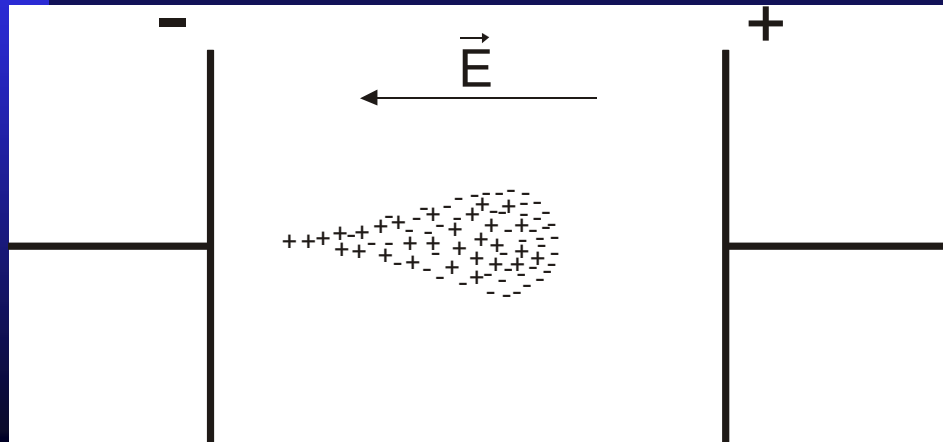


Prvý Townsendov koeficient



prvá teória popisujúca pomery
v plynnom el. výboji –
Townsendova teória lavín

- nech e opúšťajú katódu v
dôsledku fotoemisie

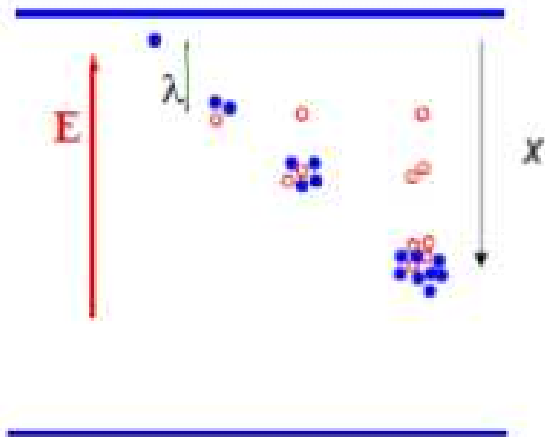
n_0 počet e , ktoré opúšťajú jednotku plochy katódy za 1 s

j_0 prúdová hustota na povrchu katódy

každý e pri svojom pohybe k anóde ionizuje neutrálnu časticu plynu,
vznikne ďalší e , ktorý je tiež urýchľovaný el. poľom, tieto e tiež nárazom
ionizujú, vznikne lavína

Prvý Townsendov koeficient α je počet ionizačných zrážok, ktoré elektrón
vykoná na jednotkovej dráhe (1 cm) pri pohybe v smere elektrického poľa.

Combined cloud chamber-avalanche chamber
Avalanches can begin with single electron



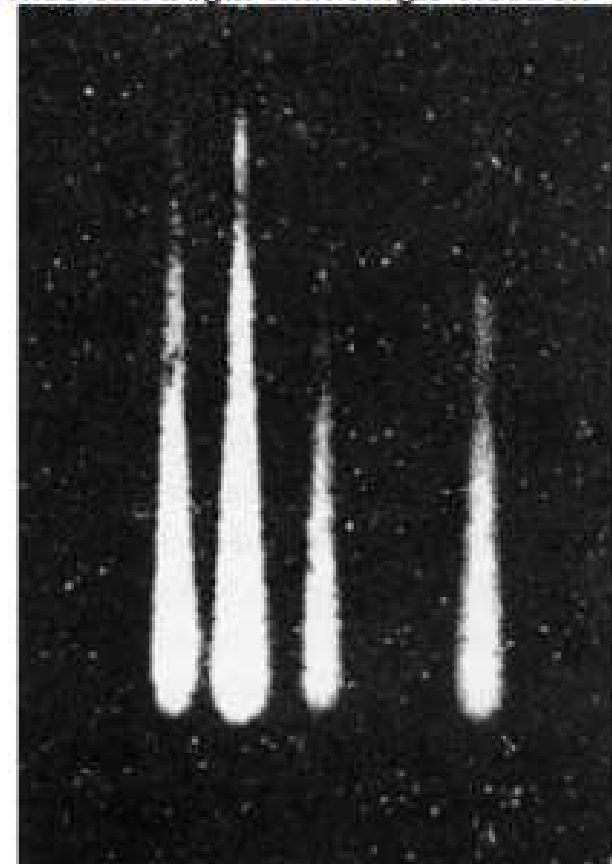
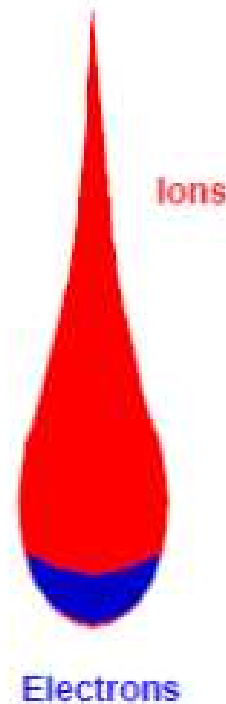
$$dn = n \alpha dx$$

