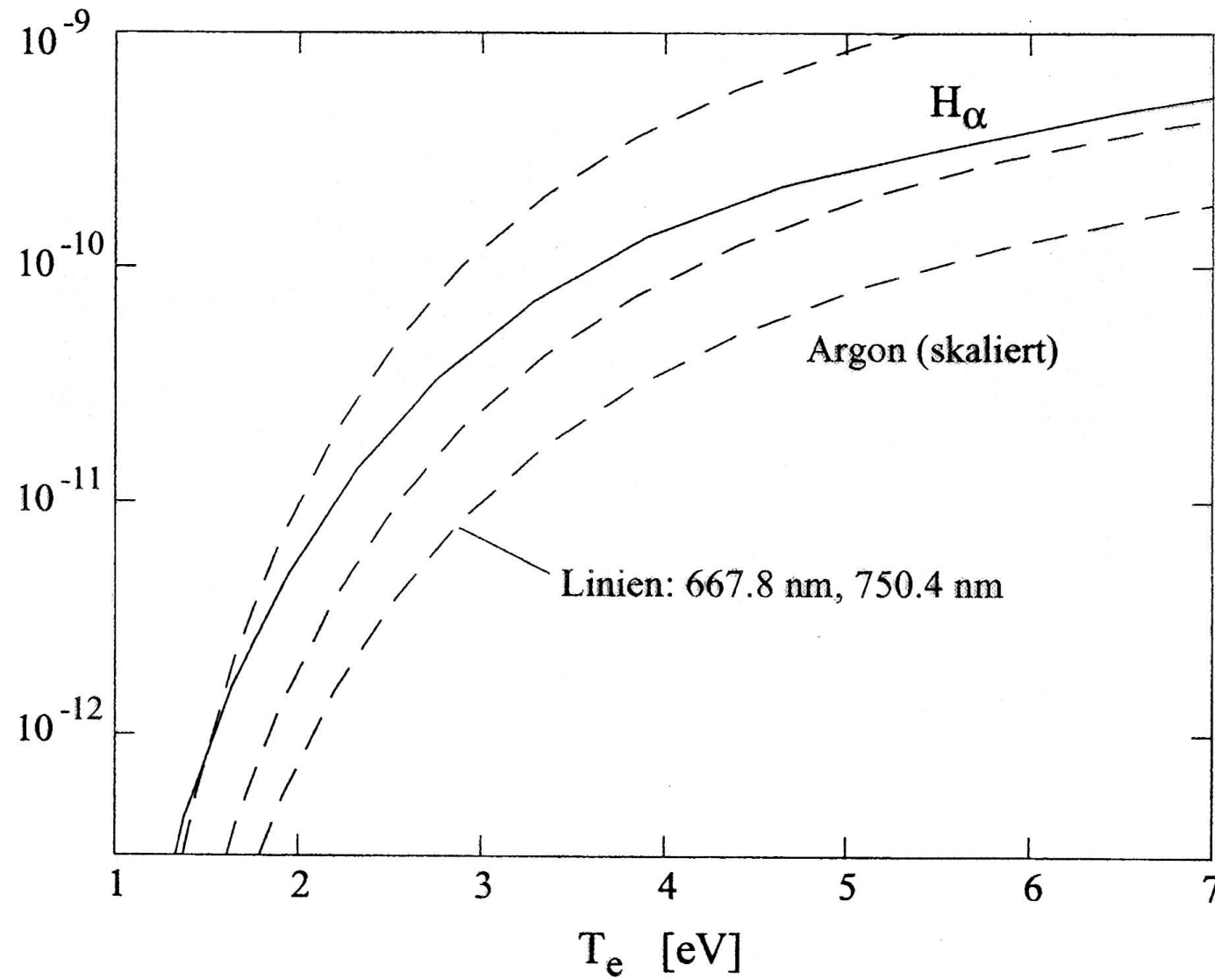
$$\dot{N}_{1,m} = n_1 n_e X_{1,m}(T_e) = \sum_k \dot{N}_{m,k} = n_m \sum_{k < m} A_{m,k}$$

n_1 (n_m): Dichte der Atome im Grundzustand (Zustand m),

$X_{1,m} = \langle v_{th,e} \sigma_{1,m} \rangle = f(T_e)$: Ratenkoeffizient Elektronenstoss-Anregung,

$A_{m,k}$: Übergangswahrscheinlichkeit von Zustand m in Zustand k .

