

Praktische Plasmaphysik in der Halbleiterindustrie Kurs bei Trumpf in Ulm

III Kapazitiv gekoppelte Plasmen, 01. April
2021

Gerhard Franz

Walter Schottky Institut
TU München

<http://www.gerhard-franz.org>



Programm

- Einführung



Programm

- Einführung
- DC-Plasmen und Streuprozesse



Programm

- Einführung
- DC-Plasmen und Streuprozesse
- RF- und Mikrowellen-Plasmen: Aufheizung und Ionisation



Programm

- Einführung
- DC-Plasmen und Streuprozesse
- RF- und Mikrowellen-Plasmen: Aufheizung und Ionisation
- CCP- und ICP-Entladungen: Aufheizung, Elektrodenpotentiale und DC-Bias, Streuprozesse, Gegenüberstellung



Programm

- Einführung
- DC-Plasmen und Streuprozesse
- RF- und Mikrowellen-Plasmen: Aufheizung und Ionisation
- CCP- und ICP-Entladungen: Aufheizung, Elektrodenpotentiale und DC-Bias, Streuprozesse, Gegenüberstellung
- Sputtern



Programm

- Einführung
- DC-Plasmen und Streuprozesse
- RF- und Mikrowellen-Plasmen: Aufheizung und Ionisation
- CCP- und ICP-Entladungen: Aufheizung, Elektrodenpotentiale und DC-Bias, Streuprozesse, Gegenüberstellung
- Sputtern
- RIE I + (PE)CVD

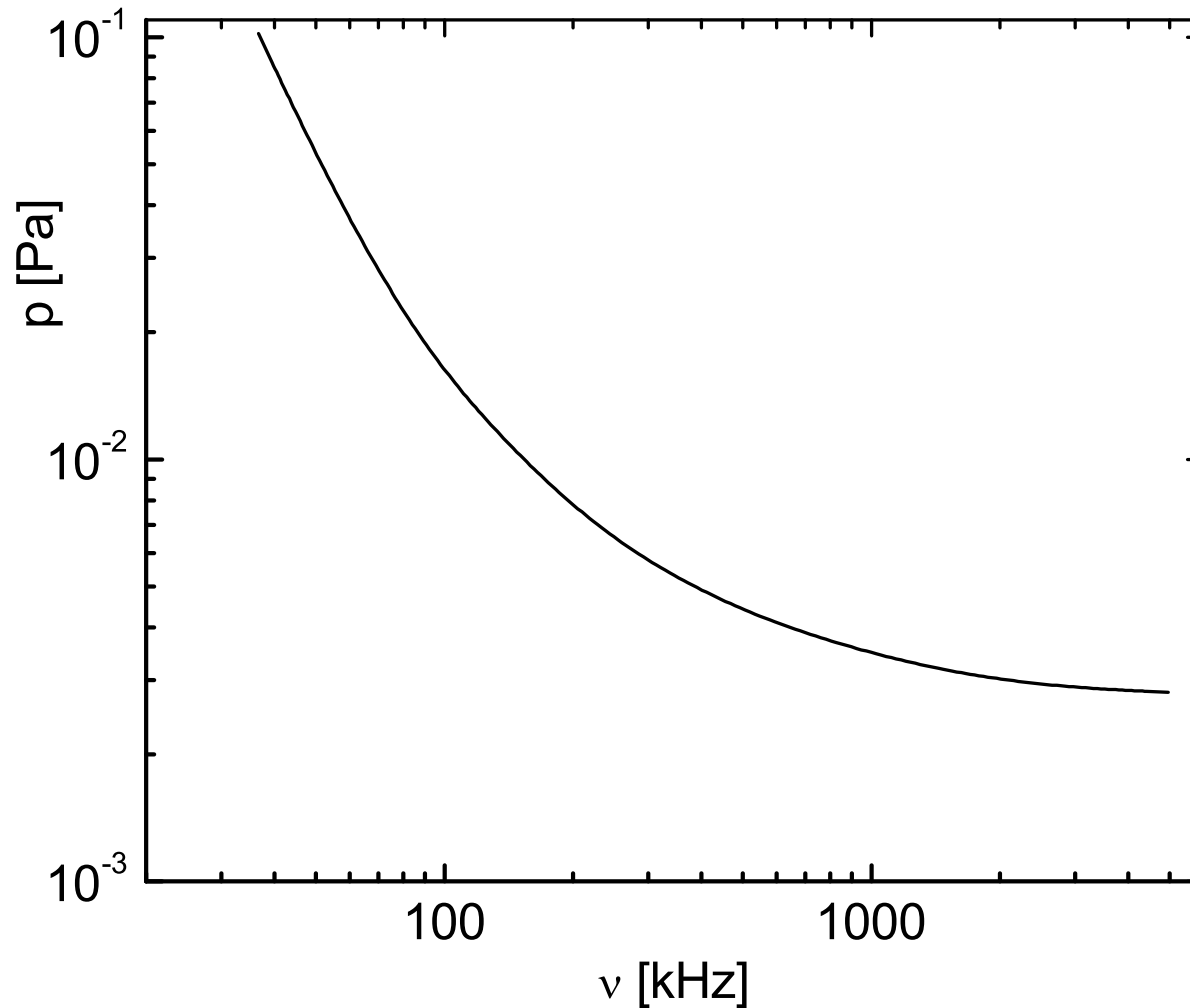


Programm

- Einführung
- DC-Plasmen und Streuprozesse
- RF- und Mikrowellen-Plasmen: Aufheizung und Ionisation
- CCP- und ICP-Entladungen: Aufheizung, Elektrodenpotentiale und DC-Bias, Streuprozesse, Gegenüberstellung
- Sputtern
- RIE I + (PE)CVD
- RIE II: Microfeatures, Ätzmechanismen, Endpunktkontrolle, Plasmadiagnostik



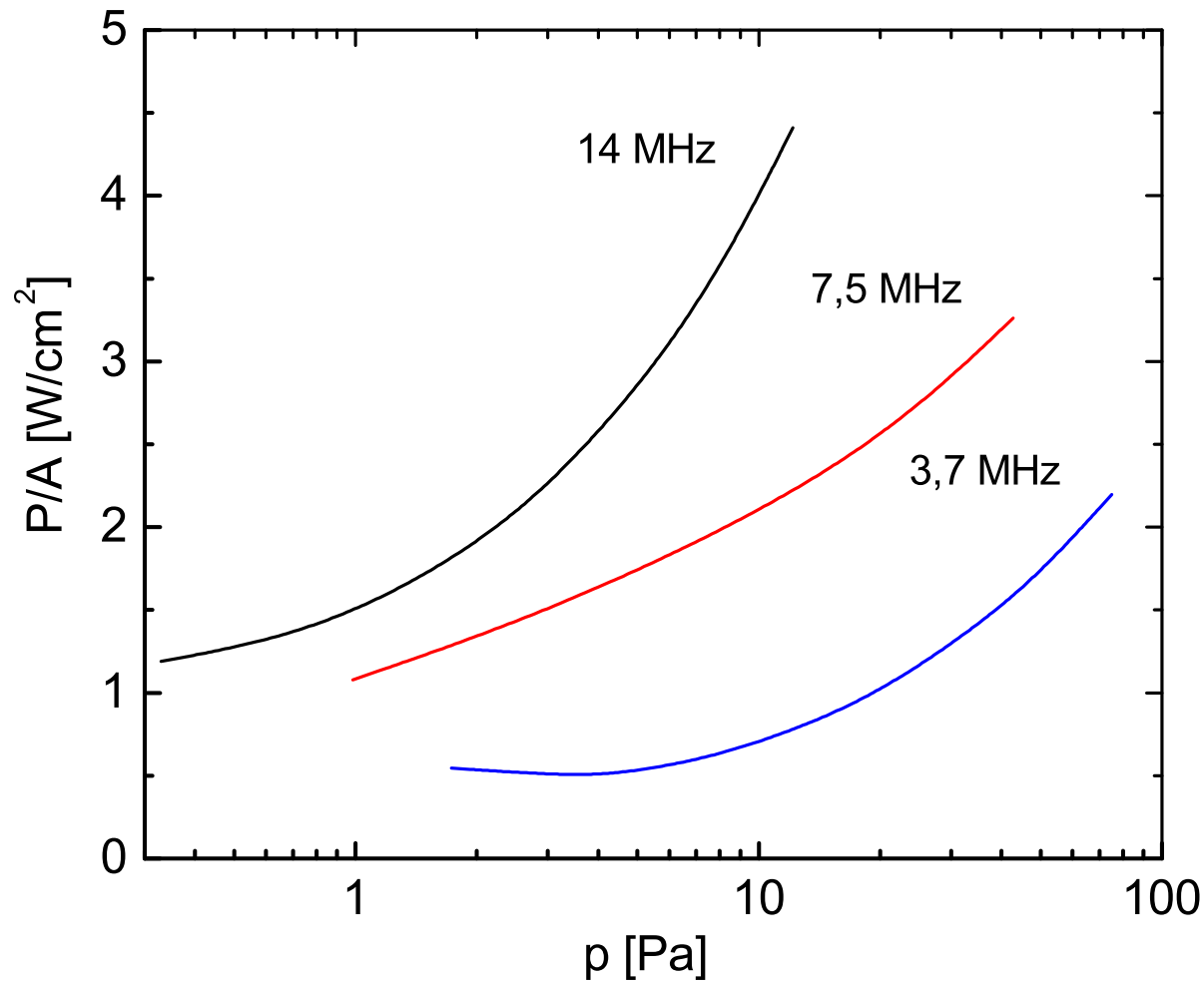
Hochfrequenz-Entladung I



Der zum Zünden eines Plasmas erforderliche Druck nimmt mit steigender Frequenz ab.



Hochfrequenz-Entladung I



Die eingekoppelte HF-Leistung verschiebt sich mit steigender Frequenz zu höheren Werten.



Energietransfer auf ein Elektron I

- Das elektromagnet. Wechselfeld führt zu einer Beschleunigung des Elektrons, die eine period. Weg-Zeit-Funktion zur Folge hat.



Energietransfer auf ein Elektron I

- Das elektromagnet. Wechselfeld führt zu einer Beschleunigung des Elektrons, die eine period. Weg-Zeit-Funktion zur Folge hat.
- $m_e \frac{du_e}{dt} = -e_0 E_0 e^{i\omega t}$



Energietransfer auf ein Elektron I

- Das elektromagnet. Wechselfeld führt zu einer Beschleunigung des Elektrons, die eine period. Weg-Zeit-Funktion zur Folge hat.
- $m_e \frac{du_e}{dt} = -e_0 E_0 e^{i\omega t}$
- $u_e = -\frac{e_0}{m_e} \frac{1}{i\omega} E_0 e^{i\omega t}$



Energietransfer auf ein Elektron I

- Das elektromagnet. Wechselfeld führt zu einer Beschleunigung des Elektrons, die eine period. Weg-Zeit-Funktion zur Folge hat.

- $$m_e \frac{du_e}{dt} = -e_0 E_0 e^{i\omega t}$$

- $$u_e = -\frac{e_0}{m_e} \frac{1}{i\omega} E_0 e^{i\omega t}$$

- $$x_e = \frac{e_0}{m_e} \frac{1}{\omega^2} E_0 e^{i\omega t}$$



Energietransfer auf ein Elektron I

- Das elektromagnet. Wechselfeld führt zu einer Beschleunigung des Elektrons, die eine period. Weg-Zeit-Funktion zur Folge hat.

- $m_e \frac{du_e}{dt} = -e_0 E_0 e^{i\omega t}$

- $u_e = -\frac{e_0}{m_e} \frac{1}{i\omega} E_0 e^{i\omega t}$

- $x_e = \frac{e_0}{m_e} \frac{1}{\omega^2} E_0 e^{i\omega t}$

- Die Energieaufnahme über eine Periode ist

$$\int_0^{2\pi} e^{i\omega t} dt = 0.$$



Energietransfer auf ein Elektron I

- Das elektromagnet. Wechselfeld führt zu einer Beschleunigung des Elektrons, die eine period. Weg-Zeit-Funktion zur Folge hat.
- $m_e \frac{du_e}{dt} = -e_0 E_0 e^{i\omega t}$
- $u_e = -\frac{e_0}{m_e} \frac{1}{i\omega} E_0 e^{i\omega t}$
- $x_e = \frac{e_0}{m_e} \frac{1}{\omega^2} E_0 e^{i\omega t}$
- Die Energieaufnahme über eine Periode ist $\int_0^{2\pi} e^{i\omega t} = 0$.
- Was ist die maximale Energie, die ein Elektron in einer Halbwelle aufnehmen kann?



Energietransfer auf ein Elektron I

- Das elektromagnet. Wechselfeld führt zu einer Beschleunigung des Elektrons, die eine period. Weg-Zeit-Funktion zur Folge hat.
- $m_e \frac{du_e}{dt} = -e_0 E_0 e^{i\omega t}$
- $u_e = -\frac{e_0}{m_e} \frac{1}{i\omega} E_0 e^{i\omega t}$
- $x_e = \frac{e_0}{m_e} \frac{1}{\omega^2} E_0 e^{i\omega t}$
- Die Energieaufnahme über eine Periode ist $\int_0^{2\pi} e^{i\omega t} = 0$.
- Was ist die maximale Energie, die ein Elektron in einer Halbwelle aufnehmen kann?
- $E = 100 \text{ V/cm}, \nu = 2,45 \text{ GHz}: E_{\text{kin}} = 36 \text{ meV}.$



Energietransfer auf ein Elektron II

- Wir benötigen einen weiteren Mechanismus für die dauerhafte Energieübertragung!



Energietransfer auf ein Elektron II

- Wir benötigen einen weiteren Mechanismus für die dauerhafte Energieübertragung!
- $\nu_m = \sigma_m u_e n_n$



Energietransfer auf ein Elektron II

- Wir benötigen einen weiteren Mechanismus für die dauerhafte Energieübertragung!
- $\nu_m = \sigma_m u_e n_n$
- Damit wird aus dem 2. NEWTONSchen Axiom



Energietransfer auf ein Elektron II

- Wir benötigen einen weiteren Mechanismus für die dauerhafte Energieübertragung!
- $\nu_m = \sigma_m u_e n_n$
- Damit wird aus dem 2. NEWTONSchen Axiom
- $m_e \left(\frac{u_e}{dt} + \nu_m u_e \right) = -e_0 E_0 e^{i\omega t}$



Energietransfer auf ein Elektron II

- Wir benötigen einen weiteren Mechanismus für die dauerhafte Energieübertragung!
- $\nu_m = \sigma_m u_e n_n$
- Damit wird aus dem 2. NEWTONSchen Axiom
- $m_e \left(\frac{u_e}{dt} + \nu_m u_e \right) = -e_0 E_0 e^{i\omega t}$
- $$u_e = - \frac{e_0}{m_e} \underbrace{\frac{1}{i\omega + \nu_m}}_{\mu_{AC}} E_0 e^{i\omega t}$$



Energietransfer auf ein Elektron II

- Wir benötigen einen weiteren Mechanismus für die dauerhafte Energieübertragung!
- $\nu_m = \sigma_m u_e n_n$
- Damit wird aus dem 2. NEWTONSchen Axiom
- $m_e \left(\frac{u_e}{dt} + \nu_m u_e \right) = -e_0 E_0 e^{i\omega t}$
- $u_e = - \frac{e_0}{\underbrace{m_e i\omega + \nu_m}_{\mu_{AC}}} E_0 e^{i\omega t}$
- $P_{\text{abs}} = -\frac{1}{2} e_0 E_0 u_e \wedge u_e = \mu_{AC} E$



Energietransfer auf N Elektronen

• $nP_{\text{abs}} = -\frac{1}{2} \frac{N}{V} e_0 \mu_{\text{AC}} E^2$



Energietransfer auf N Elektronen

- $nP_{\text{abs}} = -\frac{1}{2} \frac{N}{V} e_0 \mu_{\text{AC}} E^2$

- $nP_{\text{abs}} = \frac{ne_0^2}{m\nu_m} \frac{\nu_m^2}{\nu_m^2 + \omega^2} \frac{E^2}{2}$



Energietransfer auf N Elektronen

- $nP_{\text{abs}} = -\frac{1}{2} \frac{N}{V} e_0 \mu_{\text{AC}} E^2$

- $nP_{\text{abs}} = \frac{ne_0^2}{m\nu_m} \frac{\nu_m^2}{\nu_m^2 + \omega^2} \frac{E^2}{2}$

- Ar, 10 mTorr (1,3 Pa): $\nu_m = 65 \cdot 10^6 \text{ sec}^{-1}$



Energietransfer auf N Elektronen

- $nP_{\text{abs}} = -\frac{1}{2} \frac{N}{V} e_0 \mu_{\text{AC}} E^2$

- $nP_{\text{abs}} = \frac{ne_0^2}{m\nu_m} \frac{\nu_m^2}{\nu_m^2 + \omega^2} \frac{E^2}{2}$

- Ar, 10 mTorr (1,3 Pa): $\nu_m = 65 \cdot 10^6 \text{ sec}^{-1}$

- Ar, 1 000 mTorr (133 Pa): $\nu_m = 6,5 \cdot 10^9 \text{ sec}^{-1}$



Energietransfer auf N Elektronen

- $nP_{\text{abs}} = -\frac{1}{2} \frac{N}{V} e_0 \mu_{\text{AC}} E^2$

- $nP_{\text{abs}} = \frac{ne_0^2}{m\nu_m} \frac{\nu_m^2}{\nu_m^2 + \omega^2} \frac{E^2}{2}$

- Ar, 10 mTorr (1,3 Pa): $\nu_m = 65 \cdot 10^6 \text{ sec}^{-1}$

- Ar, 1 000 mTorr (133 Pa): $\nu_m = 6,5 \cdot 10^9 \text{ sec}^{-1}$

- $\nu_{\text{err}} = 13,56 \text{ MHz} : \omega_{\text{err}} = 85,2 \text{ MHz}$



Energietransfer auf N Elektronen

- $nP_{\text{abs}} = -\frac{1}{2} \frac{N}{V} e_0 \mu_{\text{AC}} E^2$

- $nP_{\text{abs}} = \frac{ne_0^2}{m\nu_m} \frac{\nu_m^2}{\nu_m^2 + \omega^2} \frac{E^2}{2}$

- Ar, 10 mTorr (1,3 Pa): $\nu_m = 65 \cdot 10^6 \text{ sec}^{-1}$

- Ar, 1 000 mTorr (133 Pa): $\nu_m = 6,5 \cdot 10^9 \text{ sec}^{-1}$

- $\nu_{\text{err}} = 13,56 \text{ MHz} : \omega_{\text{err}} = 85,2 \text{ MHz}$

- $\nu_{\text{err}} = 2450 \text{ MHz} : \omega_{\text{err}} = 15,4 \text{ GHz}$



Energietransfer auf N Elektronen

- $nP_{\text{abs}} = -\frac{1}{2} \frac{N}{V} e_0 \mu_{\text{AC}} E^2$

- $nP_{\text{abs}} = \frac{ne_0^2}{m\nu_m} \frac{\nu_m^2}{\nu_m^2 + \omega^2} \frac{E^2}{2}$