$$n(x) = n_0 e^{\alpha x}$$

Spatial multiplication factor or Gain

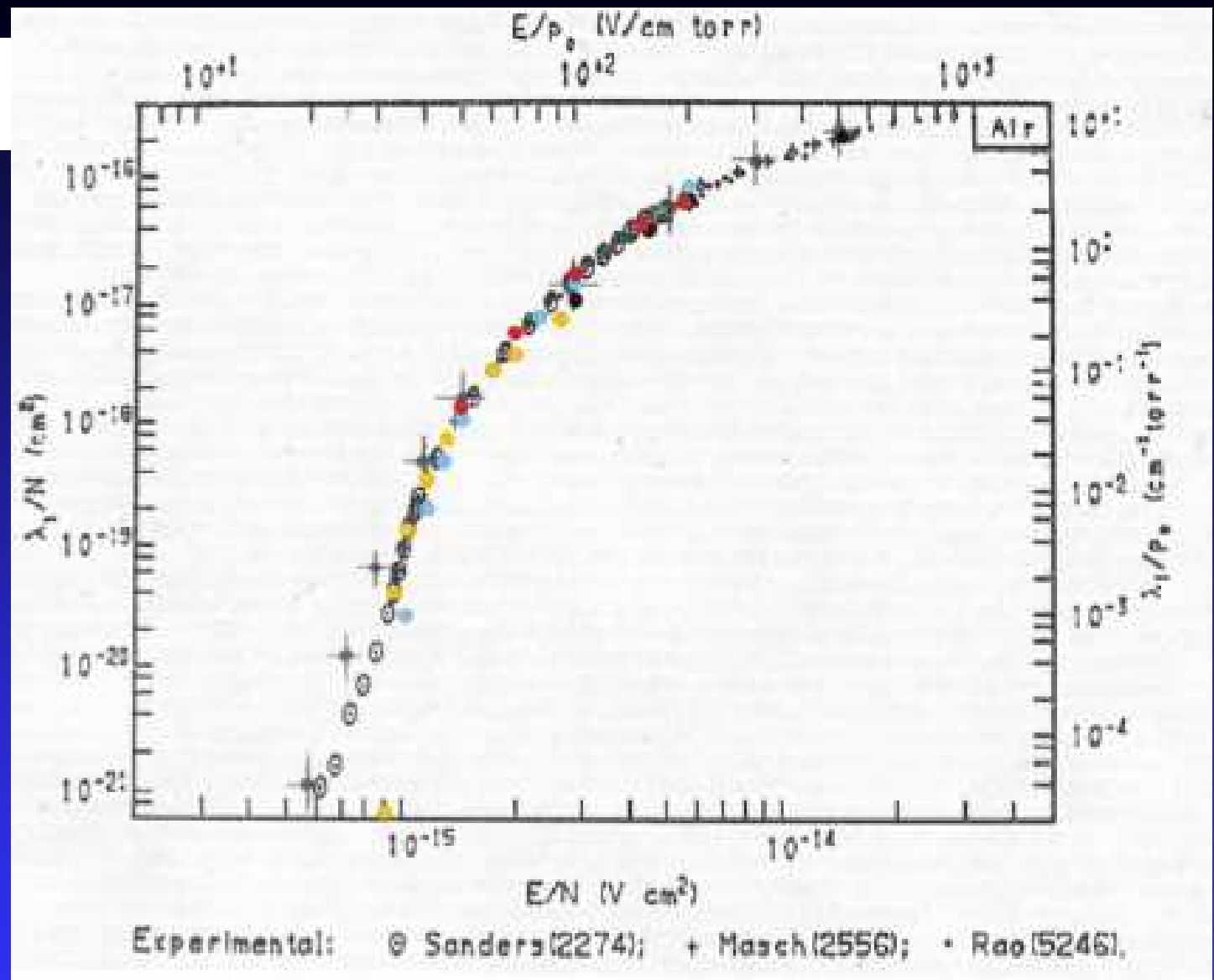
$$M(x) = \frac{n}{n_0} = e^{\alpha x}$$

α = Townsend coefficient



H. Raether
Electron avalanches and breakdown in gases
(Butterworth 1964)

$$\alpha/p \approx Ae^{-Bp/E}$$



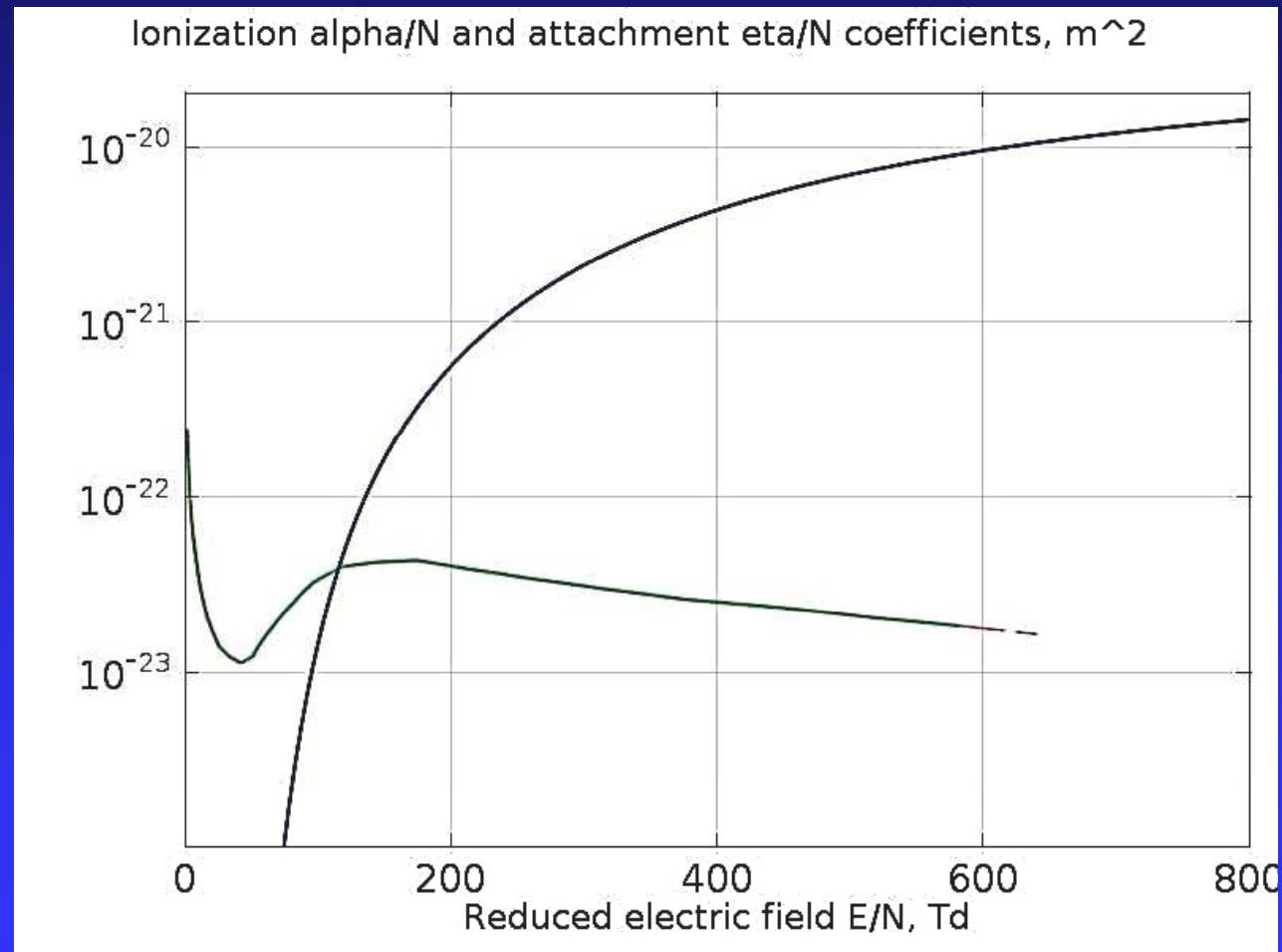
- Ako jednotka pre E/n sa vo fyzike el. výbojov používa i **1 Td (Townsend) = $10^{-17} \text{ V.cm}^{-2}$**

Koeficient záchytu elektrónov

Vzduch

trojný záchyt: $O_2 + e + M \rightarrow O_2^- + M$

disociatívny: $O_2 + e \rightarrow O^- + O$



Nepružné zrážky

Vzduch

- mimoriadne vysoký prierez (účinnosť) vibračnej excitácie

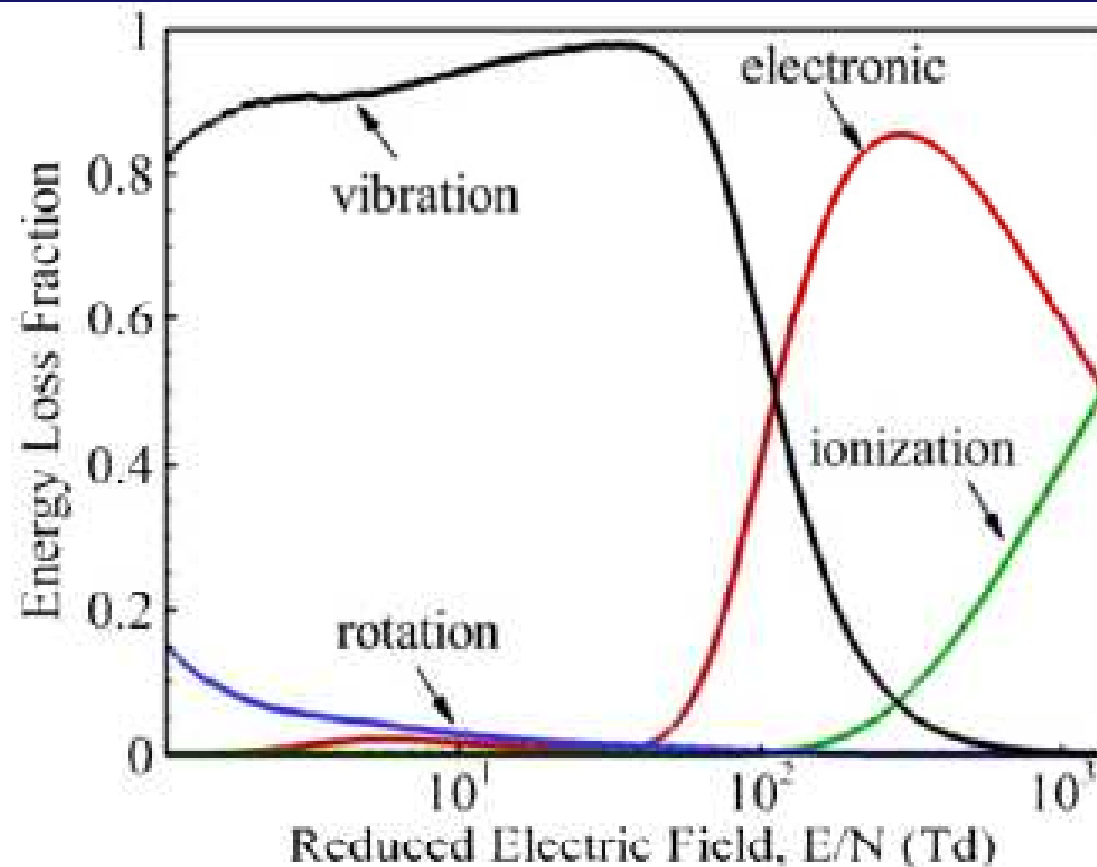
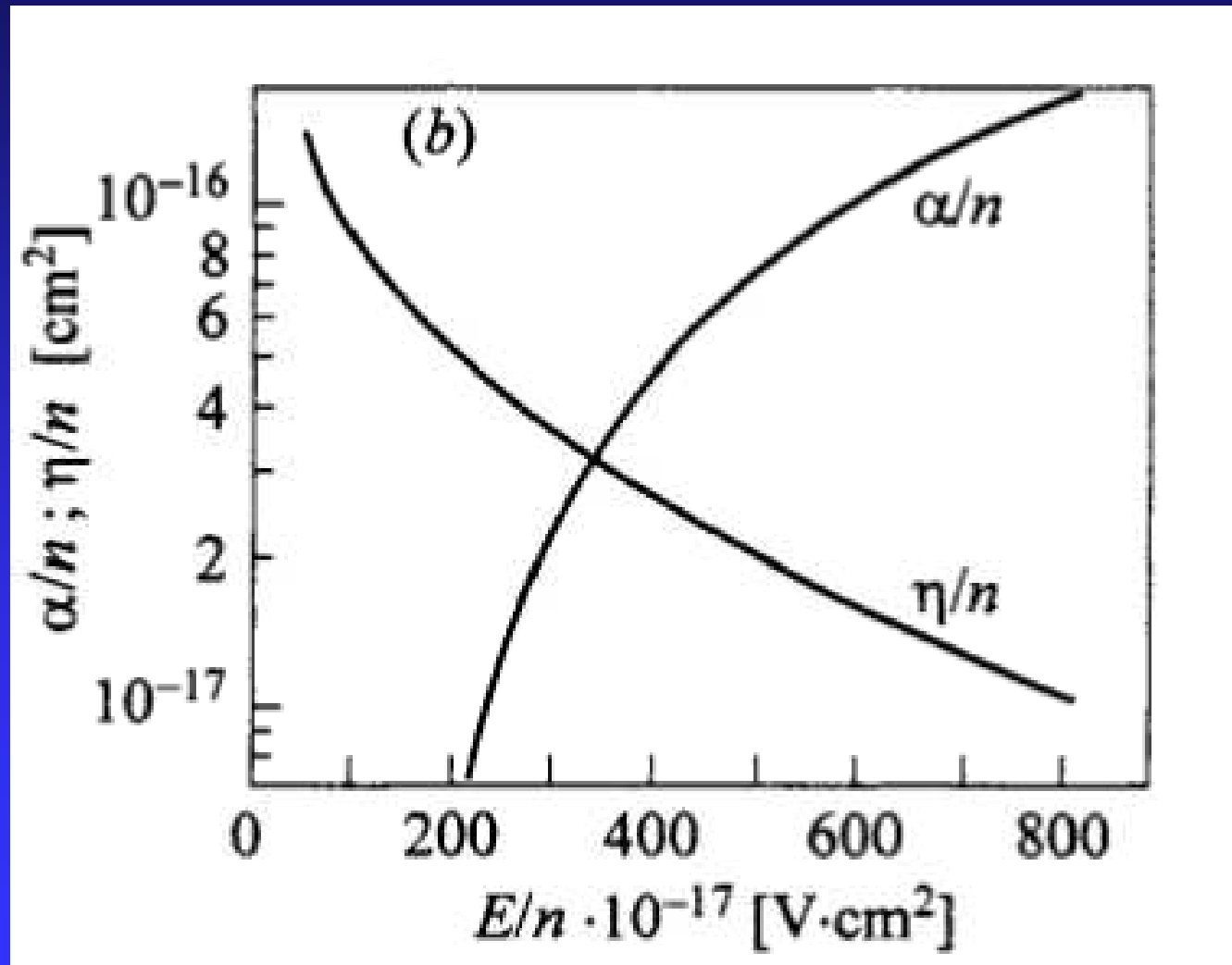
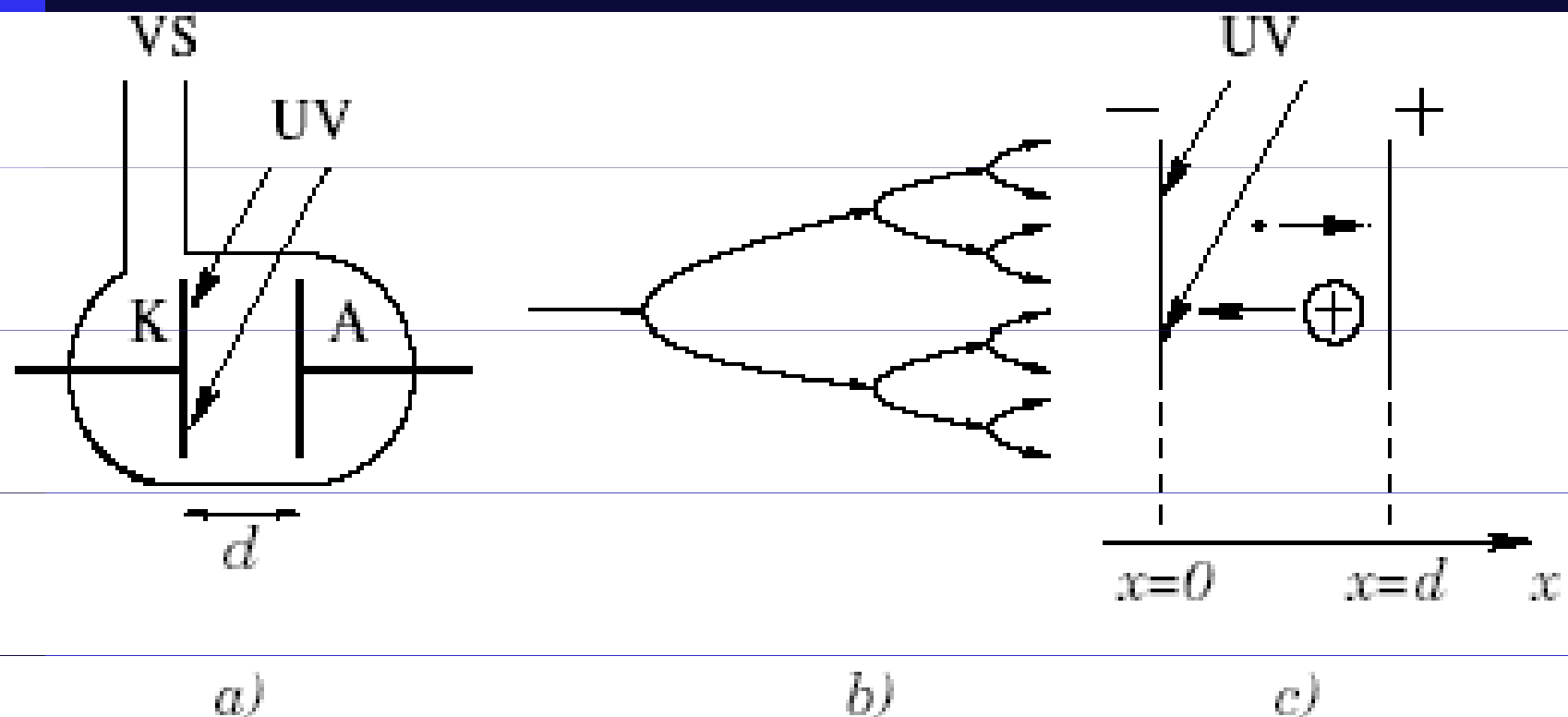