Anregungsratenkoeffizient



Korona-Modell (2)

Intensität einer Spektrallinie $m \rightarrow j$ (Übergangswahrsch. $A_{m,j}$)

$$\epsilon_{m,j} = \frac{h\nu}{4\pi} n_m A_{m,j} = \frac{h\nu}{4\pi} n_1 n_e X_{1,m} \frac{A_{m,j}}{\sum_{(k < m)} A_{m,k}}$$

wobei n_m aus Ratengleichgewicht eingesetzt wurde.

Def. Verzweigungsverhältnis (engl. *branching ratio*)

$$B_{m,j} = \frac{A_{m,j}}{\sum_{(k < m)} A_{m,k}}$$

Anzahl der emittierten Photonen pro Zeit:

$$\dot{N}_{m,j} = n_1 n_e X_{1,m} B_{m,j}$$

Besetzungsdichte (“Massenwirkungsgesetz”):

$$\frac{n_m}{n_1 n_e} = f(T_e) \neq f(n_e)$$

Ionisationsgleichgewicht

Wie zuvor, jedoch Ratengleichgewicht

Elektronenstoss-Ionisation \rightleftharpoons Strahlungsrekombination

$$\dot{N}_{Z,Z+1} = n_Z n_e S_{Z,Z+1}(T_e) = \dot{N}_{Z+1,Z} = n_e n_{Z+1} \alpha(T_e)$$

Ionisationsgrad

$$\frac{n_{Z+1}}{n_Z} = \frac{S(T_e)}{\alpha(T_e)} = f(T_e) \neq f(n_e)$$

Vergleich mit (L)TE, Saha-Gleichung (s. 1. Vorlesung)

$$\frac{n_e^2}{n_0} = 2 \frac{g_i}{g_0} \frac{(2\pi m_e k_B T)^{3/2}}{(2\pi\hbar)^3} \exp(-E_{ion}/k_B T) \Rightarrow \frac{n_e}{n_0} = \frac{1}{n_e} f(T_e)$$

Verwende einfachste Stoss-Strahlungs-Modelle für $n_e \leq 10^{19} \text{ m}^{-3}$,