- Ar, 10 mTorr (1,3 Pa): $\nu_m = 65 \cdot 10^6 \text{ sec}^{-1}$

- Ar, 1 000 mTorr (133 Pa): $\nu_m = 6,5 \cdot 10^9 \text{ sec}^{-1}$

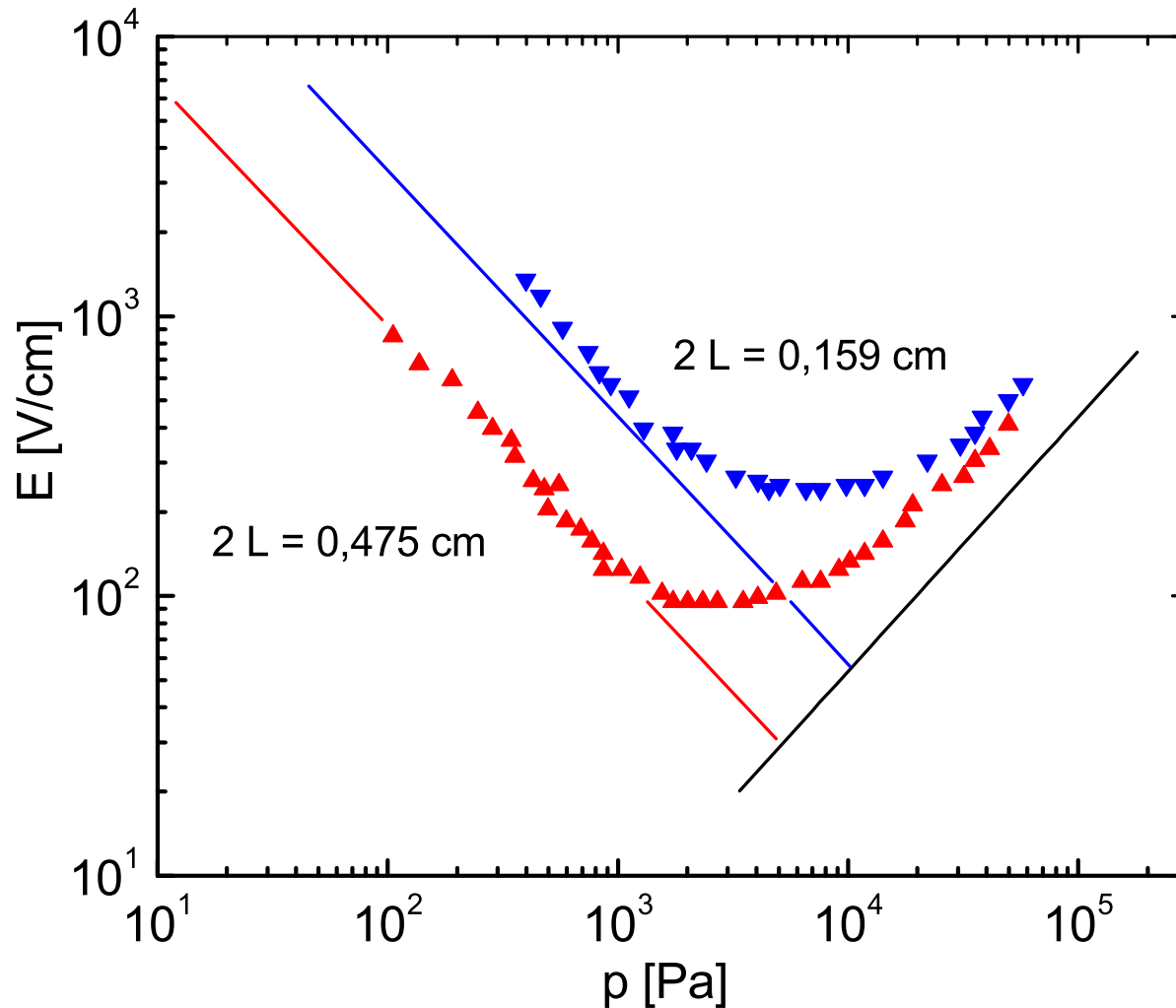
- $\nu_{\text{err}} = 13,56 \text{ MHz} : \omega_{\text{err}} = 85,2 \text{ MHz}$

- $\nu_{\text{err}} = 2450 \text{ MHz} : \omega_{\text{err}} = 15,4 \text{ GHz}$

- In Mikrowellenentladungen (2,45 GHz) sollte der Druck einige 100 Pa betragen, in RF-Entladungen ($n \cdot 13,56 \text{ MHz}$) einige Pa.



Durchbruch

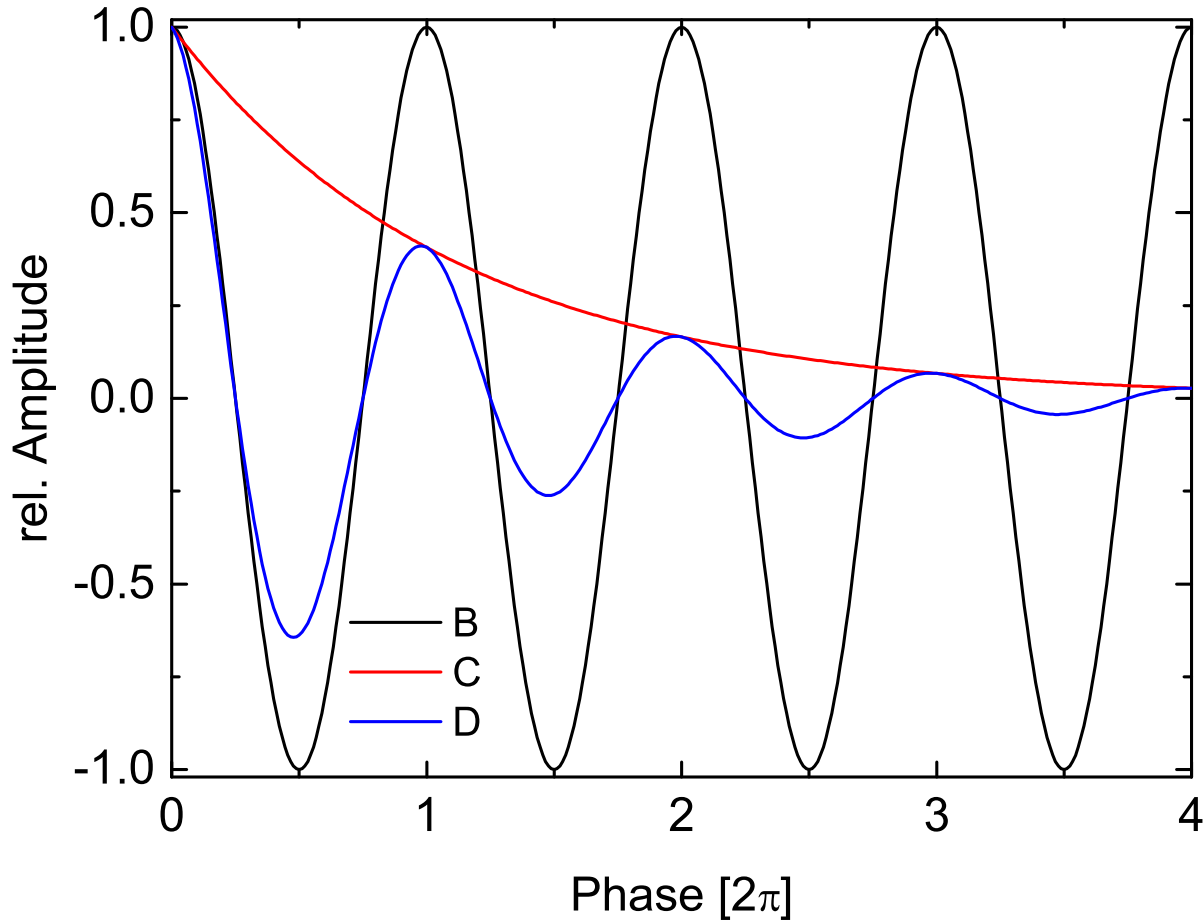


Mikrowellen-Durchbruch in He/Hg
Maximum des Leistungseintrags bei

$$\nu_m = \omega_{\text{err}} = 2\pi\nu_{\text{err}}.$$



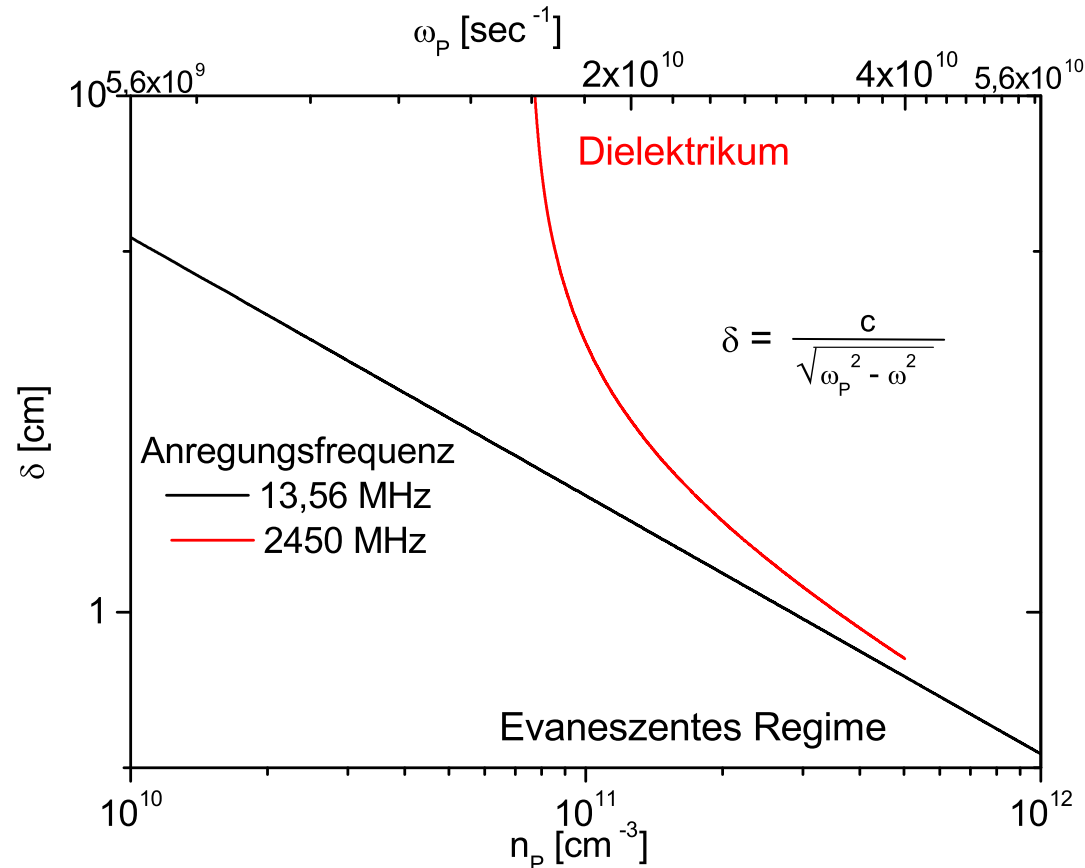
Eindringtiefe



Ein HF-Feld wird beim Eindringen in ein Plasma geschwächt.



Hochfrequenz-Entladung II



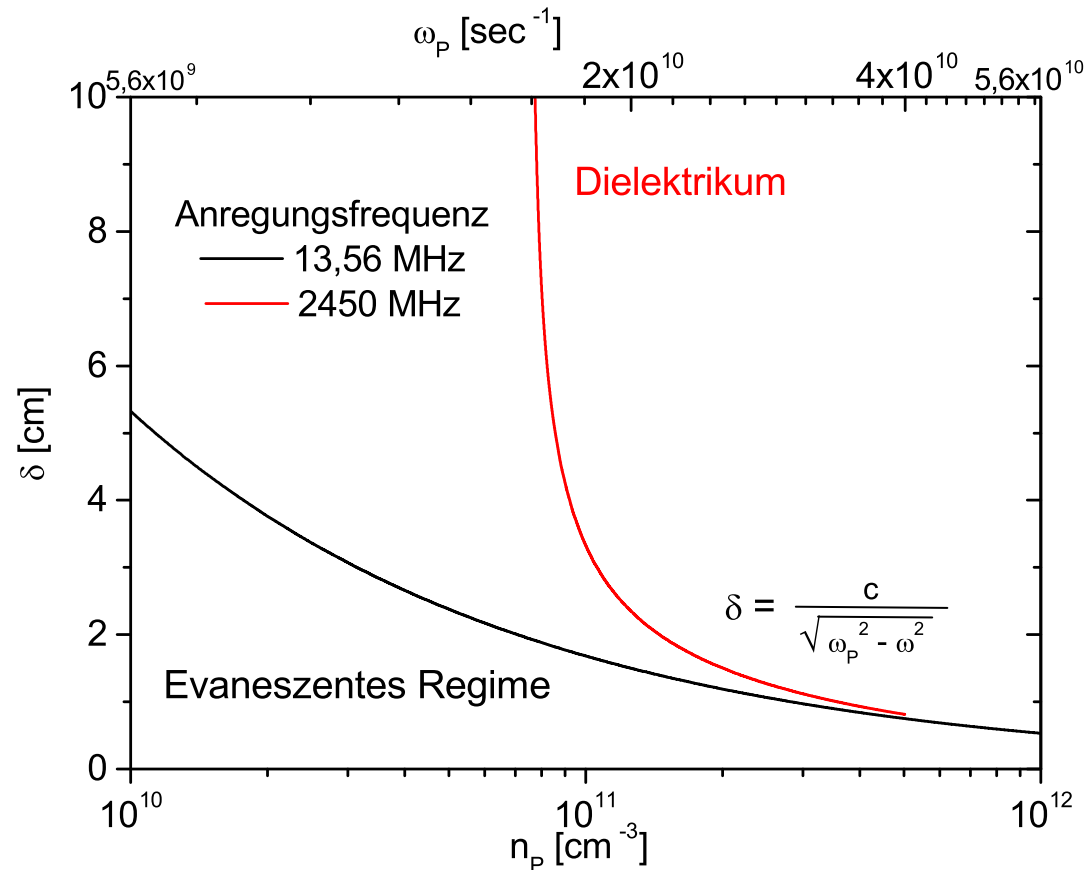
Eindringtiefe in zwei unterschiedlich angeregte Niederdruckplasmen bei 13,56 MHz (schwarz) und 2,45 GHz (rot).

ω_p in Mikrowellenplasmen ist kleiner als ω_{err} ,

ω_p in RF-Plasmen ist größer als ω_{err} .



Hochfrequenz-Entladung II



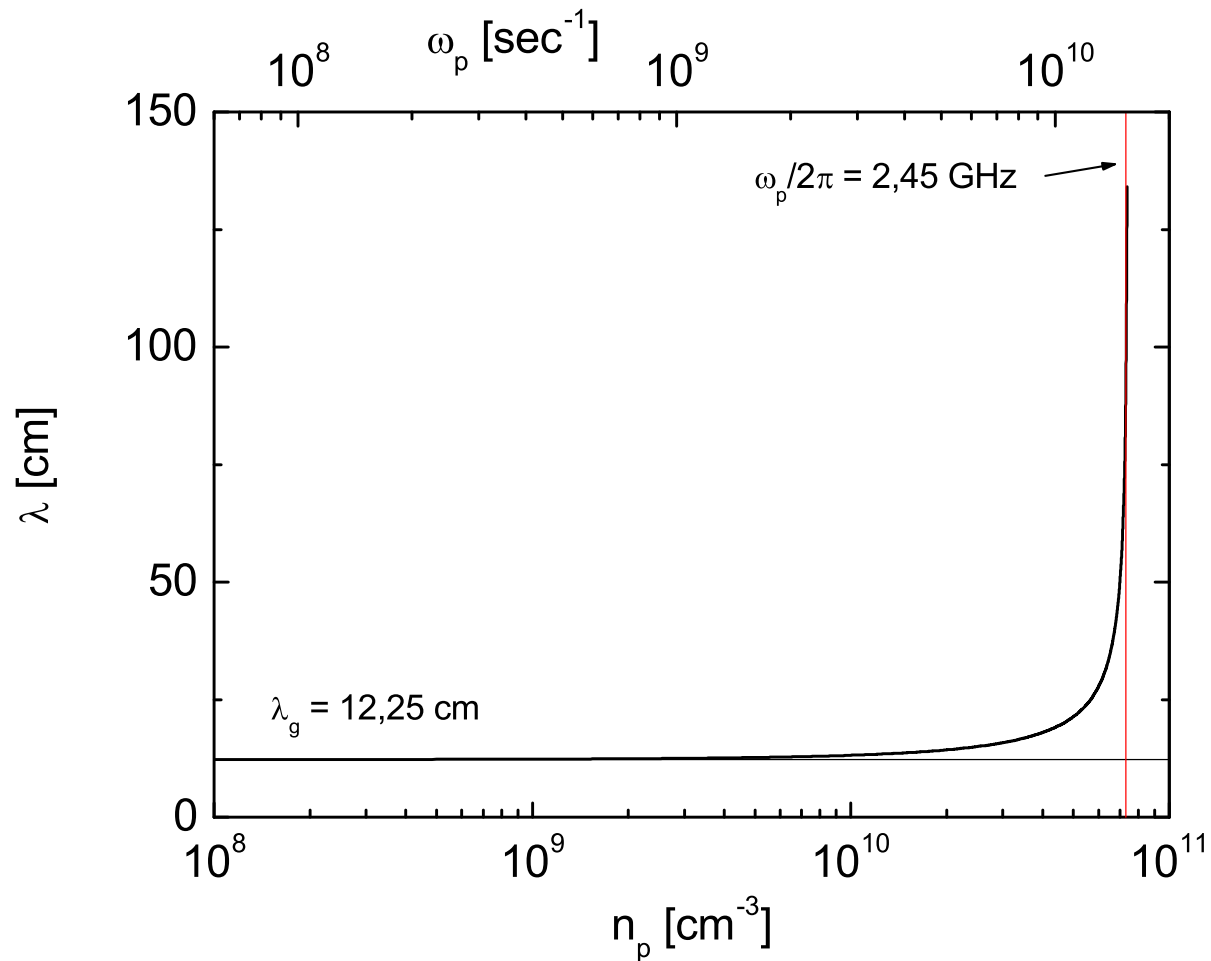
Eindringtiefe in zwei unterschiedlich angeregte Niederdruckplasmen bei 13,56 MHz (schwarz) und 2,45 GHz (rot).

ω_p in Mikrowellenplasmen ist kleiner als ω_{err} ,

ω_p in RF-Plasmen ist größer als ω_{err} .