Figure 1. Fraction of electron energy lost in excitation of internal energy modes and ionization of O_2 and N_2 molecules in air as a function of reduced electric field, E/N .

Koeficient záchytu elektrónov

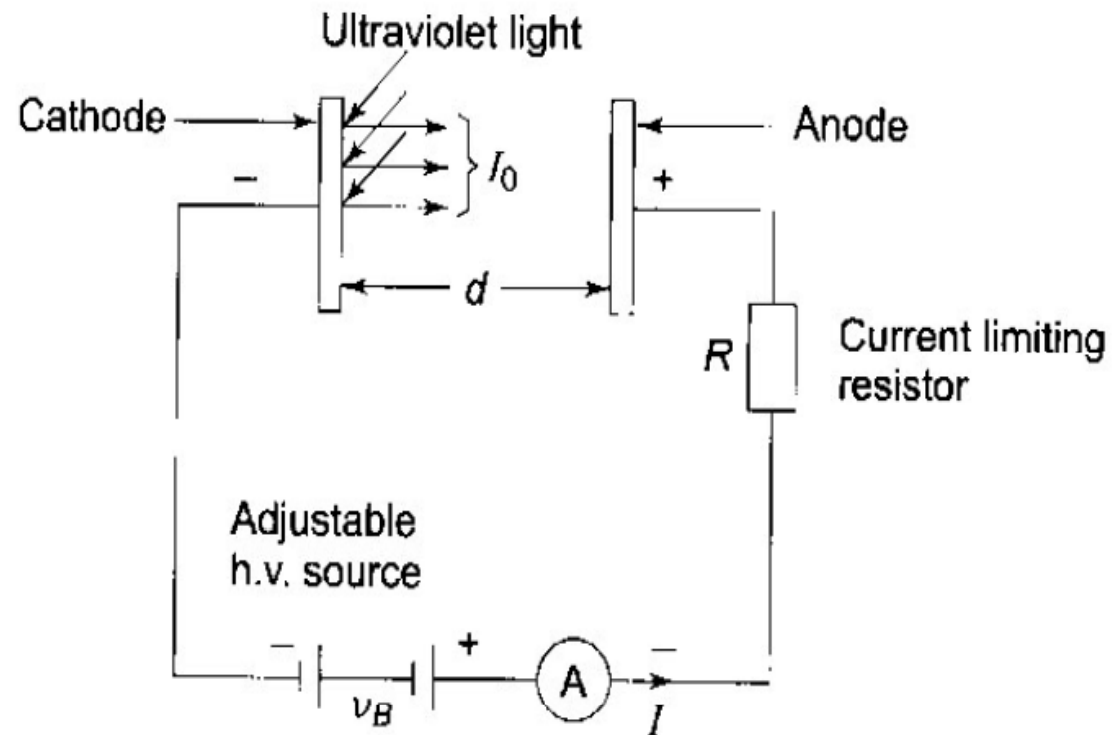
SF6 („elegas“)





Obr. 5.2: Zapalovanie výboja: a) výbojka na meranie zapalovacieho napätia: K - katóda, A - anóda, UV - ultrafialové žiarenie zabezpečujúce emisiu primárnych elektrónov, VS - napojenie na vákuový systém; b) elektrónová lavína; c) označenie polohy elektród

Experimentálne usporiadanie pre štúdium Townsendovho výboja



na dráhe dx jeden e uskutoční αdx ionizácií

prírastok dn , ktorý zapríčini n elektrónov vo vrstve dx potom je

$$dn = n \alpha dx$$

riešenie:

$$\ln n = \alpha x + \text{konšt.}$$

pretože pre $x = 0$ je $n = n_0$, bude po odlogaritmovaní :

$$n = n_0 e^{\alpha x}$$

prúdová hustota je analogicky

$$j = j_0 e^{\alpha x}$$

Ak vzdialenosť medzi elektródami bude rovná d , potom celkový počet elektrónov, ktorý dopadne na anódu bude :

$$n_0 e^{\alpha d}$$

v tomto počte sú zahrnuté aj pôvodné e z katódy, teda počet elektrónov NOV vzniknutých ionizáciou medzi K a A je

$$n_0 e^{\alpha d} - n_0$$

to je súčasne rovné počtu kladných iónov, ktoré vznikli vo výbojovom priestore (zanedbávame priestorovú ionizáciu nárazom kladných iónov, t.j. druhý Townsendov koeficient $\beta = 0$)

Tretí Townsendov koeficient γ – ak dopadne na katódu kladný ión, vyrazí z nej γ nových elektrónov, teda ak na katódu dopadne

$n_0(e^{\alpha d} - 1)$ kladných iónov, vyrazí z nej $\gamma n_0(e^{\alpha d} - 1)$ nových elektrónov