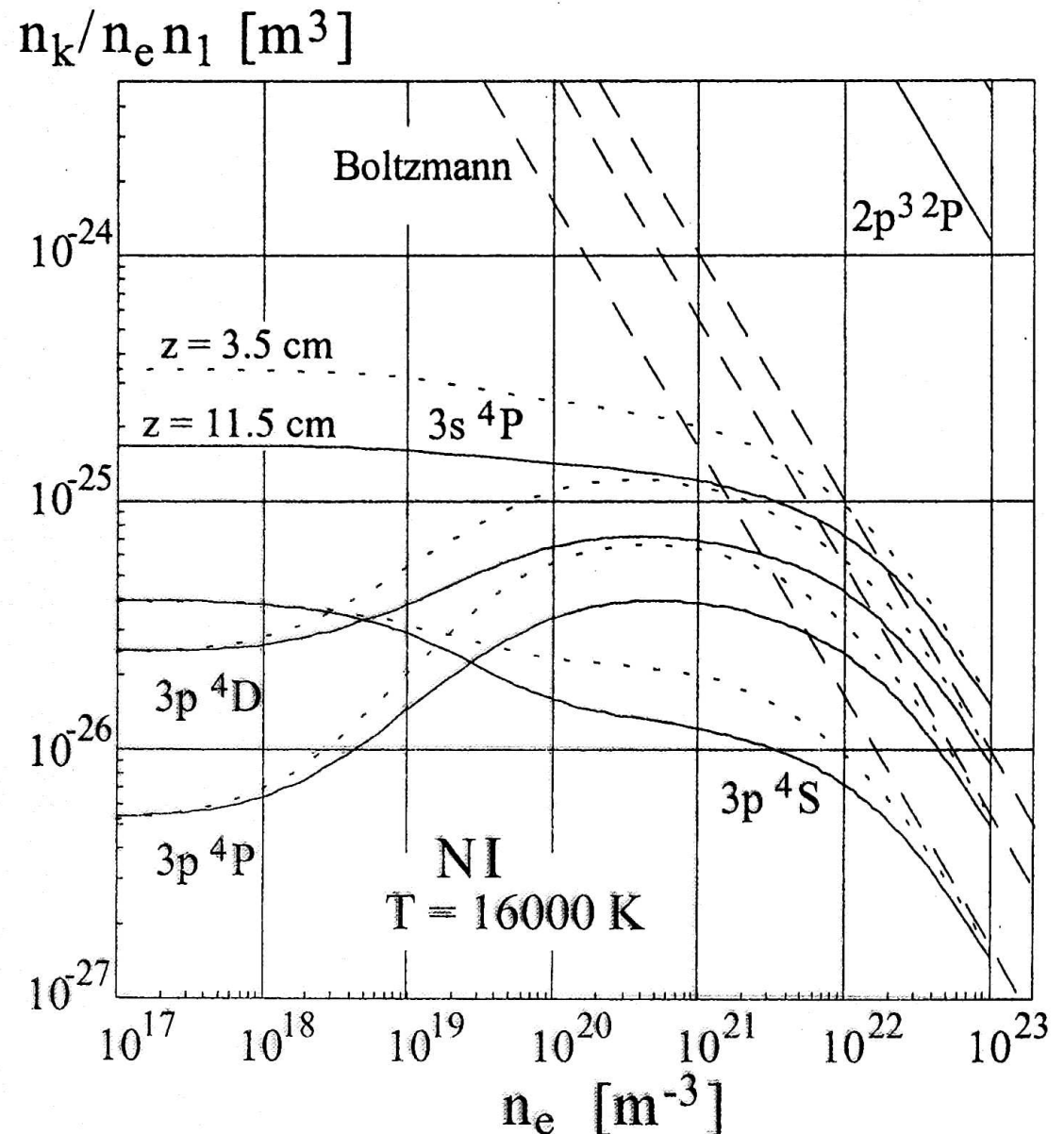
LTE (Saha-Gl.) für $n_e \geq 10^{23} \text{ m}^{-3}$,

Übergangsbereich erfordert (numerische) Lösung mehrerer Ratengleichungen.

Besetzung vs. Elektronendichte

Beispiel:

Besetzung einiger angeregter Niveaus des Stickstoffatoms mit Hilfe eines Stoß-Strahlungs-Modells. Bei den verschiedenen Positionen z unterscheidet sich das Plasma in der optischen Dicke (in den Escape-Faktoren) der Resonanzlinien. Das $3s\ 4P$ -Niveau ist über eine Resonanzlinie mit dem Grundzustand $2p^3\ 4S$ verbunden, die anderen Übergänge sind verboten ($p \rightarrow p$). Die zum Grundzustand verbotenen Übergänge erfahren nur durch die Umverteilung von der optischen Dicke der Resonanzlinien.