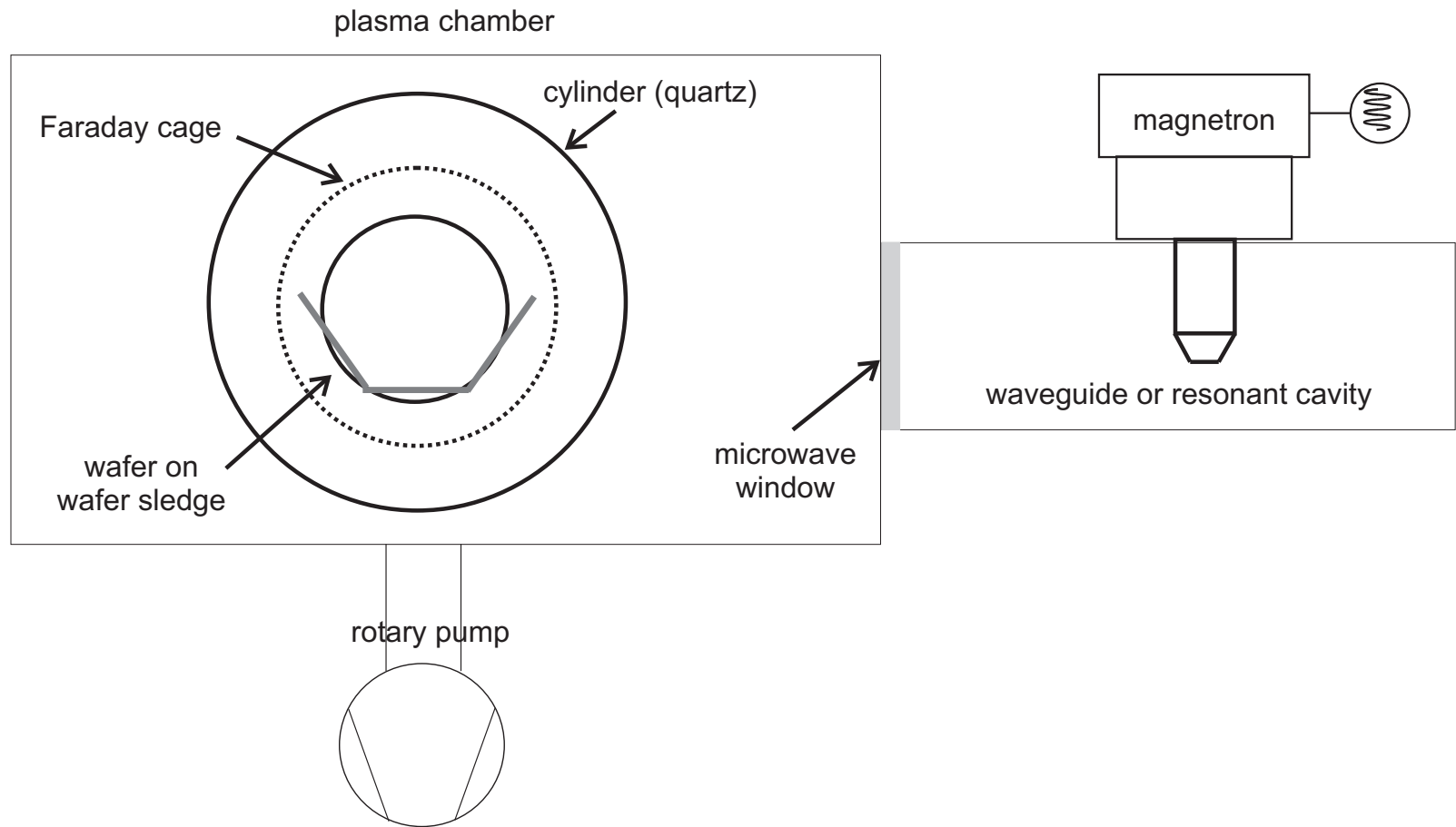
Hochfrequenz-Entladung II



Am Cutoff wird die Wellenlänge ∞ .



Barrel-Reaktor



Im Barrel-Reaktor werden isotrope Ätzungen durchgeführt.



Mikrowellenentladungen I

- Ankopplung eines Magnetrons über einen Wellenleiter an eine evakuierte Glasglocke im Barrel-Reaktor.



Mikrowellenentladungen I

- Ankopplung eines Magnetrons über einen Wellenleiter an eine evakuierte Glasglocke im Barrel-Reaktor.
- Aufheizung der Elektronen durch OHMsche Heizung, Thermalisierung durch Stöße mit Neutralkolekeln.



Mikrowellenentladungen I

- Ankopplung eines Magnetrons über einen Wellenleiter an eine evakuierte Glasglocke im Barrel-Reaktor.
- Aufheizung der Elektronen durch OHMsche Heizung, Thermalisierung durch Stöße mit Neutralkolekeln.
- Die Entladung ist elektrodenslos.



Mikrowellenentladungen I

- Ankopplung eines Magnetrons über einen Wellenleiter an eine evakuierte Glasglocke im Barrel-Reaktor.
- Aufheizung der Elektronen durch OHMsche Heizung, Thermalisierung durch Stöße mit Neutralkolekeln.
- Die Entladung ist elektrodenlos.
- Bei Drücken im mbar-Bereich ($n \approx 10^{16} / \text{cm}^3$) ist die Durchbruchspannung bei der FCC-Frequenz von 2,45 GHz am niedrigsten.



Mikrowellenentladungen I

- Ankopplung eines Magnetrons über einen Wellenleiter an eine evakuierte Glasglocke im Barrel-Reaktor.
- Aufheizung der Elektronen durch OHMsche Heizung, Thermalisierung durch Stöße mit Neutralkolekeln.
- Die Entladung ist elektrodelenos.
- Bei Drücken im mbar-Bereich ($n \approx 10^{16} / \text{cm}^3$) ist die Durchbruchspannung bei der FCC-Frequenz von 2,45 GHz am niedrigsten.
- Ist die Frequenz des elastischen Stoßes zwischen Elektronen und Neutralteilchen ν_m gleich ω_{err} , ist die Ionisation maximal.



Mikrowellenentladungen II

- Die Plasmadichte erreicht kaum $10^{10}/\text{cm}^3 \Rightarrow$ Ionisationsgrad im ppm-Bereich.



Mikrowellenentladungen II

- Die Plasmadichte erreicht kaum $10^{10}/\text{cm}^3 \Rightarrow$ Ionisationsgrad im ppm-Bereich.
- Damit ist der Übertragungsbereich der des Dielektrikum-Regimes mit „unendlicher“ Eindringtiefe.



Mikrowellenentladungen II

- Die Plasmadichte erreicht kaum $10^{10}/\text{cm}^3 \Rightarrow$ Ionisationsgrad im ppm-Bereich.
- Damit ist der Übertragungsbereich der des Dielektrikum-Regimes mit „unendlicher“ Eindringtiefe.
- Mikrowellen-RIE im Barrel-Reaktor mit und ohne Faraday-Käfig, der einen Abtrag durch Ionen verhindert. Sehr sanfte isotrope Ätzung hoher Selektivität.



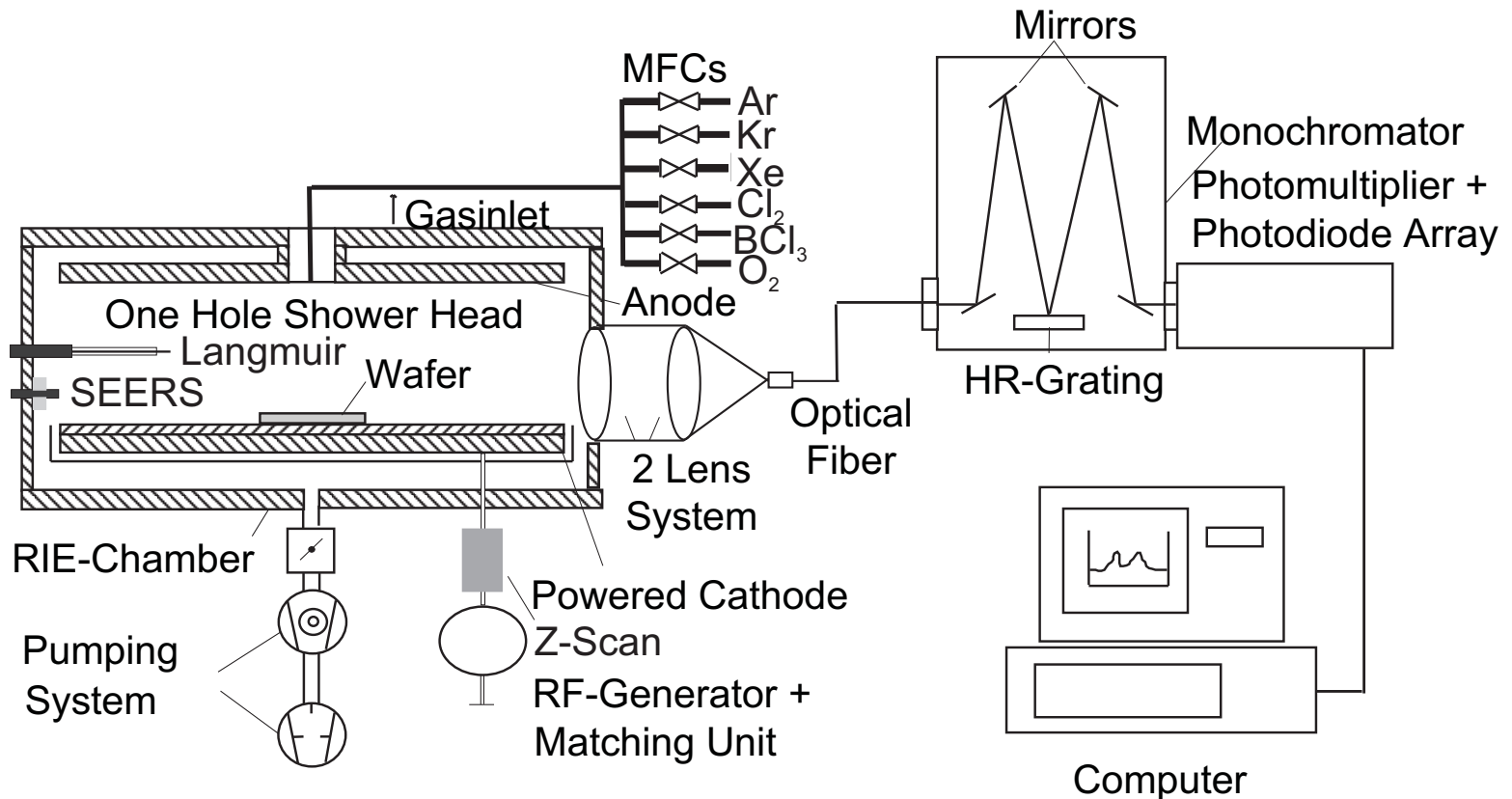
Mikrowellenentladungen II

- Die Plasmadichte erreicht kaum $10^{10}/\text{cm}^3 \Rightarrow$ Ionisationsgrad im ppm-Bereich.
- Damit ist der Übertragungsbereich der des Dielektrikum-Regimes mit „unendlicher“ Eindringtiefe.
- Mikrowellen-RIE im Barrel-Reaktor mit und ohne Faraday-Käfig, der einen Abtrag durch Ionen verhindert. Sehr sanfte isotrope Ätzung hoher Selektivität.
- Sanfte PE-CVD für Abscheidung organischer Schichten.



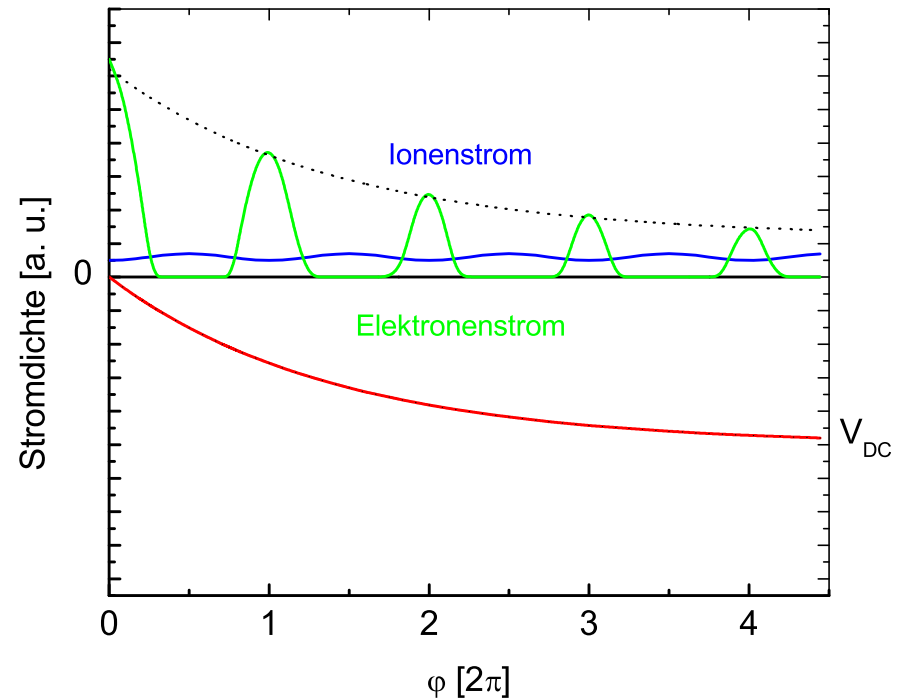
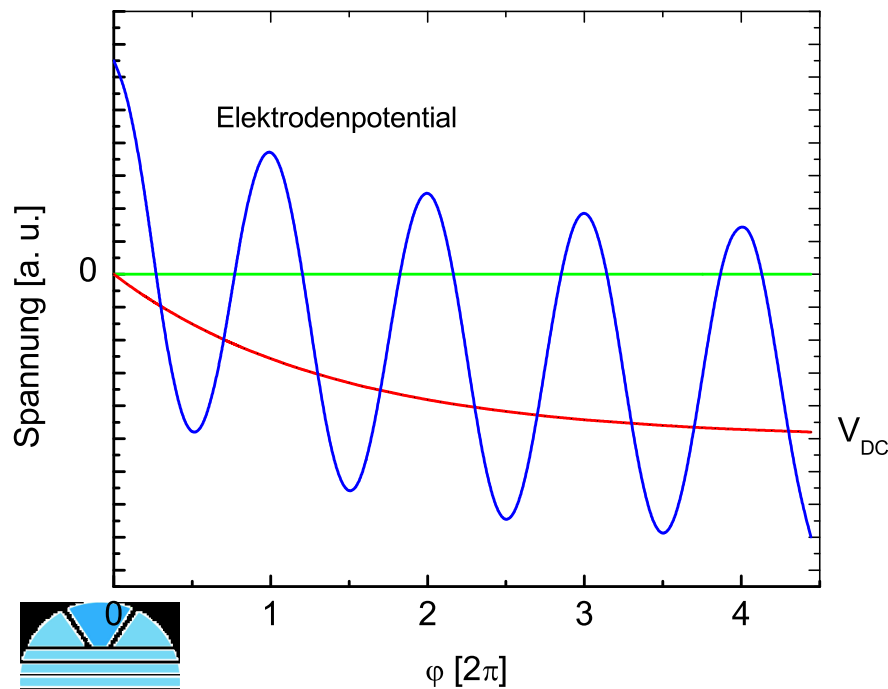
CCP-Entladung

Parallelplatten-Reaktor mit analytischen Instrumenten
mittlere Plasmadichte, einfaches Handling,
Ionendichte und Energie voneinander nicht unabhängig



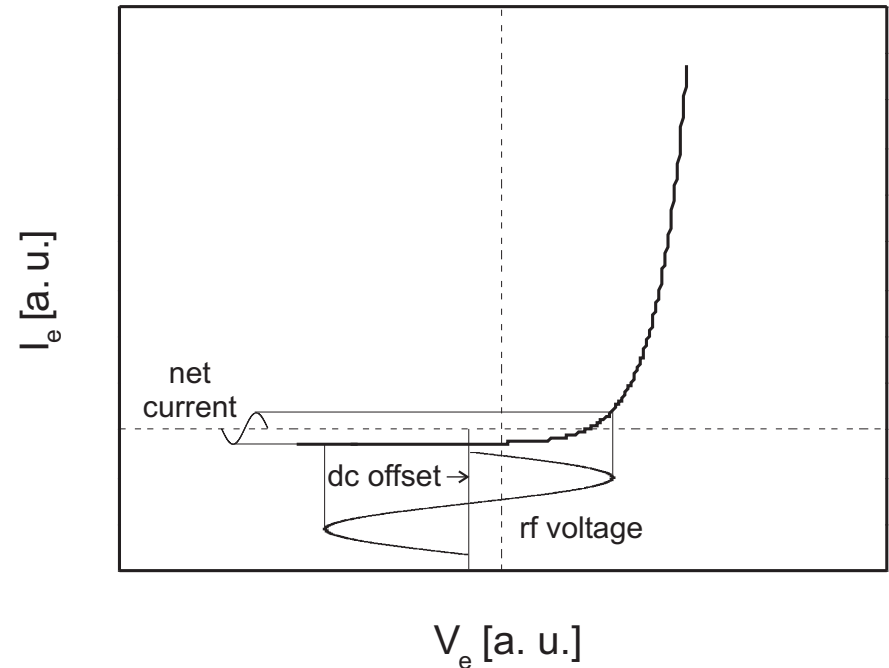
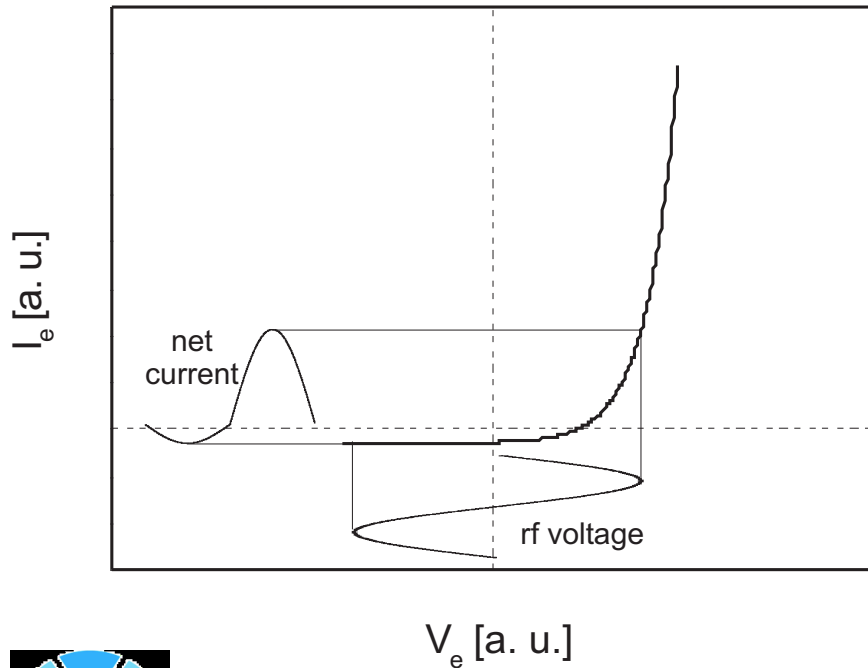
Entstehung des DC-Bias I

- Wg. der unterschiedlichen Beweglichkeiten der beiden Ladungsträgersorten stellt sich ein negativer Wert des Randschichtpotentials ein (lks.). Die Elektronen können die Elektrode nur bei positivem Potential erreichen ($T_e = 0$). Re.: Die Ionen sehen nur ein mittleres Potential, das DC-Bias.