Potom bude teda z katódy vystupovať viac elektrónov, nielen n_0 , označme ich počet na katóde v **ustálenom stave** n_1 , čo bude celkove

$$n_1 = n_0 + \gamma n_1 (e^{\alpha d} - 1) \text{ z čoho } n_1 = n_0 / (1 - \gamma(e^{\alpha d} - 1))$$

A na anódu dopadne n_a elektrónov : $n_a = n_1 e^{\alpha d}$

Potom:

kdeže driftová rýchlosť elektrónov v je všade rovnaká (homogénne el. pole), a na anóde je prúd elektrónov rovný celkovému ustálenému prúdu platí (q je elementárny náboj): $v \cdot q \cdot n_a = v \cdot q \cdot n_1 e^{\alpha d}$, čiže $j_a = j = j_1 e^{\alpha d}$, kde

$$j_1 = j_0 / (1 - \gamma(e^{\alpha d} - 1))$$

Takže pri ustálenom stave prúdová hustota na anóde a všade bude

$$j = j_0 e^{\alpha d} / (1 - \gamma(e^{\alpha d} - 1))$$

teda prúd **nesamostatného** lavínového výboja pro konštanom priereze

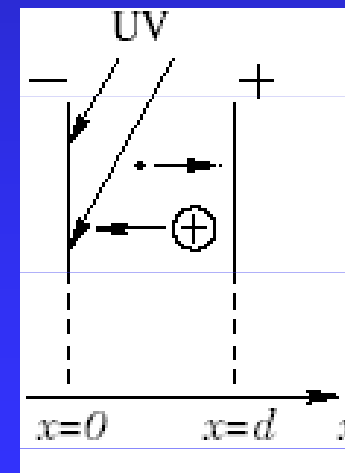
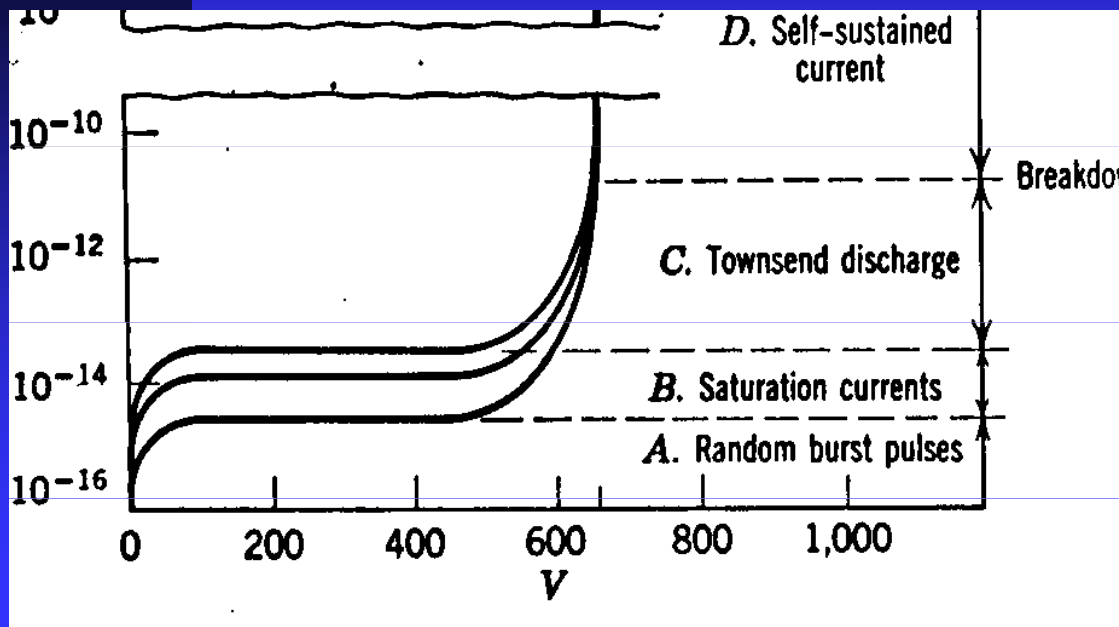
$$I = I_0 e^{\alpha d} / (1 - \gamma(e^{\alpha d} - 1))$$

Podmienka samostatného výboja

pri samostatnom ustálenom výboji musí platiť že prúd výboja už nezávisí od I_0 (netreba dodávať do výboja elektróny pomocou externého zdroja), teda menovateľ rovnice $I = I_0 e^{\alpha d} / (1 - \gamma(e^{\alpha d} - 1))$ musí byť blízky nule. Teda (fyzikálne nie čisto matematicky)

$\gamma(e^{\alpha x} - 1) \geq 1$ Townsendova podmienka pre udržanie lavínového samostatného výboja

V-A charakteristiky pre 3 rozne hodnoty I_0 (intenzity UV):



Sekundárna emisia elektrónov

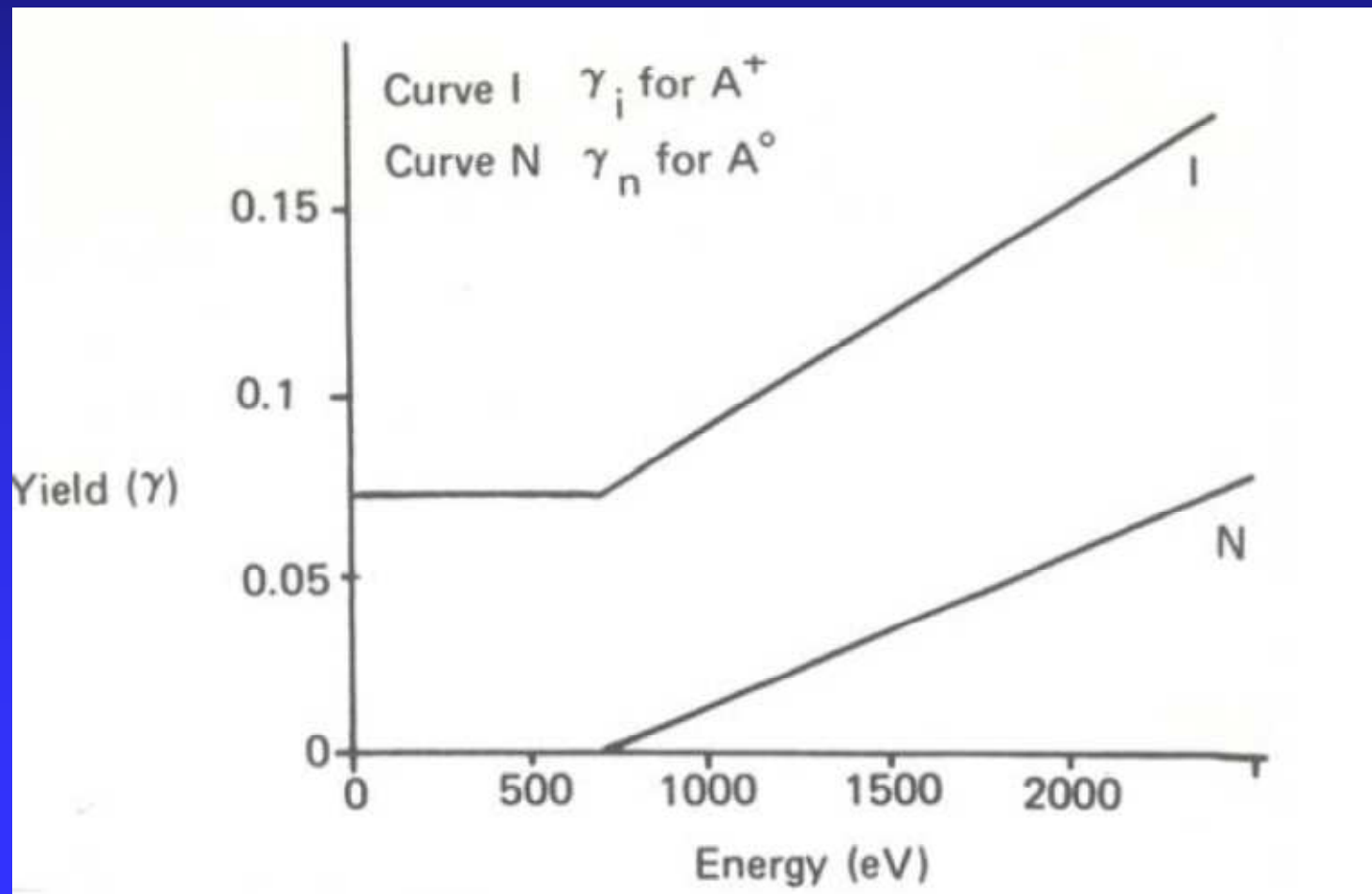
Townsendov koef. **sekundárnej** emisie β

- Emisia elektrónov z katódy je kritická pre udržanie samostatného výboja
 - ◆ Dva rôzne mechanizmy:
 - ◆ **Sekundárna emisia** pri dopade jednej častice vytvorenej vo výboji
 - Kladné ióny (energia ionizácie $> 2E_w$)
 - Fotóny
 - Neutrálne excitované častice (metastability)
 - ◆ emisia a to hlavne:
 - Termická emisia
 - Emisia silným el. poľom, autoemisia, studená emisia (tunelový efekt)

SE pri dopade kladných iónov

D. B. Medved, P. Mahadevan and J. K. Layton, *Phys. Rev.* **129**, 2086 (1963).

Figure 1.3: Secondary electron emission coefficient as a function of energy for argon ion and atom bombardment of molybdenum [66].