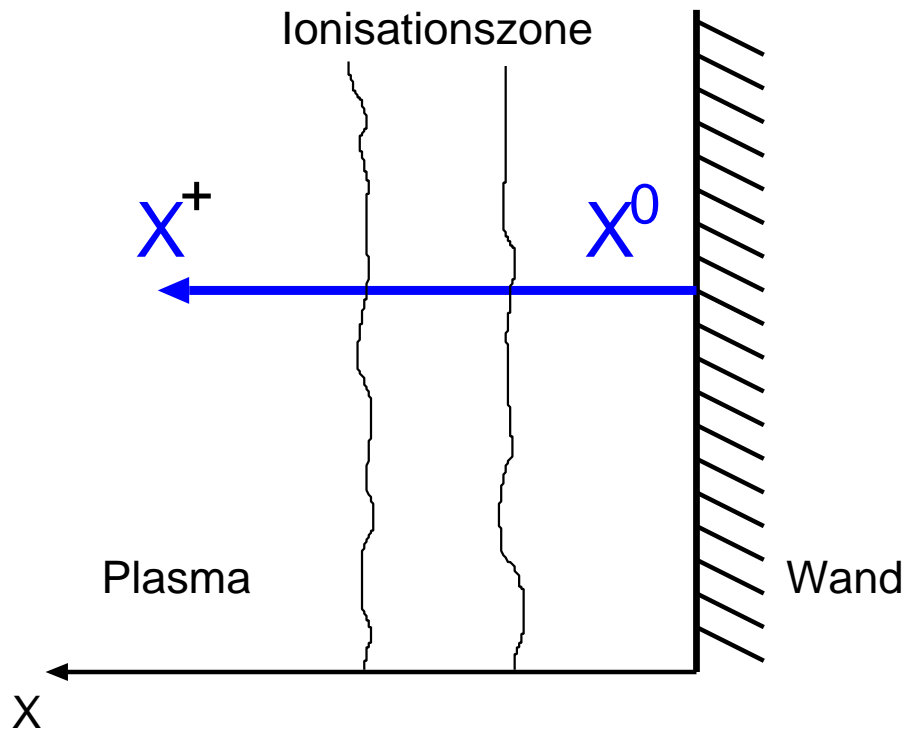
Anwendungen Plasma-Spektroskopie

Beispiele:

1. Messung von Zuflüssen einer Spezies von der Wand ins Plasma
2. Teilchendichtemessung (“Aktinometrie”)
3. Elektronentemperaturmessung
4. (Gastemperaturmessung)

Zufluss-Messung

Meist erodiert das Wandmaterial.



Bei Eintritt ins Plasma:

- teilweise Anregung
- teilweise Ionisation