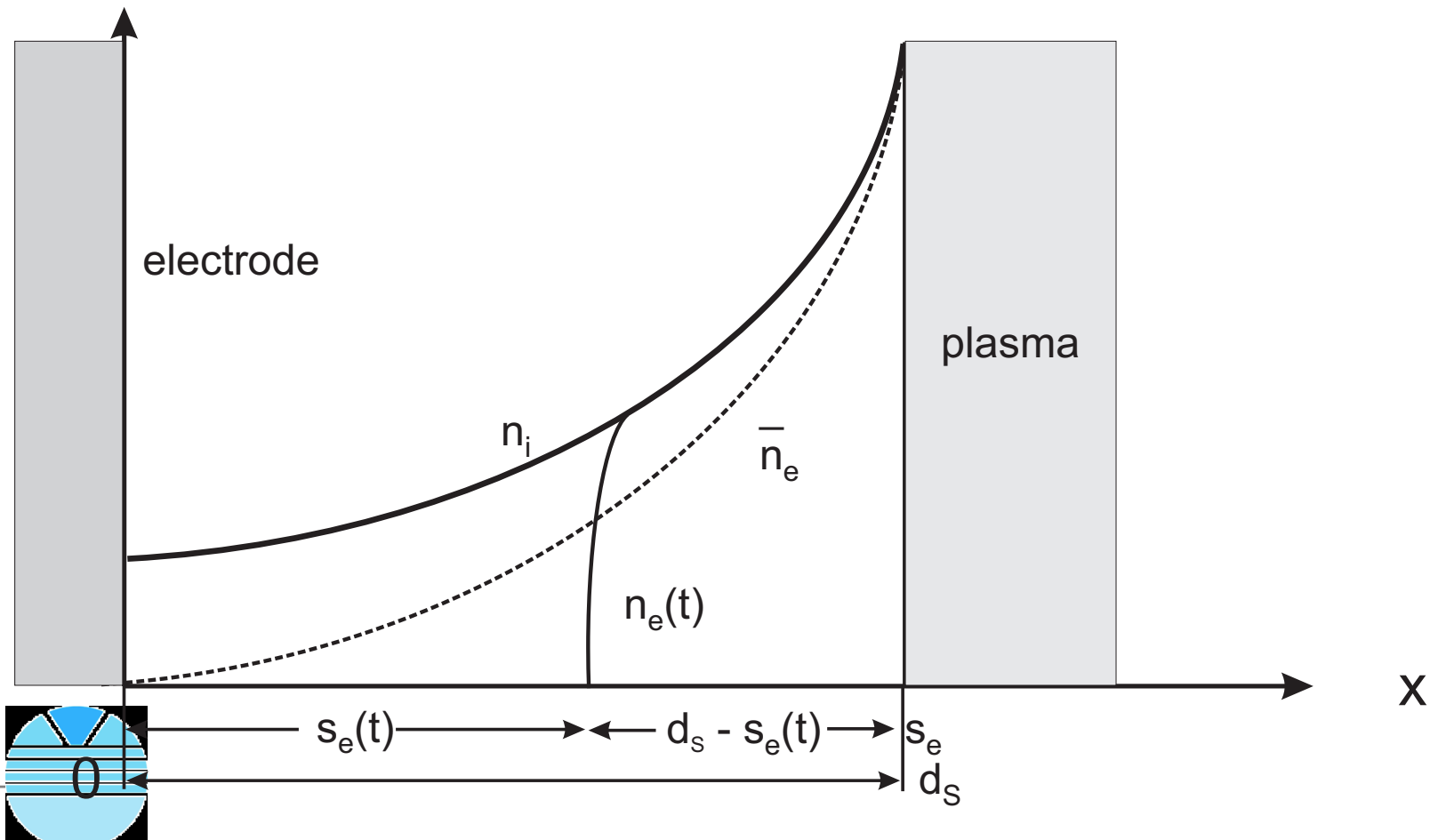
Entstehung des DC-Bias II

- In ihrem berühmten Aufsatz von 1962 zeigten GARSACDEN und EMELEUS erstmals die Entstehung des DC-Bias auf, der mit einer Randschicht mit insgesamt positiver Überschussladung bedeckt ist. Die $U(I)$ -Kennlinie wird extrem nichtlinear.



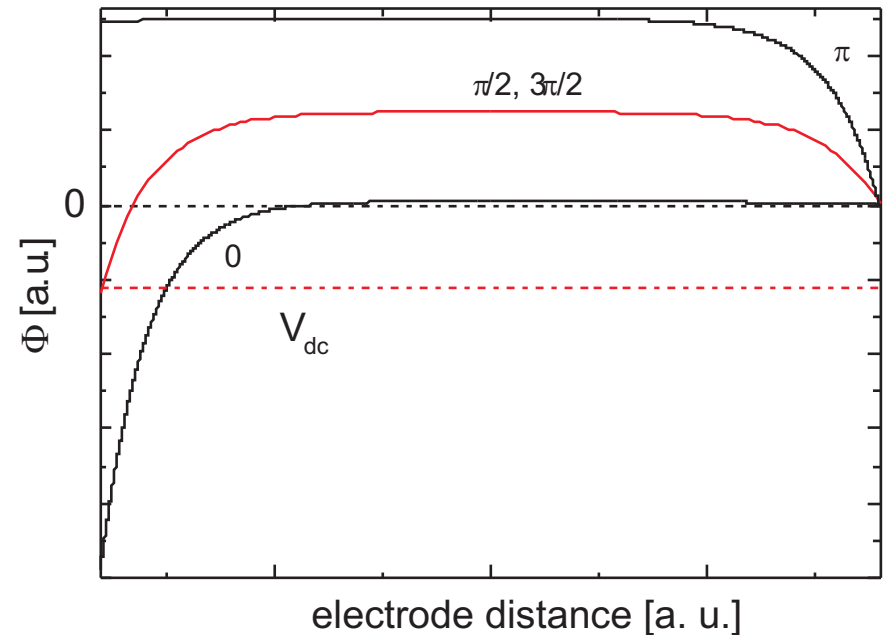
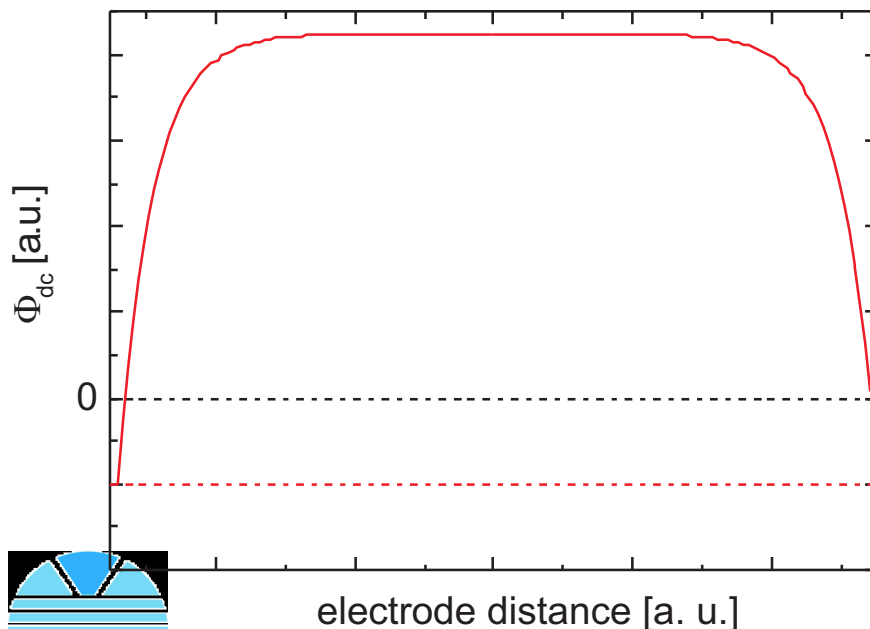
Randschichtpotential I

Prinzipielle Struktur der Elektrodenrandschicht einer RF-Entladung mit quasistationären Ionen.



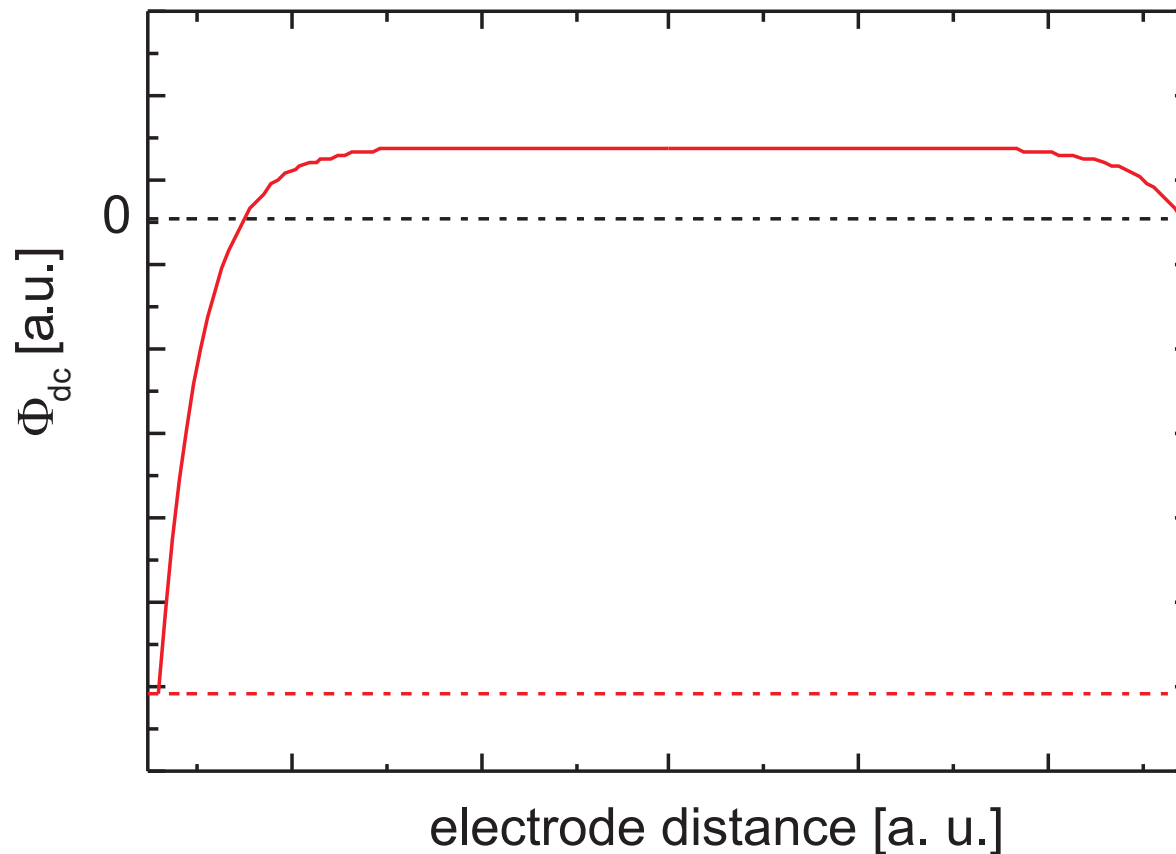
Randschichtpotential II

- Lks.: Die axiale Abhängigkeit des DC-Potentials in einer symmetrischen Entladung. Das Plasmapotential enthält eine signifikante DC-Komponente und ist gleich dem Randschichtpotential der geerdeten Elektrode. Re.: Das Elektrodenpotential über der heißen Elektrode für 4 äquidistante Momente des RF-Zyklus.



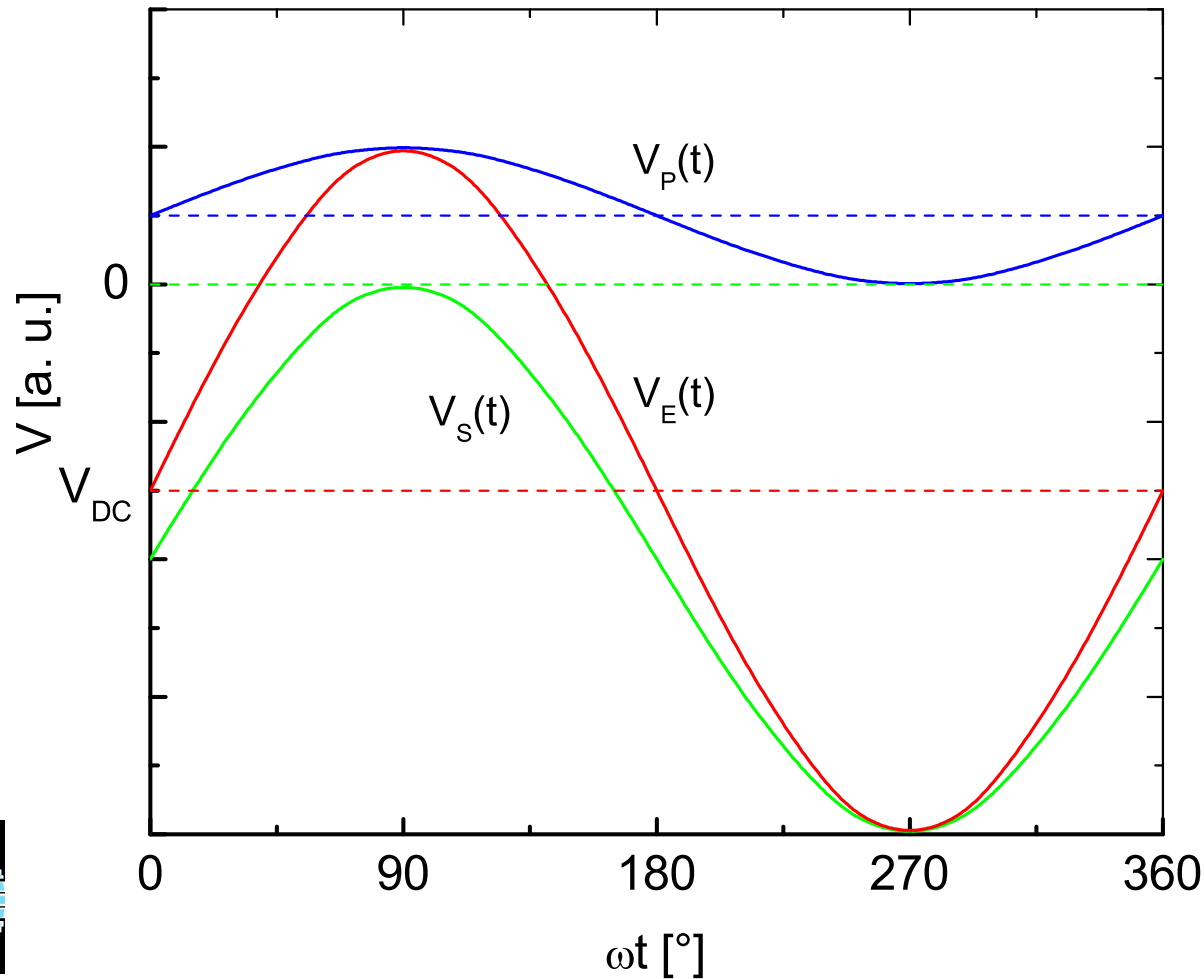
Randschichtpotential III

Asymmetrische Entladung: Axiale Abhängigkeit der DC-Komponente.
Die DC-Komponente des Plasmapotentials ist klein.



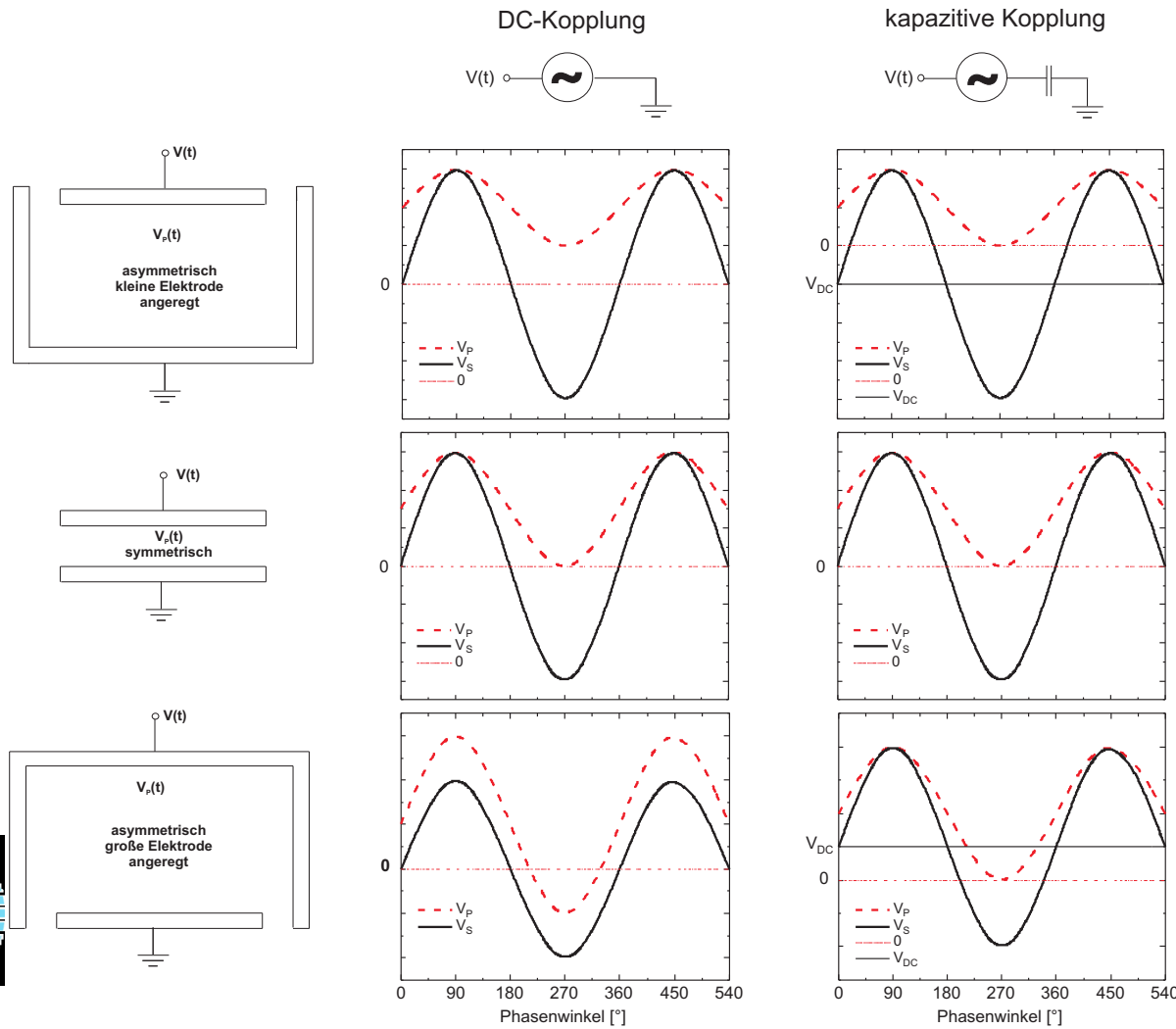
Randschichtpotential IV

Plasmapotential V_P , Elektrodenpotential V_E , Randschichtpotential V_S für $\omega_{RF} > \omega_{P,i}$. Phasenverschiebungen sind vernachlässigt.