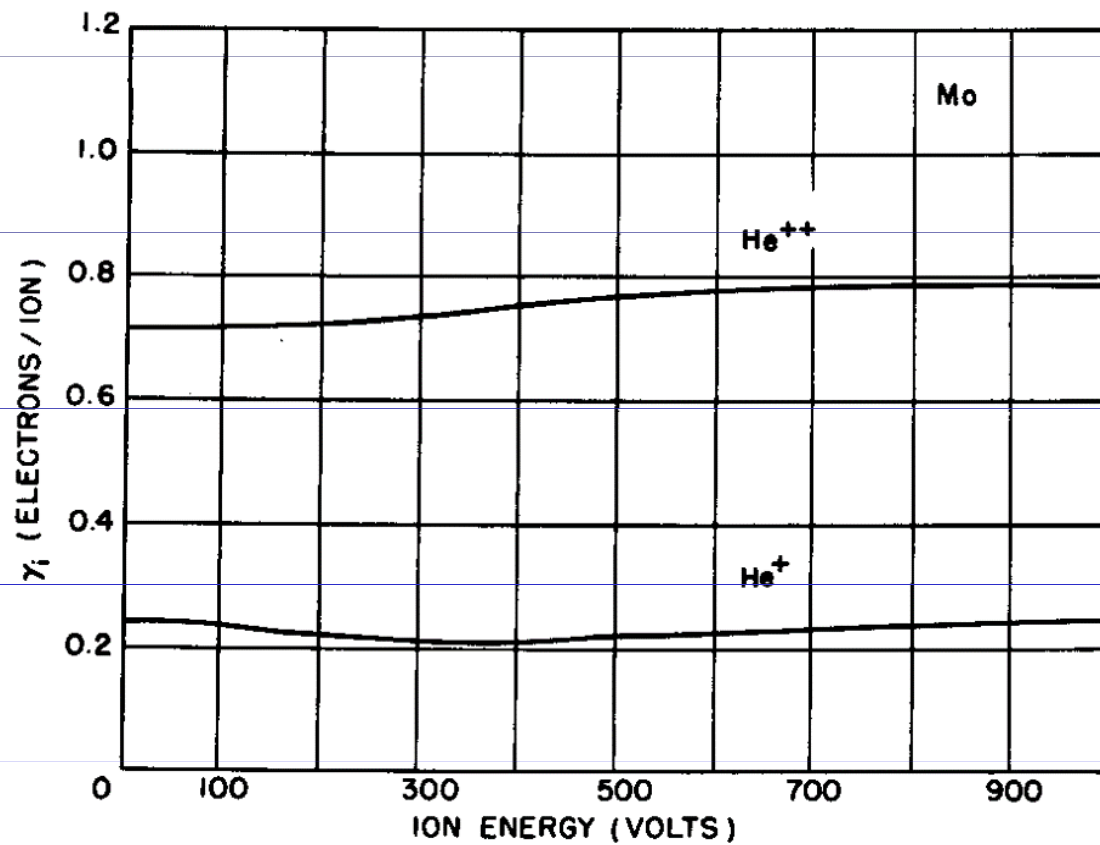


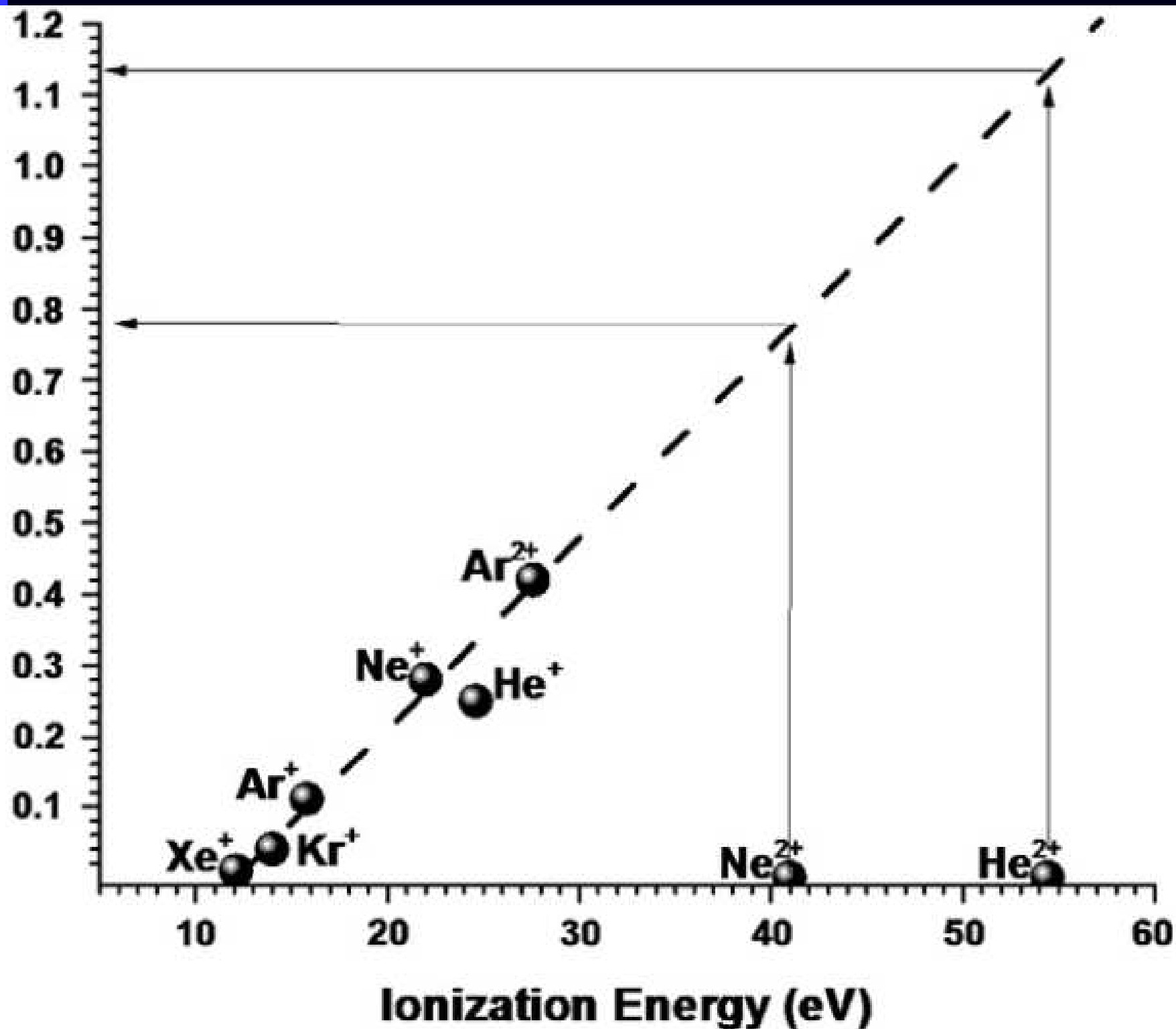
Fig. 7.9 Total electron yield of He^{++} and He^+ ions on atomically clean molybdenum.