Ann.: Anregungsrate = Emissionsrate

Messe emittierten Photonenfluss in einer Linie
(Element k):

$$L = \int n_k n_e X_k B \, dx$$

X_k : Ratenkoeffizient für die Anregung

B : Verzweigungsverhältnis für diese Linie

Neutralenfluss von der Wand:

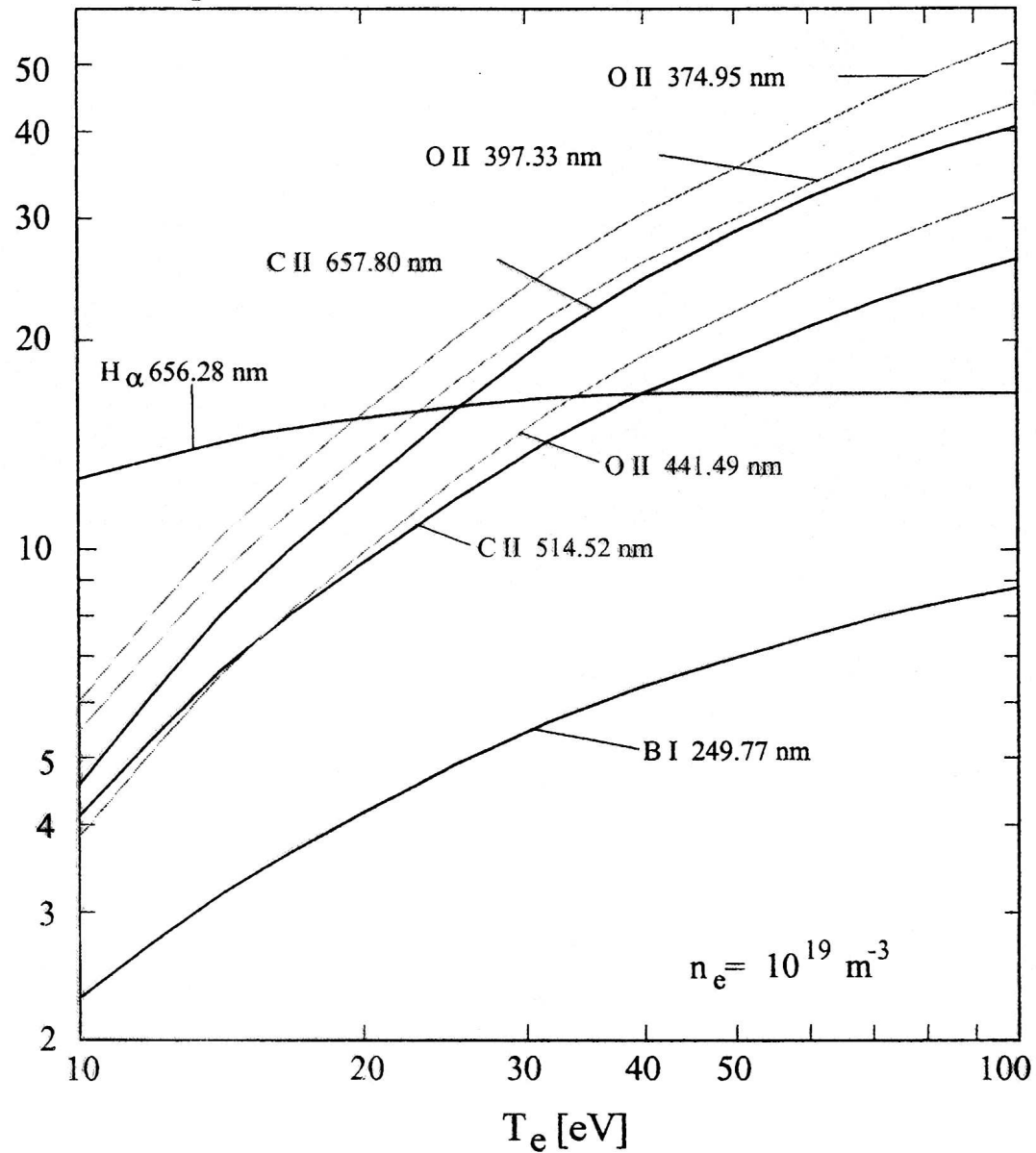
$$\nabla \cdot \Gamma_k = \frac{d}{dx} \Gamma_k = -n_k n_e S_k$$