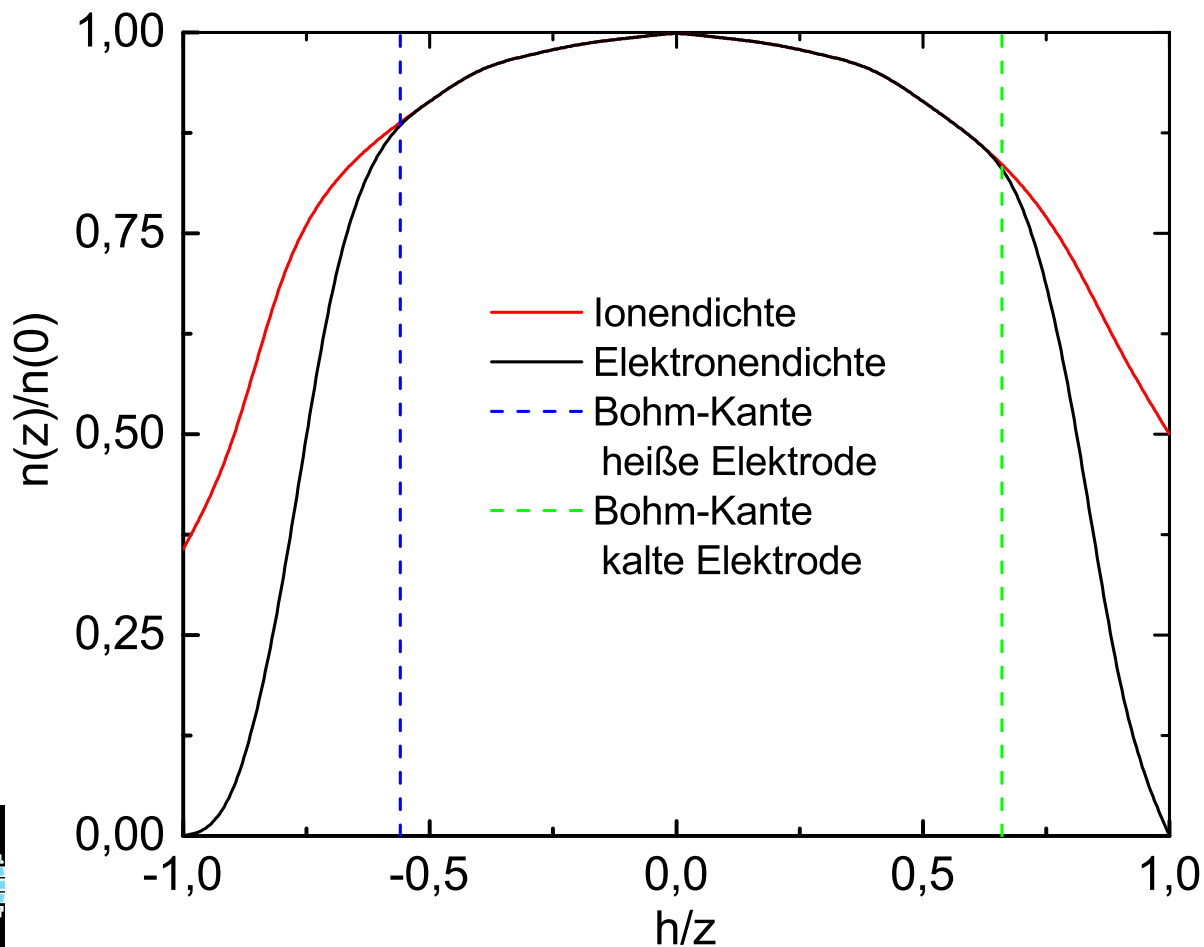
Randschichtpotential V

Schemat. Darstellung des Plasmapotential V_P u. des Schichtpotentials V_S für 3 Systemgeometrien und vollständig kapazitives Verhalten.



Plasmadichte

Axiale Verteilung der Ladungsträger bei einem Elektrodenabstand d für ein elektropositives Gas.



CCP-Entladung: Modell I

● TONKS, LANGMUIR, SAHA (1929):

$$n_p \propto n_n \Rightarrow T_e \propto 1 / \ln n_n.$$

Energiegleichgewicht: n_p .

Ionisationsgleichgewicht: T_e .



CCP-Entladung: Modell I

- TONKS, LANGMUIR, SAHA (1929):

$$n_p \propto n_n \Rightarrow T_e \propto 1 / \ln n_n.$$

Energiegleichgewicht: n_p .

Ionisationsgleichgewicht: T_e .

- Asymmetrische Entladung mit zwei Randschichten (hochresistiv mit niedriger Kapazität an der „heißen“ Elektrode);



CCP-Entladung: Modell I

- TONKS, LANGMUIR, SAHA (1929):
 $n_p \propto n_n \Rightarrow T_e \propto 1 / \ln n_n$.
Energiegleichgewicht: n_p .
Ionisationsgleichgewicht: T_e .
- Asymmetrische Entladung mit zwei Randschichten (hochresistiv mit niedriger Kapazität an der „heißen“ Elektrode);
- nieder-resistives Bulk-Plasma, die DC-Leitfähigkeit wird durch die hochbeweglichen Elektronen bestimmt;



CCP-Entladung: Modell I

- TONKS, LANGMUIR, SAHA (1929):
 $n_p \propto n_n \Rightarrow T_e \propto 1 / \ln n_n$.
Energiegleichgewicht: n_p .
Ionisationsgleichgewicht: T_e .
- Asymmetrische Entladung mit zwei Randschichten (hochresistiv mit niedriger Kapazität an der „heißen“ Elektrode);
- nieder-resistives Bulk-Plasma, die DC-Leitfähigkeit wird durch die hochbeweglichen Elektronen bestimmt;
- Die Kammerkapazität ist groß gegen die Plasmainpedanz und kann durch Extrapolation der Kurve bei tiefstem Druck bei verschwindendem Entladungsstrom bestimmt werden.



CCP-Entladung: Modell II

- Vernachlässigung von γ -Prozessen (keine Erzeugung von Sekundärelektronen durch Reaktionen „heißer“ Ionen und Elektronen an Oberflächen).



CCP-Entladung: Modell II

- Vernachlässigung von γ -Prozessen (keine Erzeugung von Sekundärelektronen durch Reaktionen „heißer“ Ionen und Elektronen an Oberflächen).
- In CCP-Entladungen kann das DC-Bias berechnet werden nach

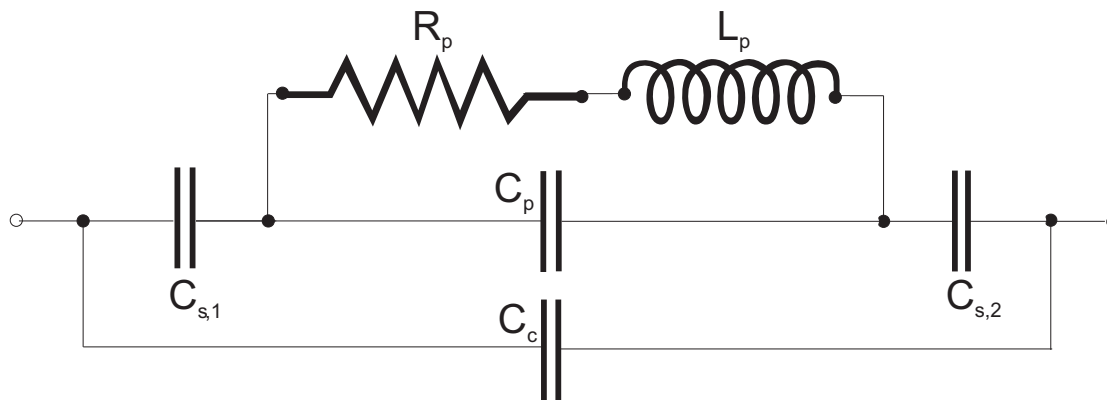
$$V_{\text{DC}} = X \sqrt{\frac{2P}{R}}. \quad (1)$$



CCP-Entladung: Modell II

- Vernachlässigung von γ -Prozessen (keine Erzeugung von Sekundärelektronen durch Reaktionen „heißer“ Ionen und Elektronen an Oberflächen).
- In CCP-Entladungen kann das DC-Bias berechnet werden nach

$$V_{\text{DC}} = X \sqrt{\frac{2P}{R}}. \quad (1)$$



CCP-Entladung: Modell III

$$Z = R + \left(\frac{1}{R_{\text{bulk}}} - i\omega C_s + \frac{i}{\omega L_{\text{ch}}} \right)^{-1} \quad (2)$$

$$Z^2 = R^2 + X^2. \quad (3)$$

$$R = V/I \times \cos \varphi \wedge X = V/I \times \sin \varphi. \quad (4)$$

$$C = \frac{-i}{\omega X} \wedge C = \varepsilon_0 \varepsilon \frac{A}{d_{\text{sh}}} \Rightarrow d_{\text{sh}} = \varepsilon_0 \varepsilon \omega X A \quad (5)$$

A: Fläche der heißen Elektrode

d_{sh} Schichtdicke ($\varepsilon = 1$ wg. der sehr niedrigen DC-Leitfähigkeit)

$R \approx \text{einige } \Omega \Rightarrow C \approx \text{einige } 100 \text{ pF.}$



Anregung

- Stochastische Aufheizung durch die Randschicht: abnehmende Dichte von Ionen und Elektronen verursacht Energietransfer zu den Elektronen.

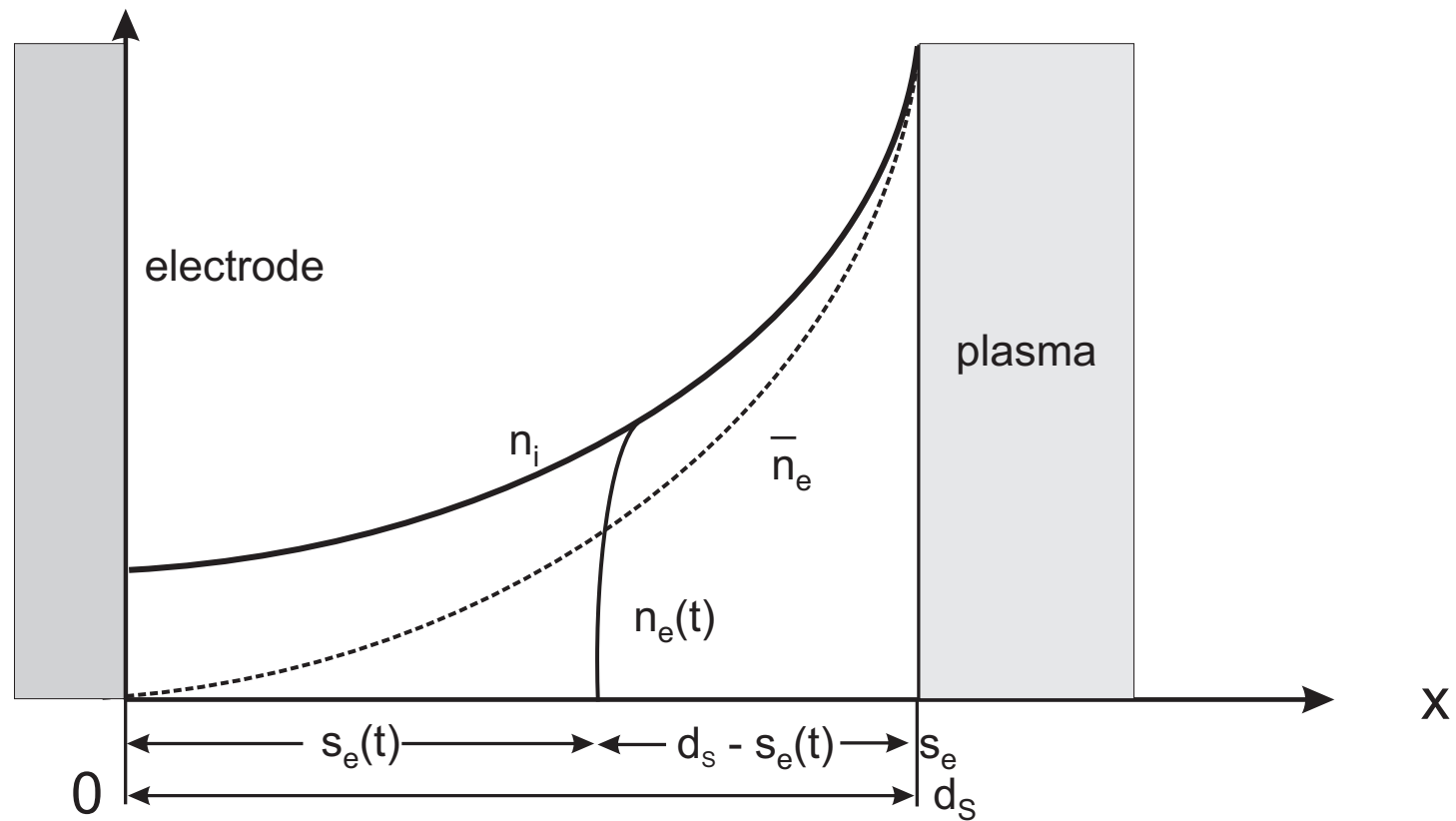


Anregung

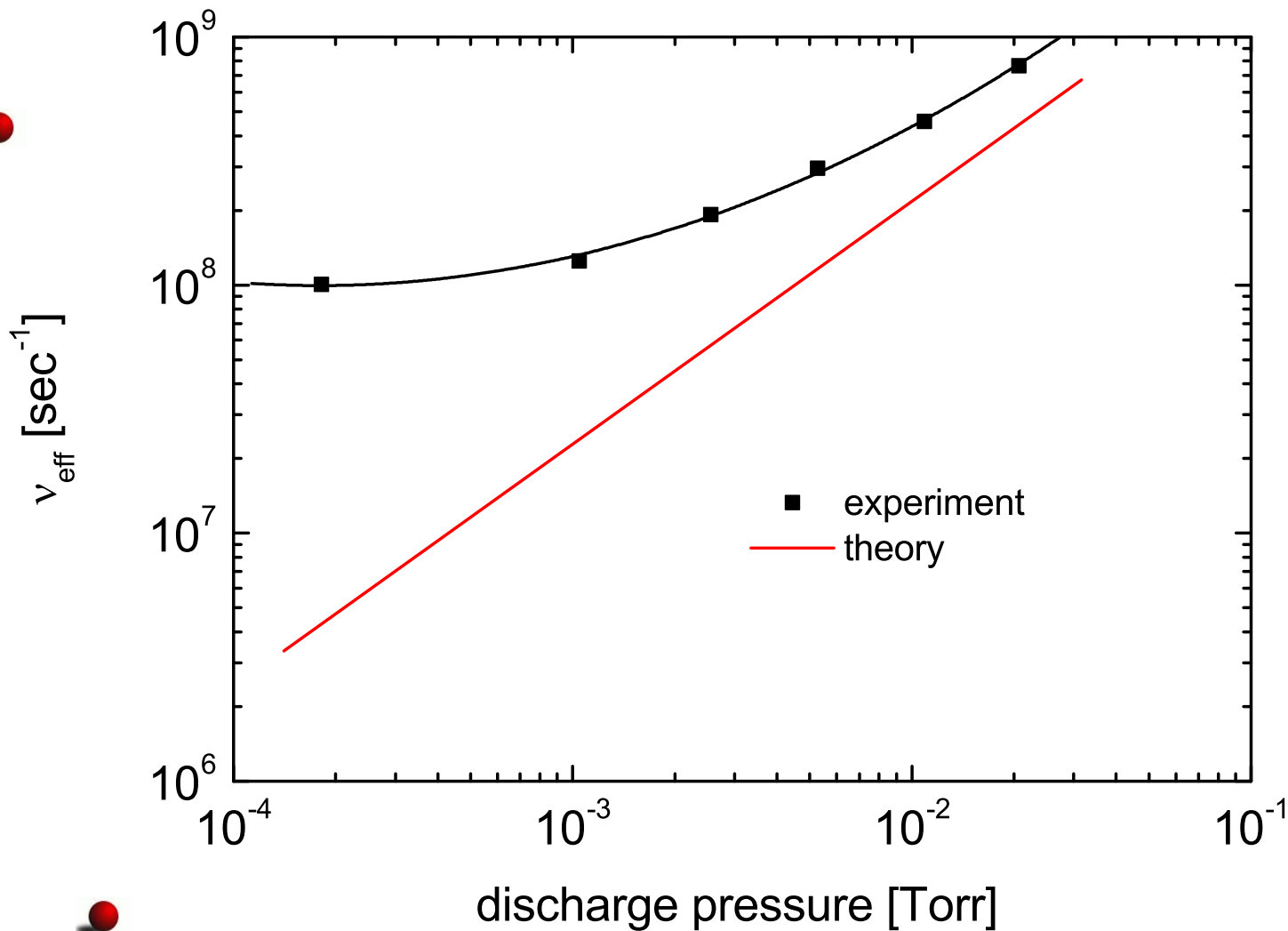
- Stochastische Aufheizung durch die Randschicht: abnehmende Dichte von Ionen und Elektronen verursacht Energietransfer zu den Elektronen.
- OHMsche Aufheizung: Stöße zwischen Elektronen und Neutralteilchen zerstören die Phasenbeziehung zwischen Feld und Elektronenbewegung
 - im Plasma-Bulk und
 - in der Randschicht.