H. D. Hagstrum (1953)

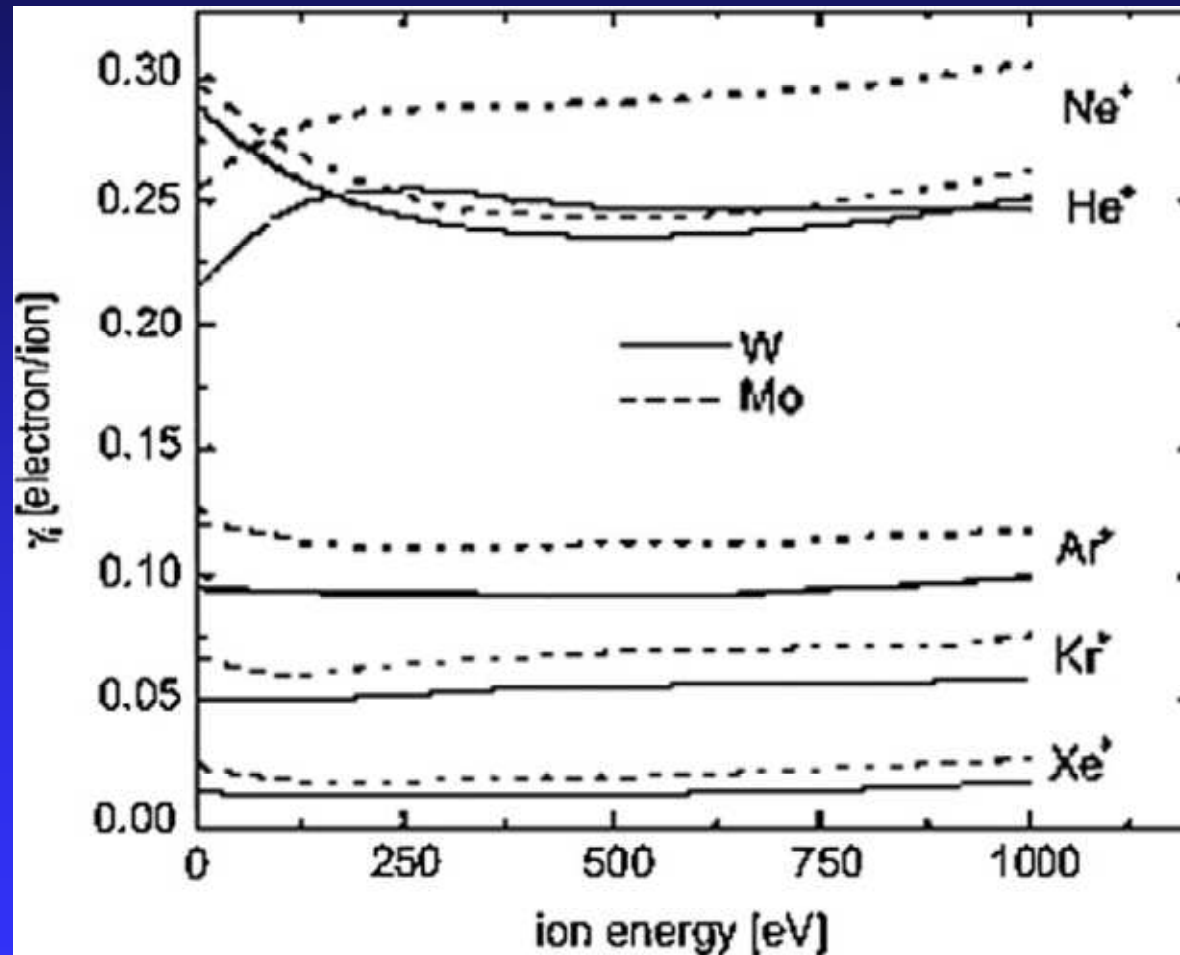
PHYREV J1 V89 P244

Secondary electron

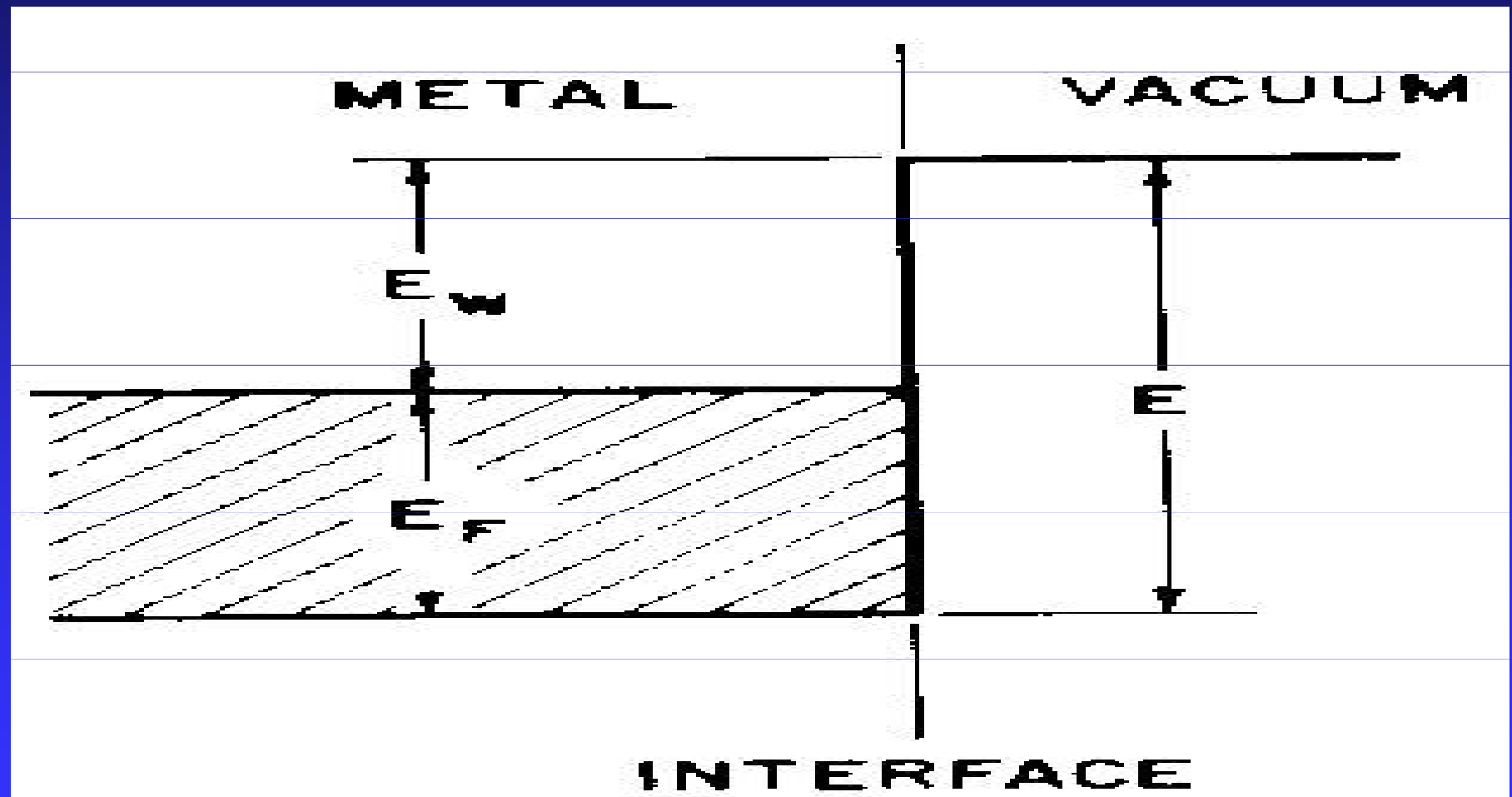
emission coefficient (γ_{1ee})