S_k : Ionisations-Ratenkoeffizient

$$\Gamma_k(0) = \frac{\int n_k n_e S_k \, dx}{\int n_k n_e X_k B \, dx} L \approx \frac{S_k}{X_k B} L$$

S/XB -Verhältnis

Ionisationsprozesse / Photon S / XB



Teilchendichtemessung

Um absolute Teilchendichte aus Spektren zu gewinnen, muss die Empfindlichkeit des Spektrometers absolut kalibriert sein.

Trick: Relative Messung im Vergleich mit Spezies bekannter Konzentration

Beispiel: Messung der atomaren Wasserstoffdichte

Intensität: $L_H = \int n_H n_e X_H dx$.

Mische Ar mit bekannter Dichte zu.

$$\frac{L_H}{L_{Ar}} = \frac{\int n_H n_e X_H dx}{\int n_{Ar} n_e X_{Ar} dx} \approx \frac{n_H}{n_{Ar}} \frac{\bar{X}_H}{\bar{X}_{Ar}}$$

Elektronentemperaturmessung

Benutze 2 nahe Linien unterschiedlicher Anregungsenergie, z.B. Ar I, 667.728 nm,

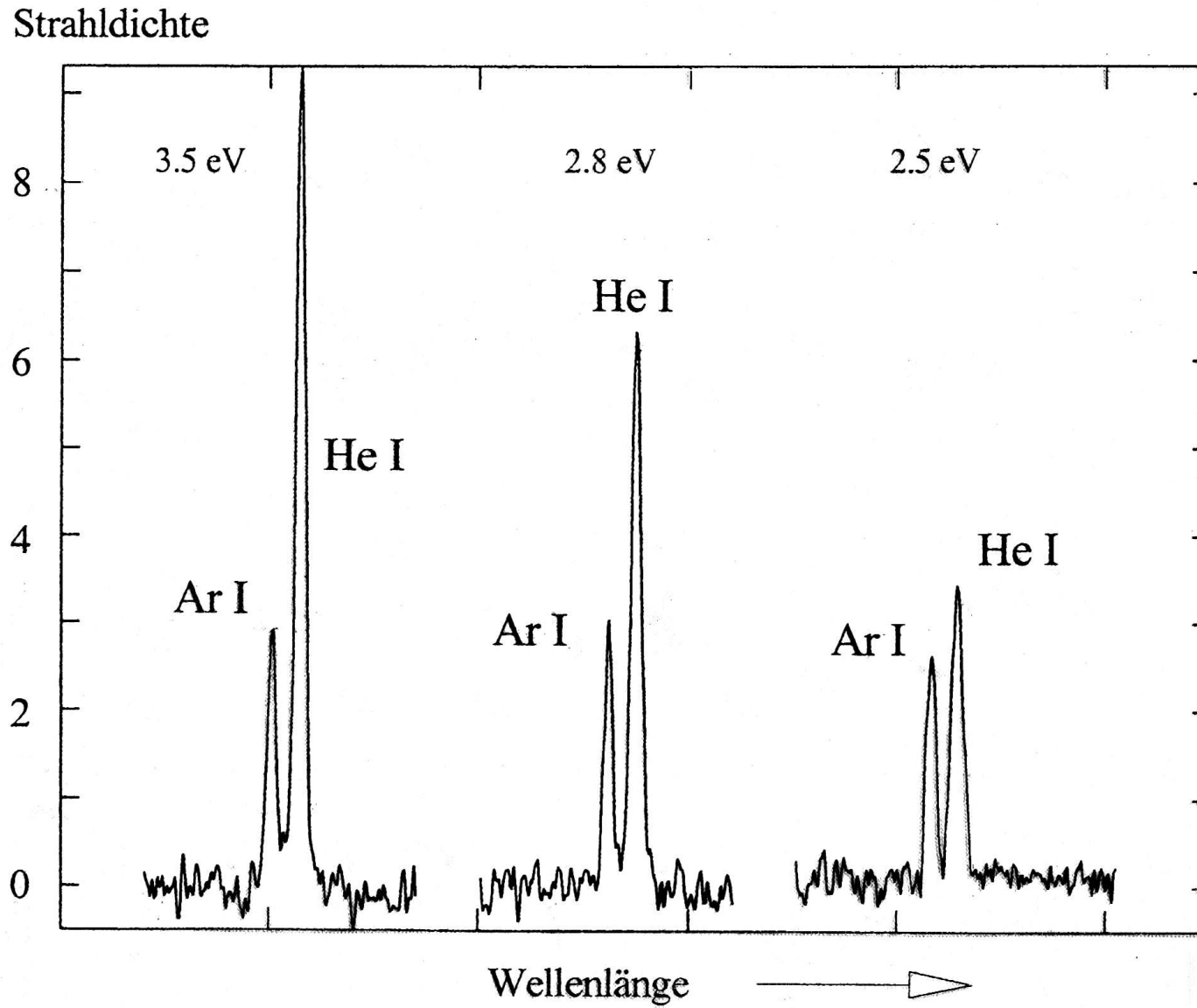
$W \approx 12$ eV

He I, 667.815 nm, $W \approx 24$ eV

→ “Van Regemorter-Formel” [Astrophys. J. 136, 906 (1962)] für $k_B T \ll W$:

$$\frac{\dot{N}_{He}}{\dot{N}_{Ar}} = \frac{n_{He} f_{He} g_{He} W_{He}}{n_{Ar} f_{Ar} g_{Ar} W_{Ar}} \exp \left(-\frac{W_{He} - W_{Ar}}{k_B T_e} \right)$$

Beispiel Temperaturmessung



Zusammenfassung - Ausgewählte Diagnostiken

- Magnetische Messungen
 - Magnetischer poloidaler Fluß → Ringspannung
 - Magnetischer toroidaler Fluß → diamagnetischer Effekt → thermische Energie
 - Rogowski-Spule → Plasmastrom
- Hochfrequenz-Diagnostiken
 - Elektronen-Zyklotron-Emission (ECE) → T_e (Profile)
 - Interferometer → \bar{n}_e (Linienintegral)
 - Reflektometrie → n_e (Profile)
- Passive Spektroskopie
 - Linienintensität nahe Wand → Verunreinigungsfluß
 - Verhältnis Linienintensität zweier Spezies → Verunreinigungsdichte
 - Verhältnis zweier Linien der gleichen Spezies → Elektronentemperatur