Stochastische Heizung I



Stochastische Heizung II



V. Godyak et al., 1986: *Soviet Radio Frequency Discharge*

Stochastische Heizung III

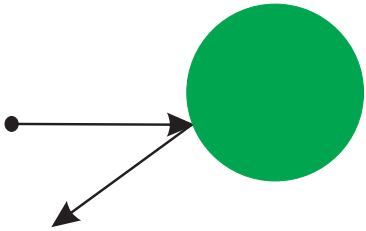
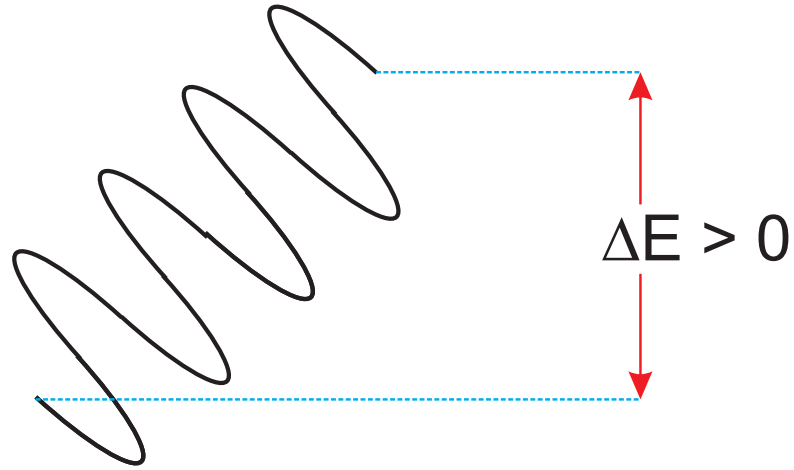
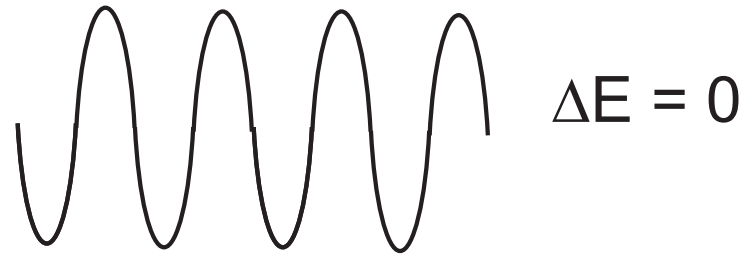
Stochastische Heizung für Drücke unter 75 mTorr. Der Effekt nimmt mit steigender Dicke der Randschicht zu \Rightarrow CCP-Effekt.

1.6 ist die parametrisierte BOHM-Länge, l die Plasmlänge (Abstand zwischen Elektrode minus die Dicke der beiden Randschichten), n_n Neutralteilchendichte, σ Streuquerschnitt der elastischen Streuung):

$$\nu_{\text{eff}} = \nu_{\text{stoch}} + \nu_{\text{m}} \approx \frac{1.6}{l} \sqrt{\frac{V_{\text{DC}}}{2\pi m_e}} + n_n \sigma v_e. \quad (6)$$



Ohmsche Heizung I



Verluste

● Ladungsträger

- ambipolare Diffusion (dominant unter 100 mTorr)
- Rekombination (dominant über 1000 mTorr)
- Electron Attachment in elektronegativen Gasen



Verluste

● Ladungsträger

- ambipolare Diffusion (dominant unter 100 mTorr)
- Rekombination (dominant über 1000 mTorr)
- Electron Attachment in elektronegativen Gasen

● Energie

- OHMsche Heizung: Energieverbreiterung durch elastische Stöße: ⇒
Temperaturerhöhung des Gases
⇒ Reduktion der Gasdichte.
- Resonanter Charge-Transfer zwischen Ionen und Neutralteilchen derselben
Masse.



Verluste

● Ladungsträger

- ambipolare Diffusion (dominant unter 100 mTorr)
- Rekombination (dominant über 1000 mTorr)
- Electron Attachment in elektronegativen Gasen

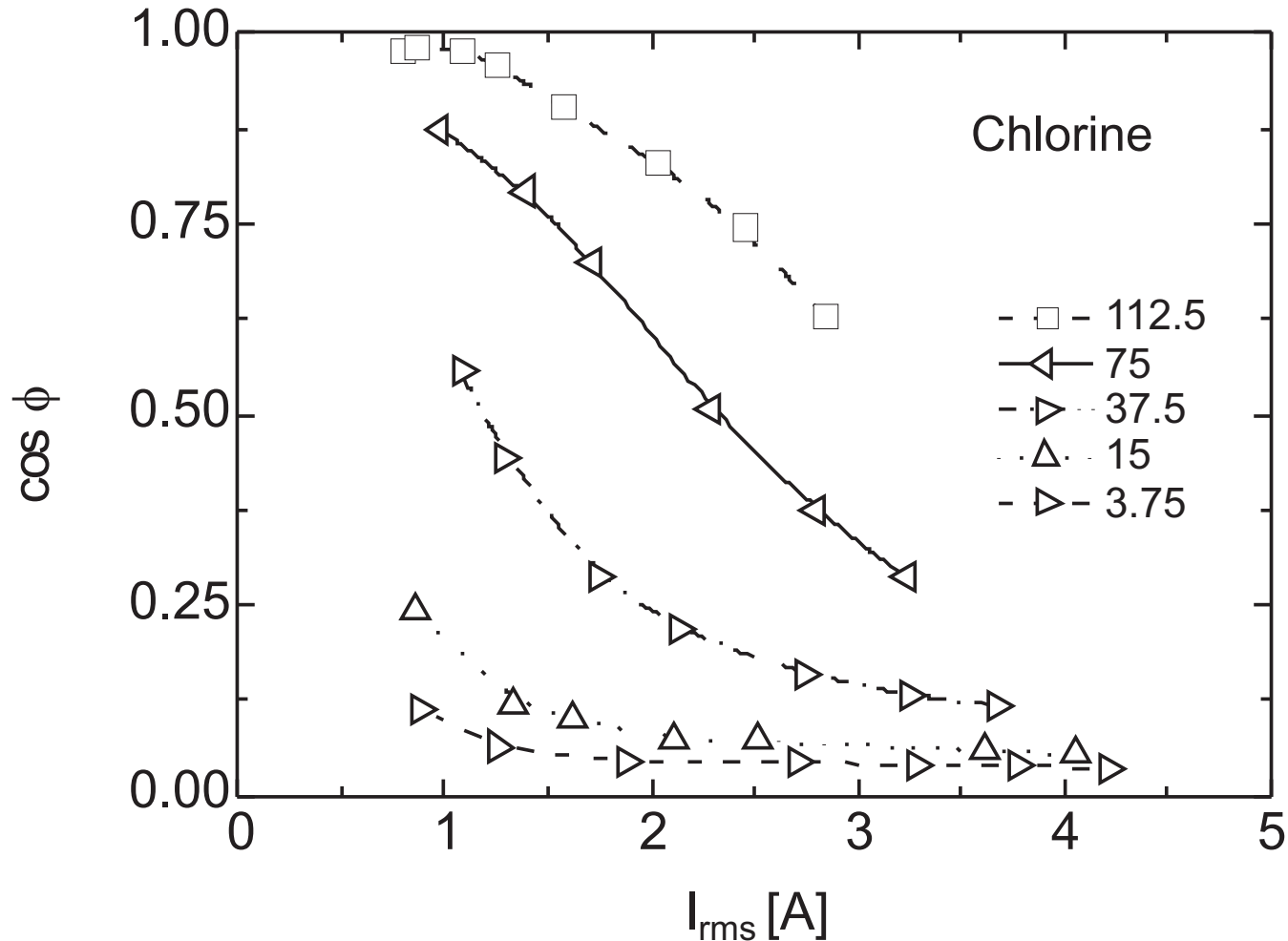
● Energie

- OHMSche Heizung: Energieverbreiterung durch elastische Stöße: \Rightarrow Temperaturerhöhung des Gases
 \Rightarrow Reduktion der Gasdichte.
- Resonanter Charge-Transfer zwischen Ionen und Neutralteilchen derselben Masse.

● Strahlung



CCP-Anregung I

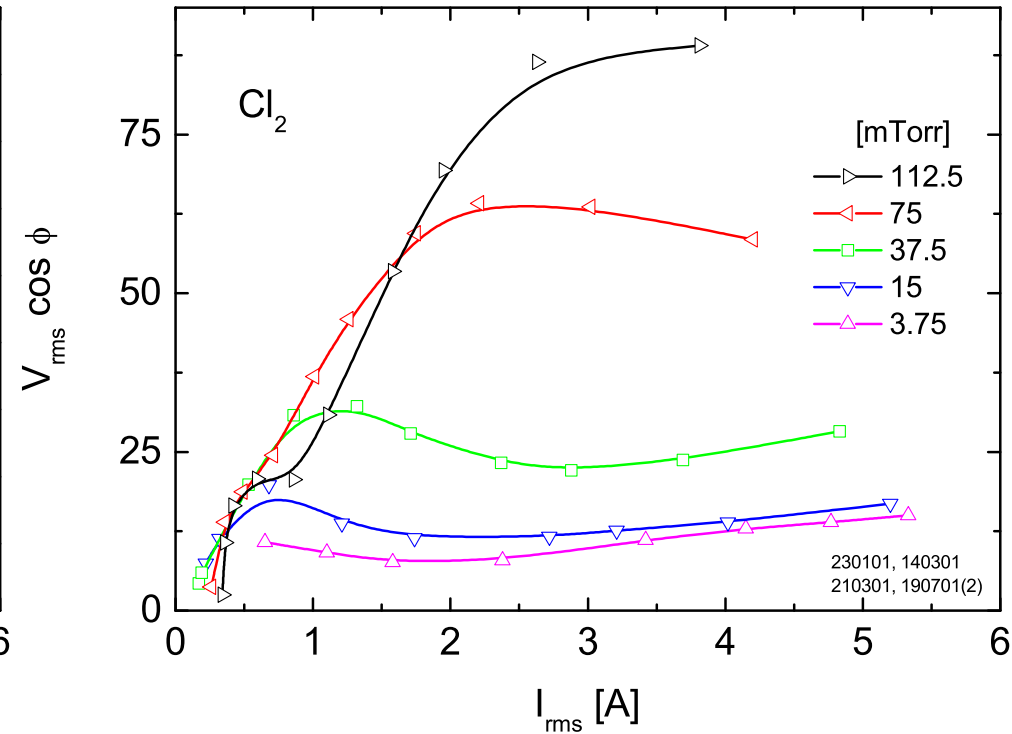
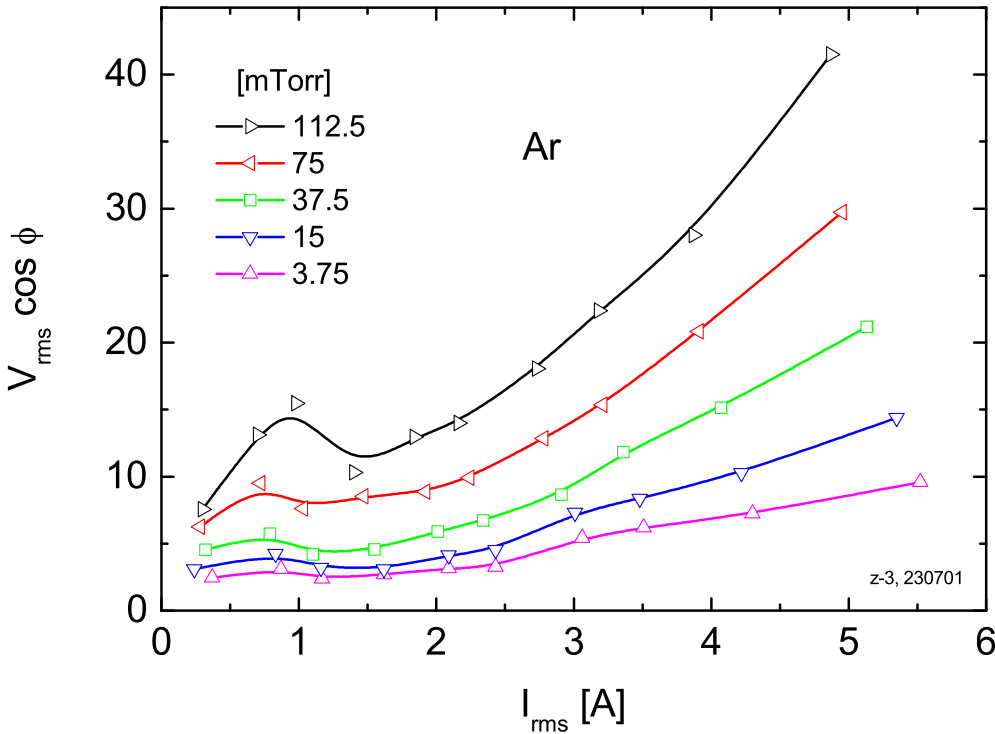


Entladung durch Cl_2 : Je niedriger der Druck, um so härter die Entladung.

G. Franz, J. Vac. Sci. Technol. **A 23**, 369 (2005).



CCP-Anregung II

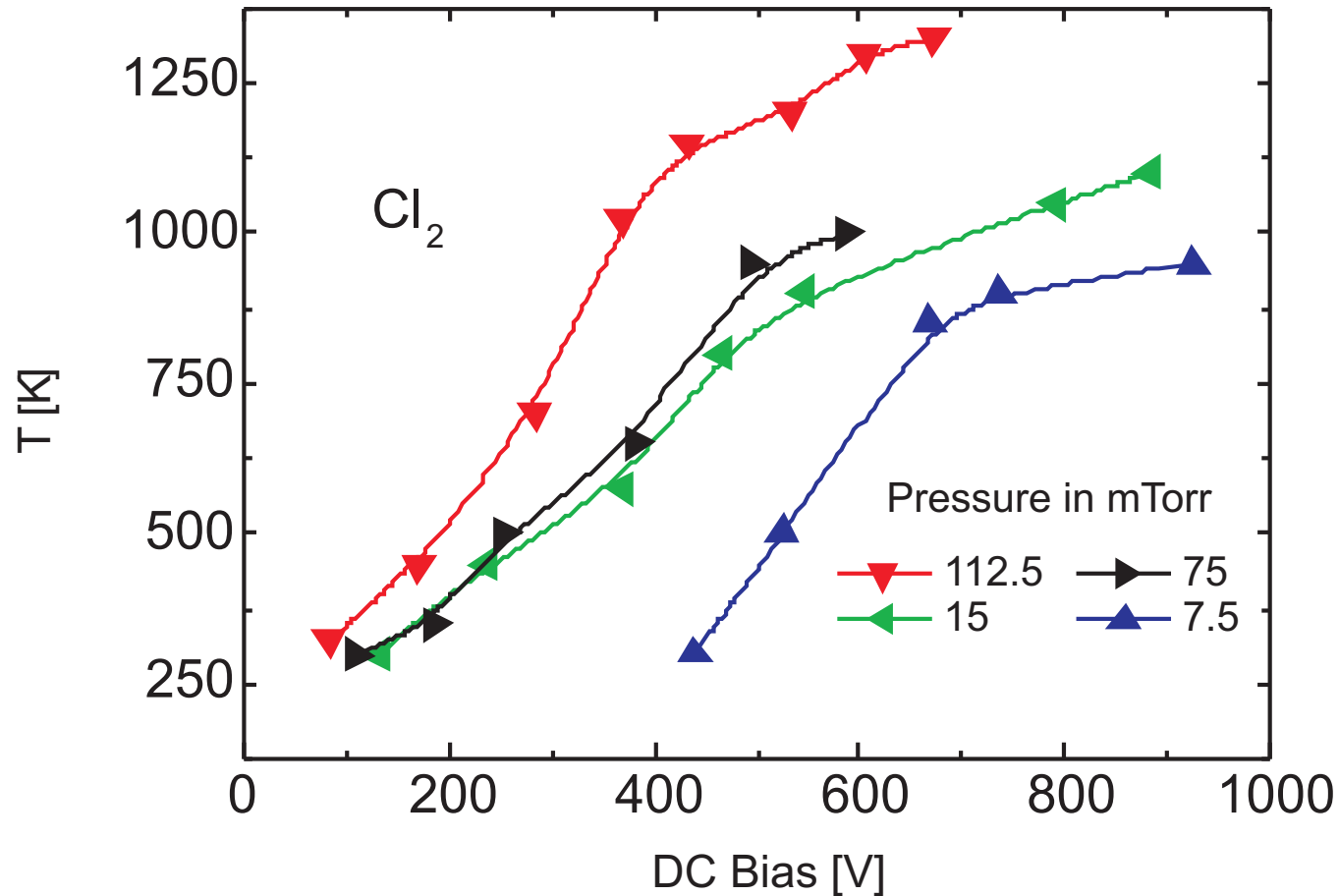


Mit steigendem Druck nimmt die eingekoppelte Leistung zu.

G. Franz, J. Vac. Sci. Technol. **A 23**, 369 (2005).



CCP-Anregung III



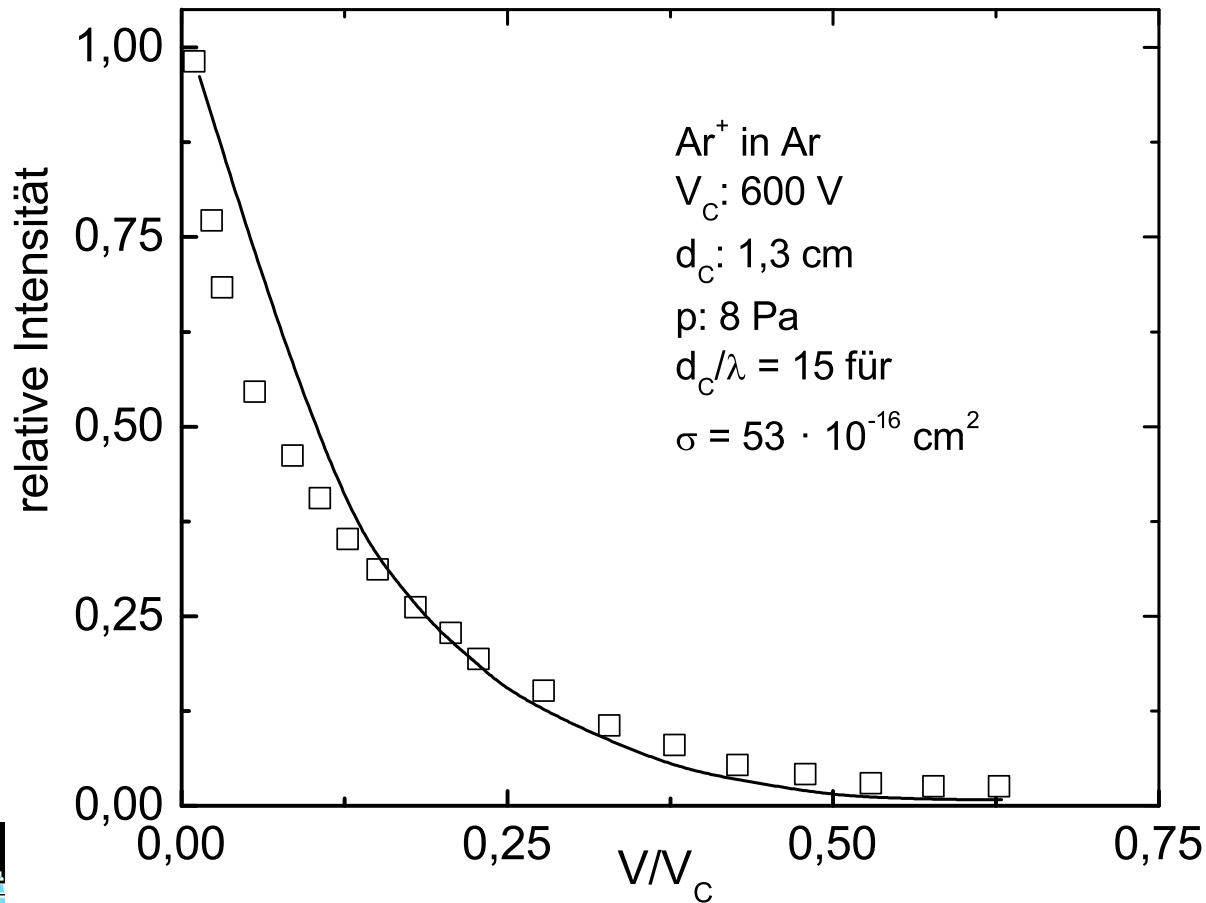
Entladung durch Cl_2 : Mit steigendem Druck nimmt die Gastemperatur zu.