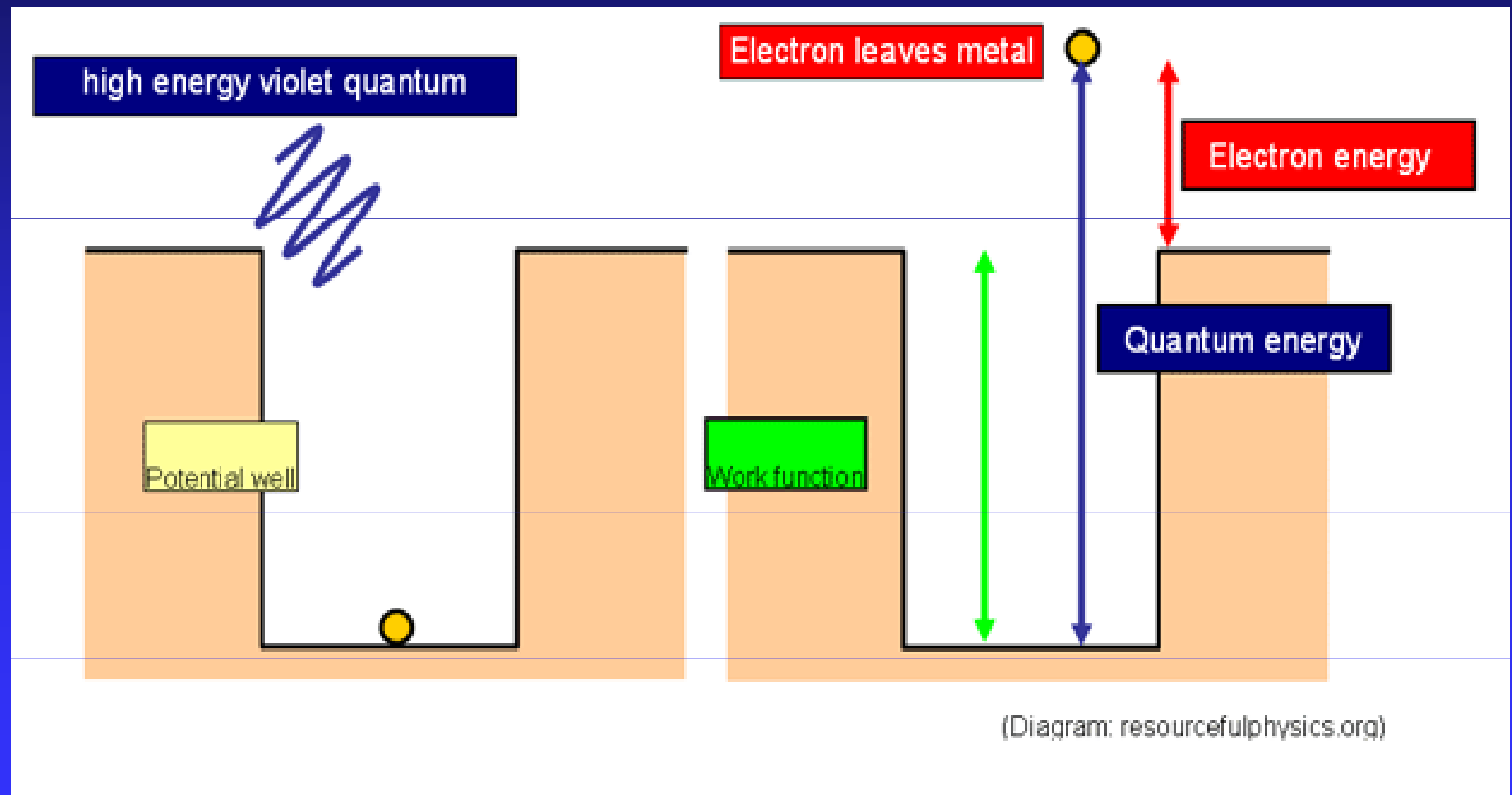
Závislost' na materiáli katódy



Výstupná práca E_w



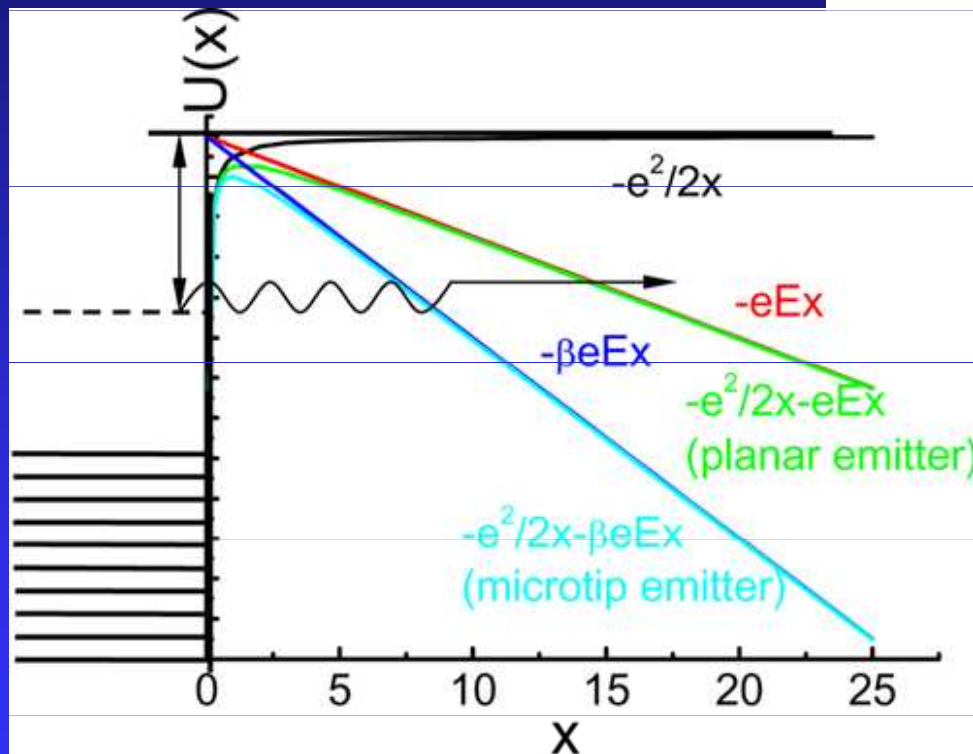
Fotoemisia:



Autoemisija – tunelový jav:

Fowlerova Nordheimova rovnica:

$$J = A \frac{(\beta E)^2}{\phi} \exp\left(-\frac{\beta \phi^{3/2}}{\beta E}\right)$$



Paschenov zákon – Paschenova krivka

- Napätie pri ktorom sa zapáli samostatný el. výboj v danom plyne závisí len na pomere medzielektródovej vzdialenosti d a voľnej dráhy λ_i , ktorú potrebuje elektrón na ionizáciu molekuly nárazom, čiže d/λ_i . Keďže v danom plyne je λ_i nepriamo úmerná tlaku plynu p ((hustote N) je zápalné napätie samostatného výboja funkciou $p \cdot d$ ($N \cdot d$)).
- Ani príliš veľké, ani príliš malé $p \cdot d$ nie sú vhodné pre účinnú ionizáciu, t.j, spôsobujú zvýšenie zápalného napätia. Preto pre daný plyn existuje optimálne $(p \cdot d)_{\min}$, kde je zápalné napätie minimálne:

Zápalné napätie

Koeficienty α a γ závisia od napätia medzi elektródami

Výraz pre zápalné napätie U_z dostaneme spojením vzťahov

$$\alpha/p \approx Ae^{-Bp/E} \quad \text{a} \quad \gamma(e^{\alpha x} - 1) \geq 1 \quad (\text{pričom } U = E \cdot d)$$

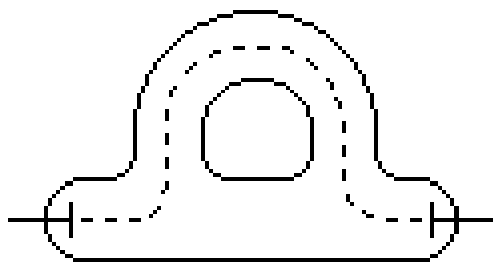
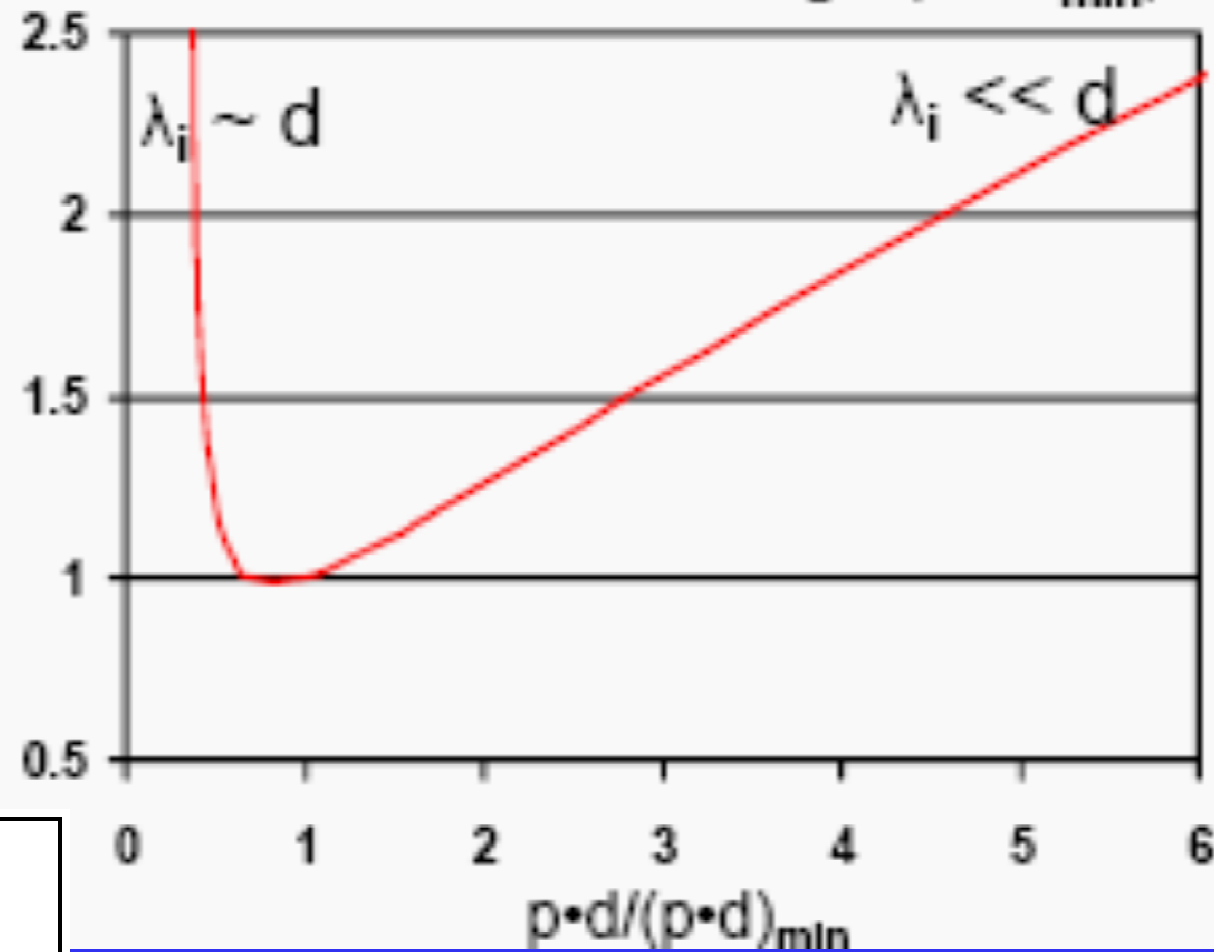
(odvodenie vid'. V. Martišovič: Základy f. plazmy, Bratislava 2004)

$$U_z = \frac{A \cdot pd}{\ln \left[\frac{B \cdot pd}{\ln \left(+ \frac{1}{\gamma} \right)} \right]} = f(pd)$$

zápalné napätie je funkciou súčinu tlaku
plynu a vzdialenosti elektród!

Paschenov zákon

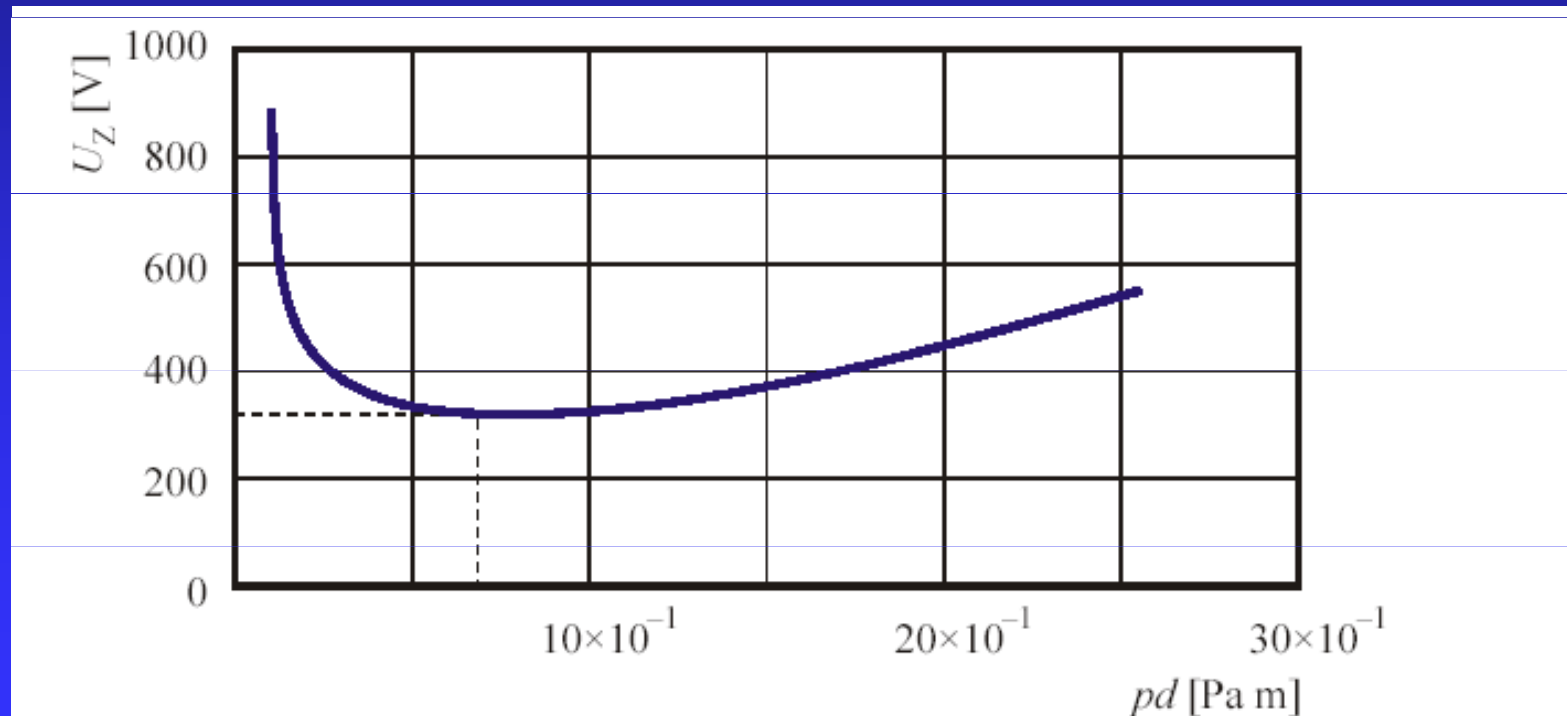
The Breakdown Voltage (V/V_{\min})