G. Franz, J. Vac. Sci. Technol. **A 24**, 1360 (2006).



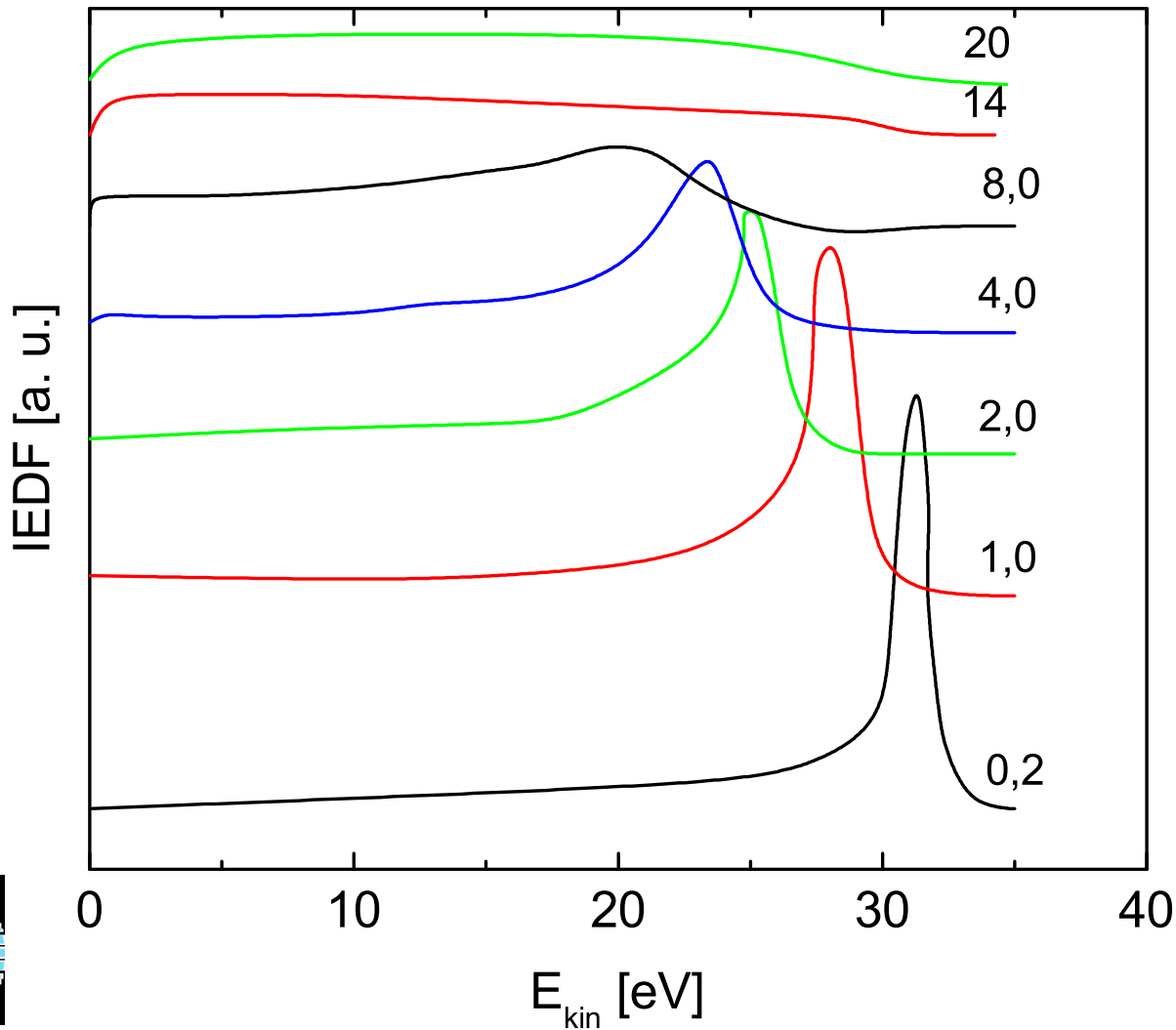
Streuprozesse I

Energieverteilung der Ar^+ -Ionen in einer DC-Glimmentladung © The American Physical Society.



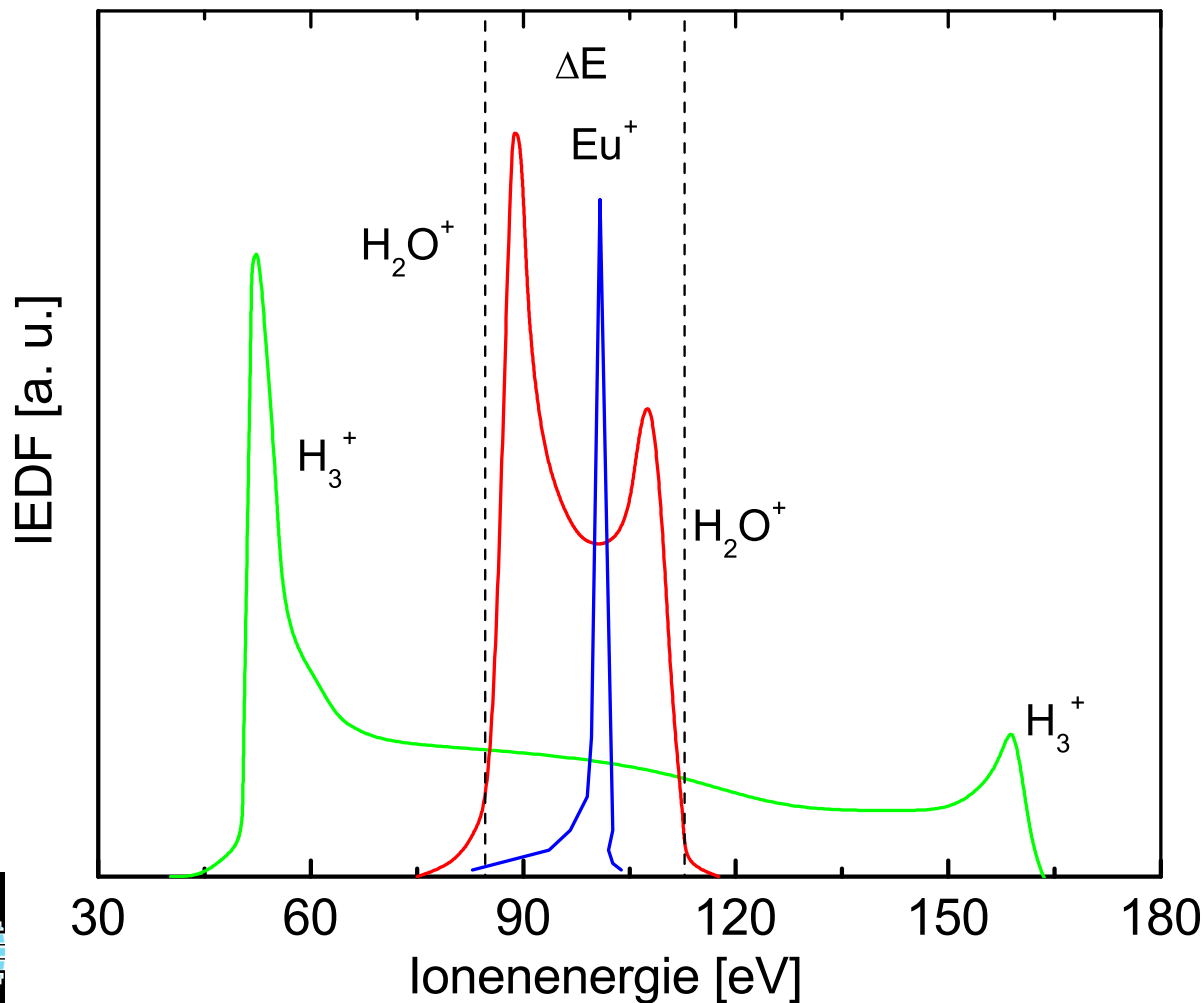
Streuprozesse II

Gemessene Ionenenergie-Verteilungsfunktionen ($\mathcal{I}\mathcal{E}\mathcal{D}\mathcal{F}$) in Ar für verschiedene Drücke (in Pa). © IOP Publishing Ltd.



Streuprozesse III

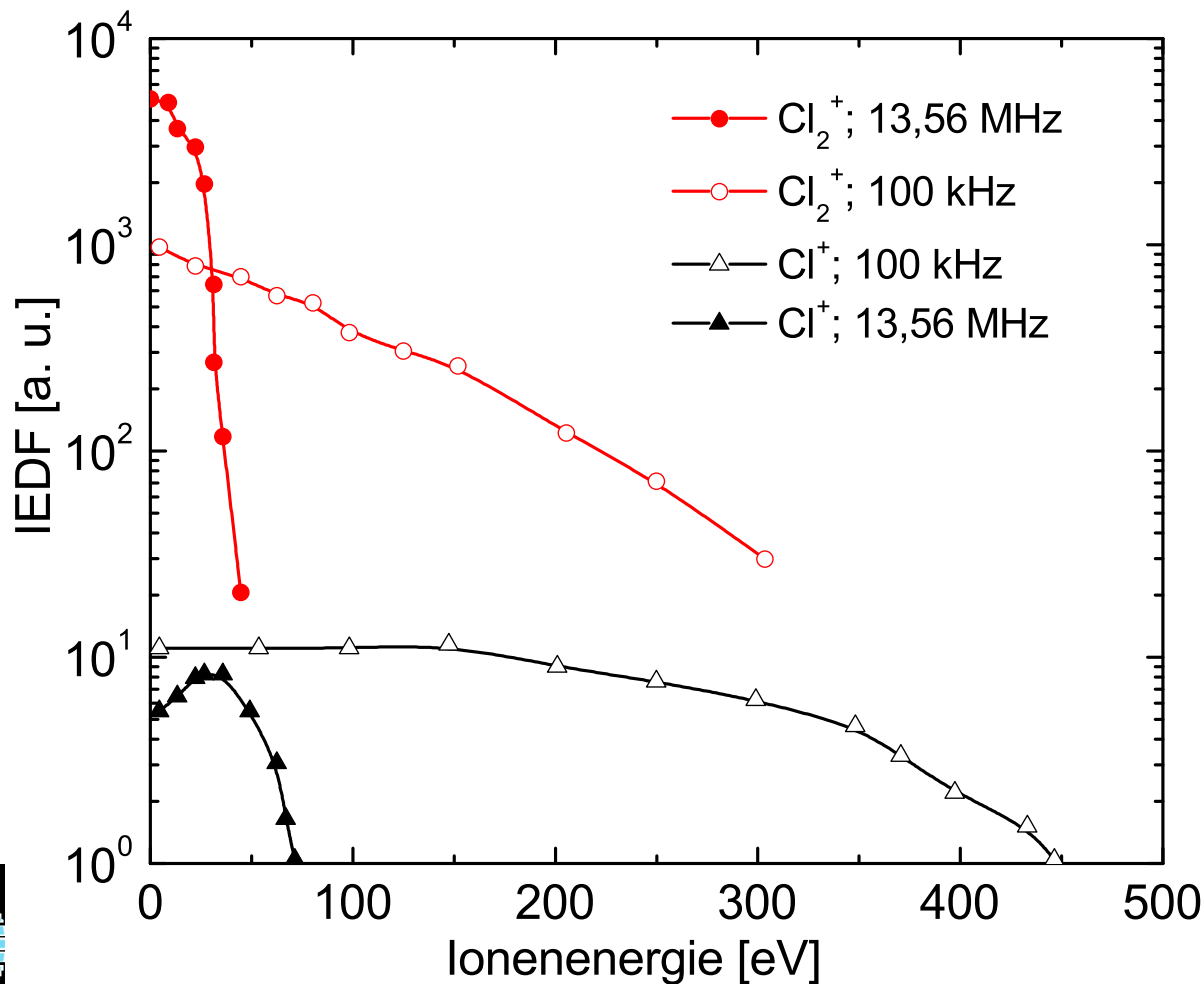
Energieverteilung verschiedener Ionen in einer RF-Entladung bei 13,56 MHz, 10 Pa Ar, Abstand Target-Substrat: 50 mm; gemessen am geerdeten Substrat.



Streuprozesse IV

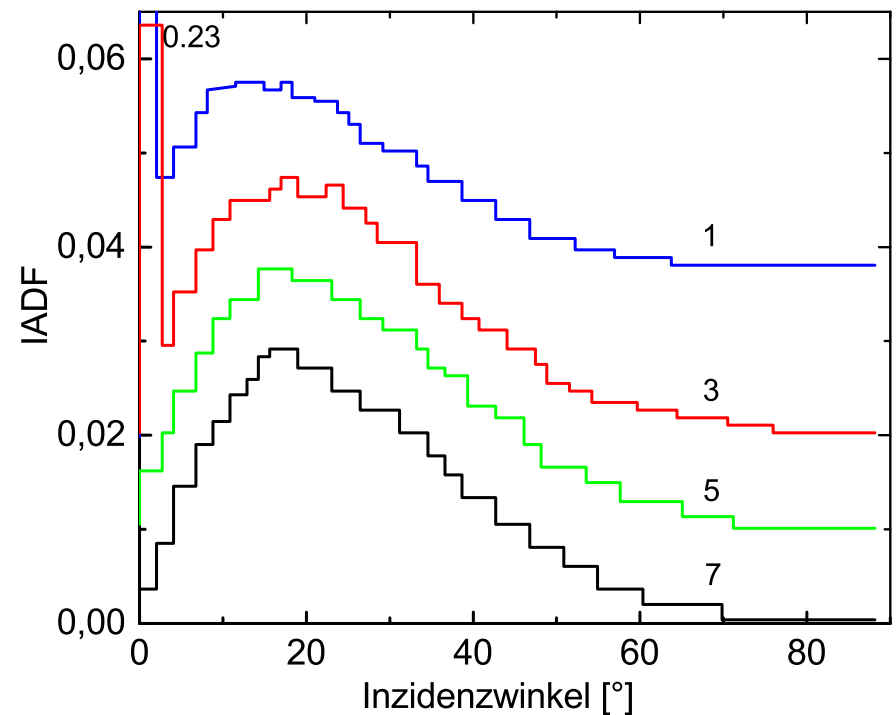
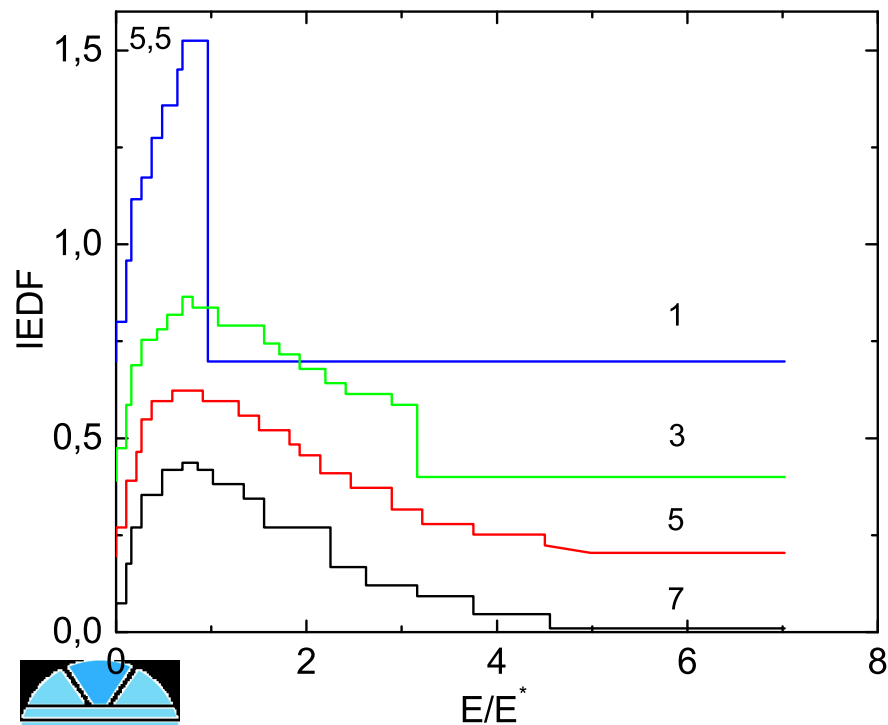
Energieverteilung von Cl^+ - und Cl_2^+ -Ionen bei 100 kHz und 13,56 MHz

© The American Institute of Physics.



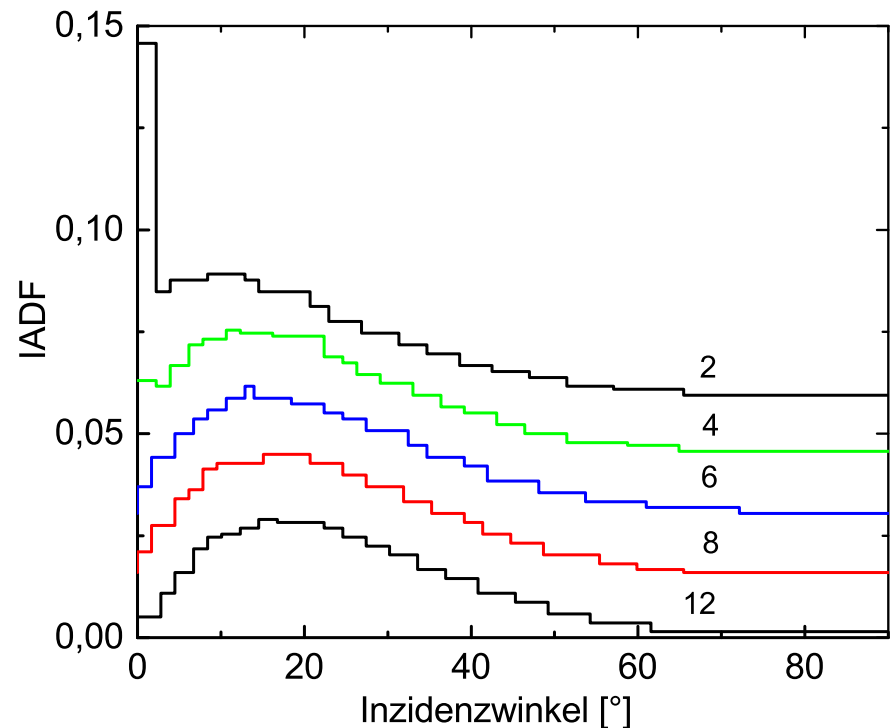
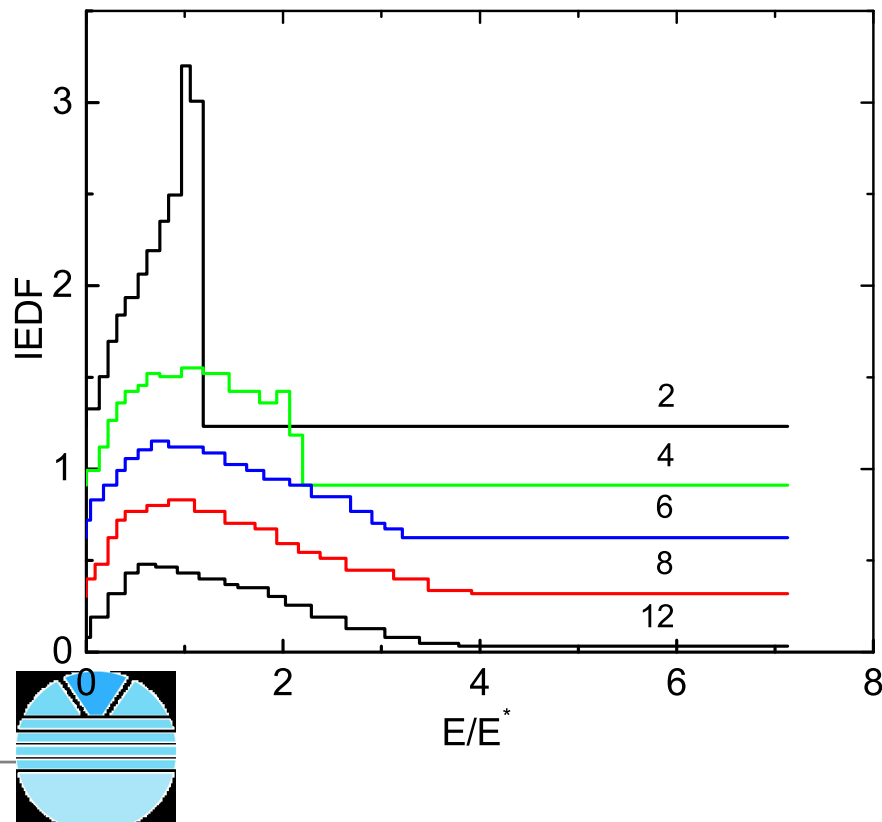
Streuprozesse V

- Mit einer MC-Methode berechnete $\mathcal{I}EDF$ und $\mathcal{I}ADF$ für verschiedene Quotienten von Randschichtdicke und MFP für den Weg durch die Randschicht für harte Kugeln und ein gleichförmiges DC-Feld. Die vertikale Achse ist zur Unterscheidung der verschiedenen Funktionen senkrecht verschoben.



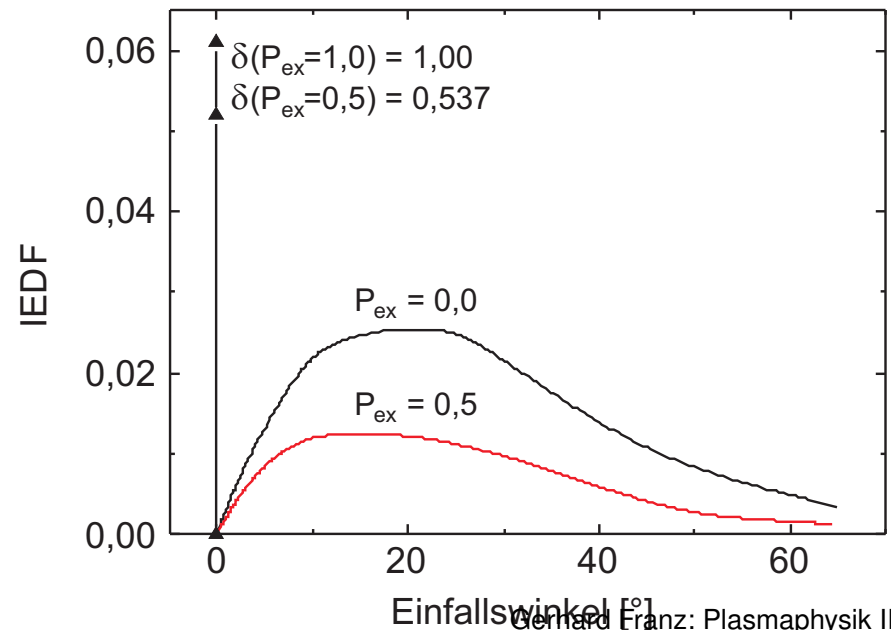
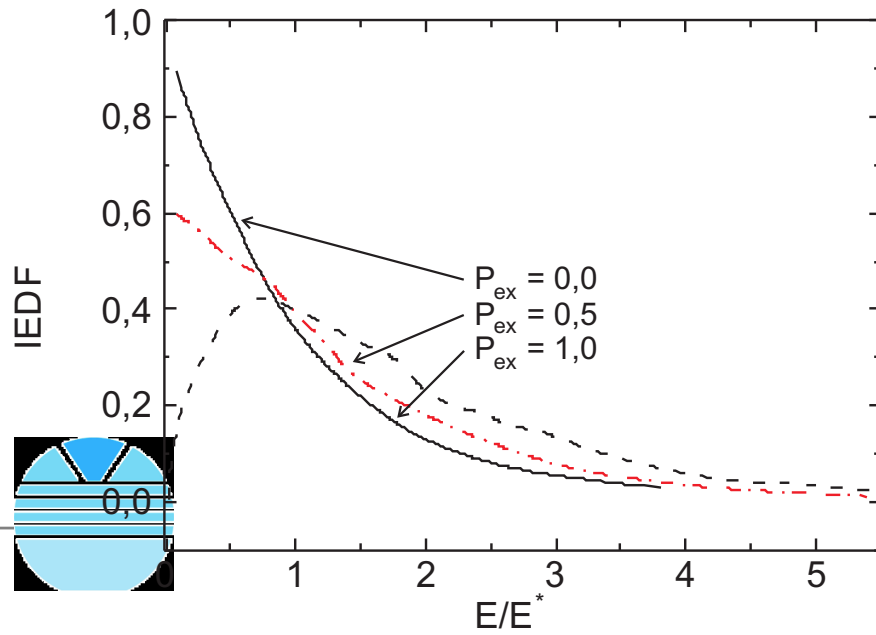
Streuprozesse VI

- Mit einer MC-Methode berechnete $\mathcal{I}EDF$ und $\mathcal{I}ADF$ für verschiedene Quotienten von Randschichtdicke und MFP für den Weg durch die Randschicht für harte Kugeln und ein gleichförmiges DC-Feld. Die vertikale Achse ist zur Unterscheidung der verschiedenen Funktionen senkrecht verschoben.



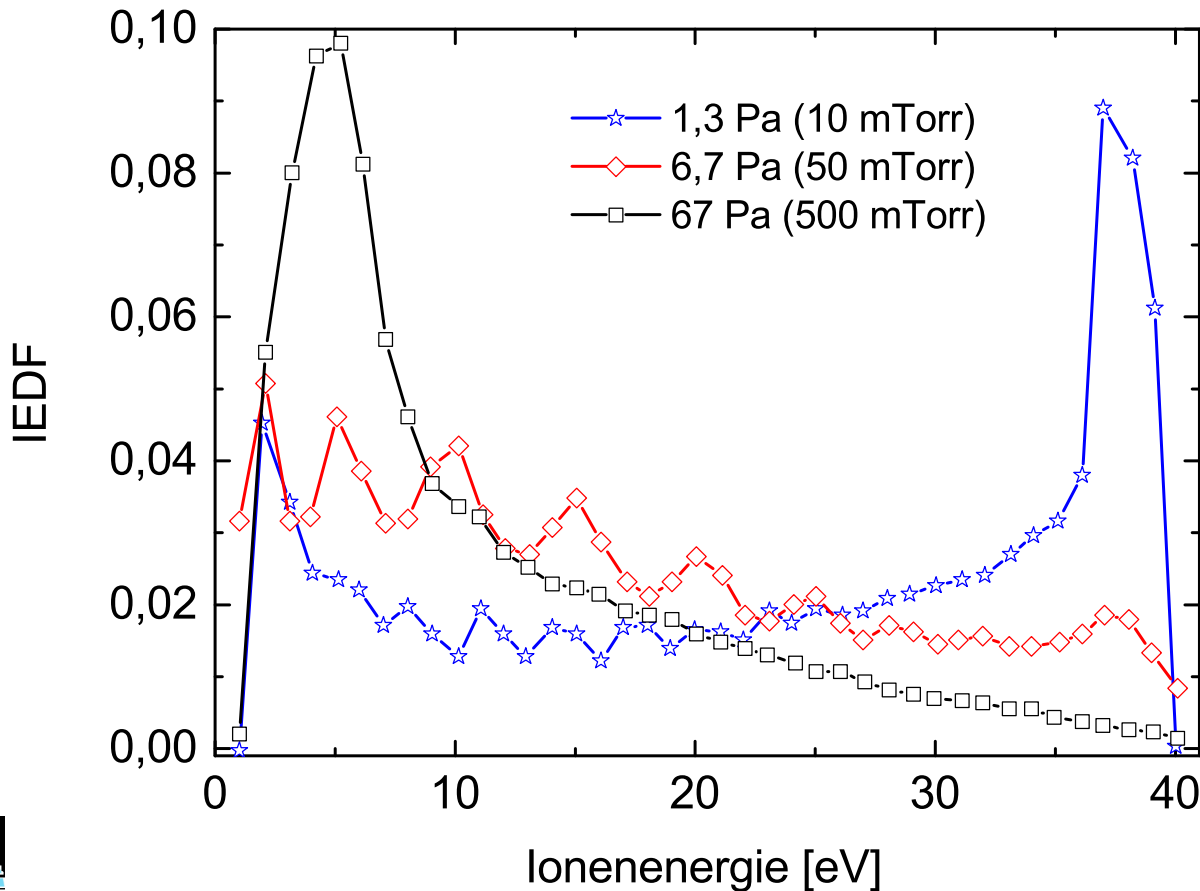
Streuprozesse VI

- Mit einer MC-Methode berechnete $IEDF$ und $IADF$ für eine gemischte Streuung aus Stößen von harten Kugeln und symmetrischem Charge-Transfer auf dem Weg durch die Randschicht für ein lineares DC-Feld. P_{ex} ist die Wahrscheinlichkeit für einen symmetrischen Charge-Transfer, der keine Änderung der Winkelverteilung erzeugt (δ -Funktionen bei $\vartheta = 0^\circ$ der Höhe 1,00 bzw. 0,58), aber dafür die Energieverteilung dramatisch beeinflusst B.E. THOMPSON *et al.* J. Appl. Phys. **59**, 1890 (1986).

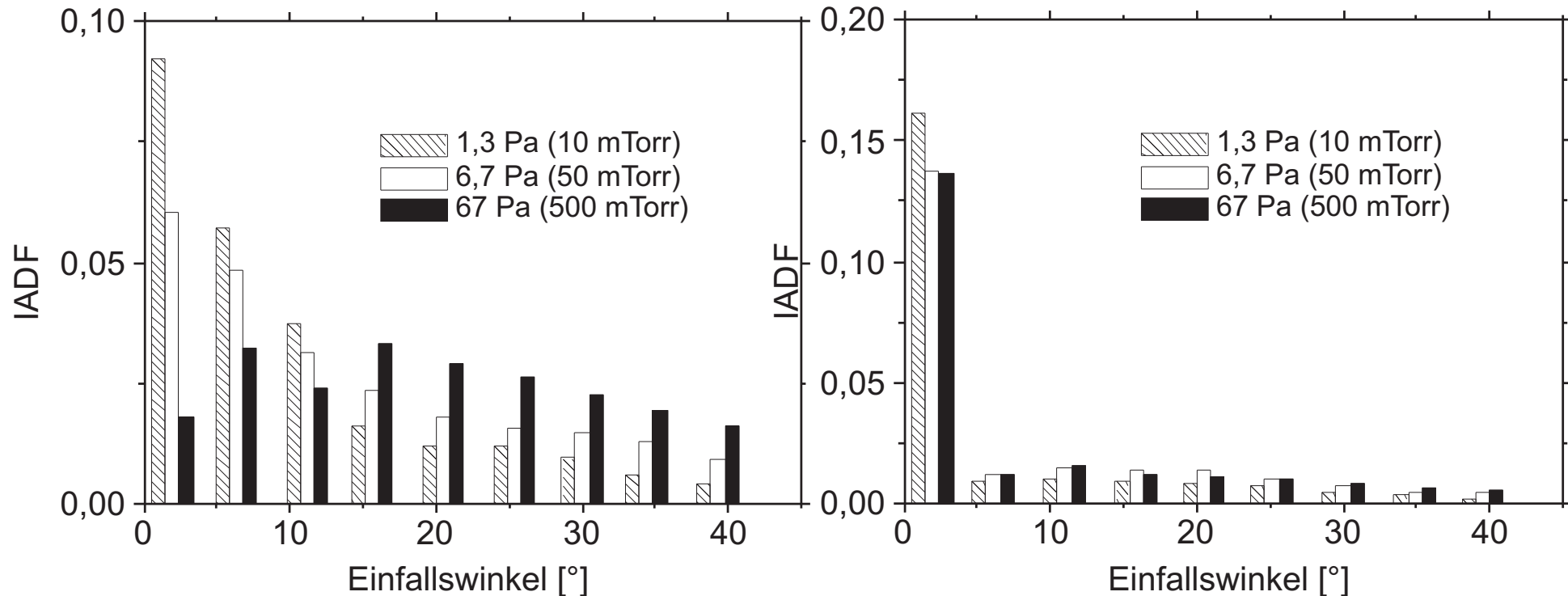


Streuprozesse VII

Gemessene Druckabhängigkeit der $IEDF$ von Argon (CCP, 13,56 MHz). Gut aufgelöst ist der Doppel-„Peak“ bei sehr niedrigen Drücken. Bei 67 Pa (500 mTorr) ist dagegen die $IEDF$ „voll entwickelt“.



Streuprozesse VIII



- $IADF$ s für eine Ar-RF-Entladung bei 13,56 MHz und verschiedenen Drücken, lks.: gemessen, re.: MC-Simulation.



Kapazitiv gekoppelte RF-Entladungen 1

- Die Einkopplung von RF-Feldern gelingt mit kapazitiver Ankopplung im Bereich einiger 1 mTorr (Pa).



Kapazitiv gekoppelte RF-Entladungen 1

- Die Einkopplung von RF-Feldern gelingt mit kapazitiver Ankopplung im Bereich einiger 1 mTorr (Pa).
- Kapazitiv deswegen, weil die über der heißen Elektrode entstehende dicke Randschicht eine sehr niedrige Ladungsträgerdichte aufweist und an das Dielektrikum eines Plattenkondensators mit Elektrode und Gegenelektrode erinnert.



Kapazitiv gekoppelte RF-Entladungen 1

- Die Einkopplung von RF-Feldern gelingt mit kapazitiver Ankopplung im Bereich einiger 1 mTorr (Pa).
- Kapazitiv deswegen, weil die über der heißen Elektrode entstehende dicke Randschicht eine sehr niedrige Ladungsträgerdichte aufweist und an das Dielektrikum eines Plattenkondensators mit Elektrode und Gegenelektrode erinnert.
- Die Plasmadichte erreicht einige $10^{10}/\text{cm}^3 \Rightarrow$ Ionisationsgrad im Promille-Bereich.



Kapazitiv gekoppelte RF-Entladungen 1

- Die Einkopplung von RF-Feldern gelingt mit kapazitiver Ankopplung im Bereich einiger 1 mTorr (Pa).
- Kapazitiv deswegen, weil die über der heißen Elektrode entstehende dicke Randschicht eine sehr niedrige Ladungsträgerdichte aufweist und an das Dielektrikum eines Plattenkondensators mit Elektrode und Gegenelektrode erinnert.
- Die Plasmadichte erreicht einige $10^{10}/\text{cm}^3 \Rightarrow$ Ionisationsgrad im Promille-Bereich.
- Damit ist der Übertragungsbereich der des Evaneszenz-Regimes mit einer endlichen Eindringtiefe (Schwächung auf 1 etel nach einigen 10 cm).



Kapazitiv gekoppelte RF-Entladungen 2

- Die an der heißen Elektrode entstehende Bias-Spannung entsteht einerseits durch die unterschiedlichen Beweglichkeiten der Ladungsträger. Beweis: In Entladungen von SF_6 mit sehr vielen SF_5^- -Anionen ist das DC-Bias nahezu Null.



Kapazitiv gekoppelte RF-Entladungen 2

- Die an der heißen Elektrode entstehende Bias-Spannung entsteht einerseits durch die unterschiedlichen Beweglichkeiten der Ladungsträger. Beweis: In Entladungen von SF_6 mit sehr vielen SF_5^- -Anionen ist das DC-Bias nahezu Null.
- Aber das DC-Bias hängt auch vom Flächenverhältnis der Elektroden ab, entweder mit einem Exponenten zwischen 1 und 2 für die kleinere Elektrode.



Kapazitiv gekoppelte RF-Entladungen 2

- Die an der heißen Elektrode entstehende Bias-Spannung entsteht einerseits durch die unterschiedlichen Beweglichkeiten der Ladungsträger. Beweis: In Entladungen von SF_6 mit sehr vielen SF_5^- -Anionen ist das DC-Bias nahezu Null.
- Aber das DC-Bias hängt auch vom Flächenverhältnis der Elektroden ab, entweder mit einem Exponenten zwischen 1 und 2 für die kleinere Elektrode.
- Die Randschichten an der heißen und der kalten Elektrode sind unterschiedlich dick, an der heißen Elektrode können bis zu 2 cm erreicht werden.



Kapazitiv gekoppelte RF-Entladungen 3

- Die Schichtdicke ist dem Druck etwa umgekehrt und der Bias-Spannung direkt proportional.



Kapazitiv gekoppelte RF-Entladungen 3

- Die Schichtdicke ist dem Druck etwa umgekehrt und der Bias-Spannung direkt proportional.
- Damit sind die Elektroden-Randschichten nicht stoßfrei. Die Ionen weisen eine Energie- und Winkelverteilung durch Stöße auf.



Kapazitiv gekoppelte RF-Entladungen 3

- Die Schichtdicke ist dem Druck etwa umgekehrt und der Bias-Spannung direkt proportional.
- Damit sind die Elektroden-Randschichten nicht stoßfrei. Die Ionen weisen eine Energie- und Winkelverteilung durch Stöße auf.
- Die Randschicht gab der Entladung ihren Namen. Kapazitiv deswegen, weil die über der heißen Elektrode entstehende dicke Randschicht eine sehr niedrige Ladungsträgerdichte aufweist und an das Dielektrikum eines Plattenkondensators mit Elektrode und Gegenelektrode erinnert.