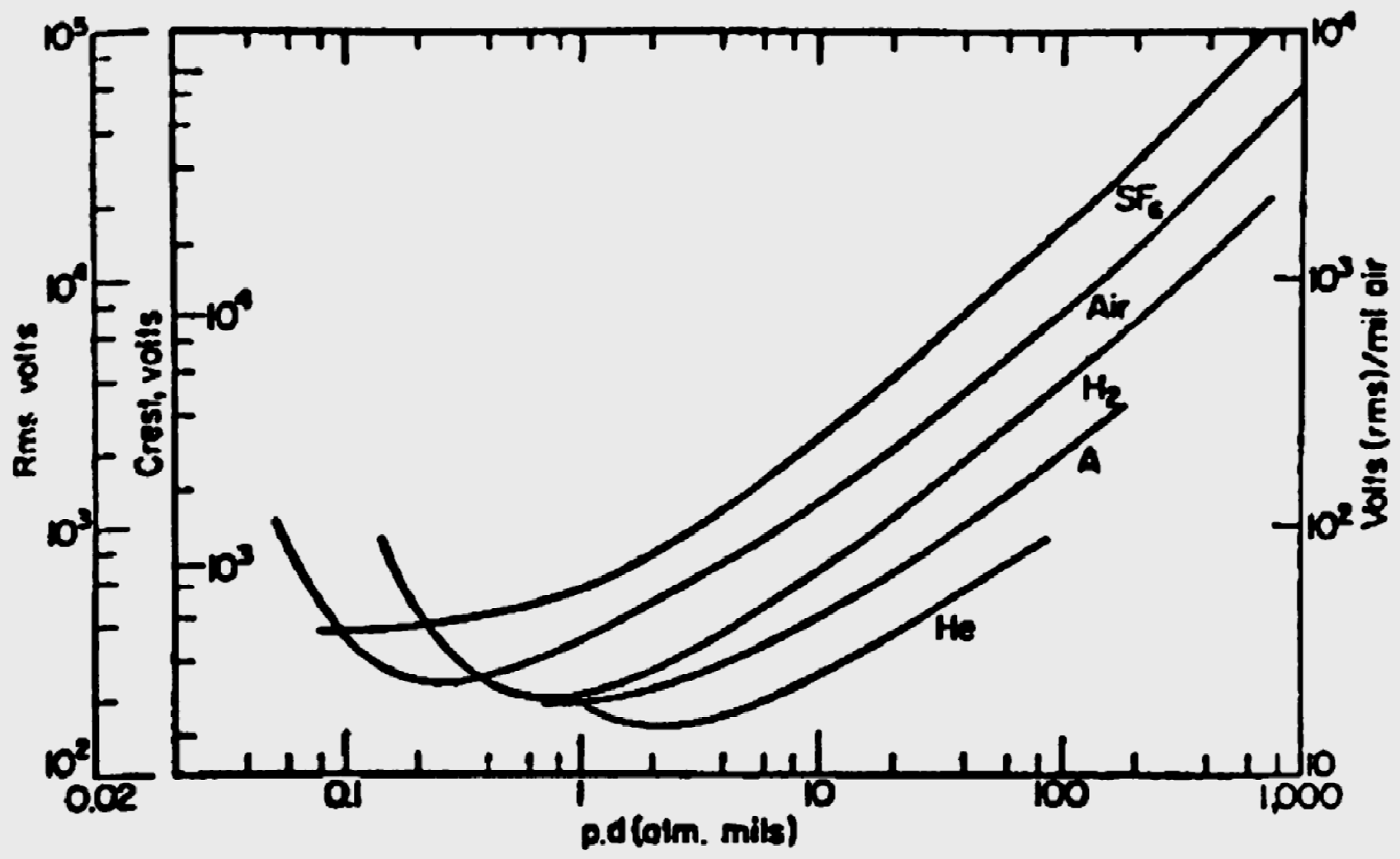


$$pd < (pd)_{\min}$$

Long Path Breakdown

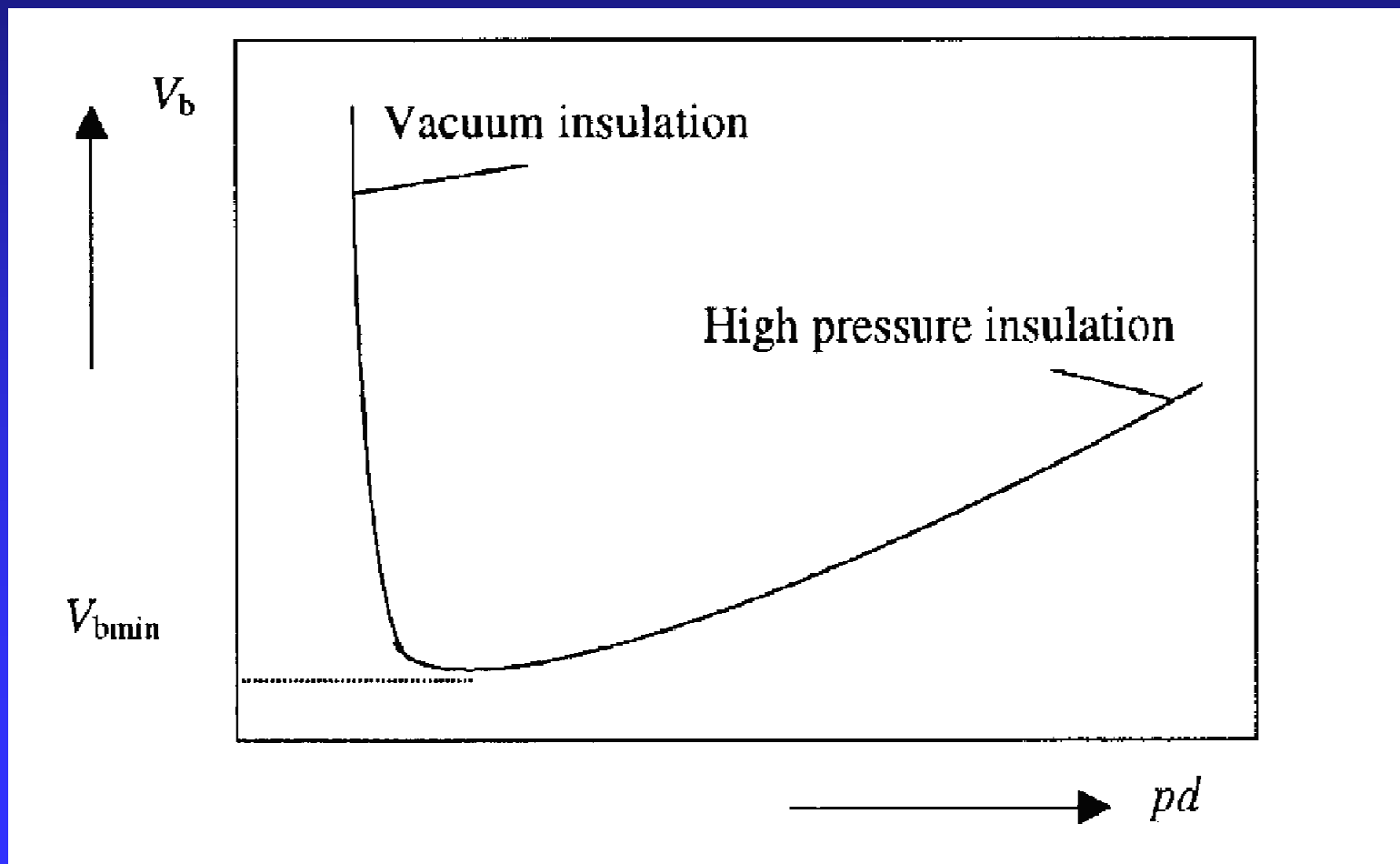
Paschenova krivka je experimentálne určená závislosť zápalného napätia U_z na tlaku plynu p a vzdialenosti elektród d . Pri atmosférickom tlaku a vzdialenosti $d = 1\text{ mm}$ je prierazné napätie vo vzduchu asi 1 kV. Najmenší prierazné napätie 300 V odpovedá tlaku 1 torru a vzdálenosti elektrod 1 cm. Paschenova křivka pro vzduch je znázorněna na obrázku



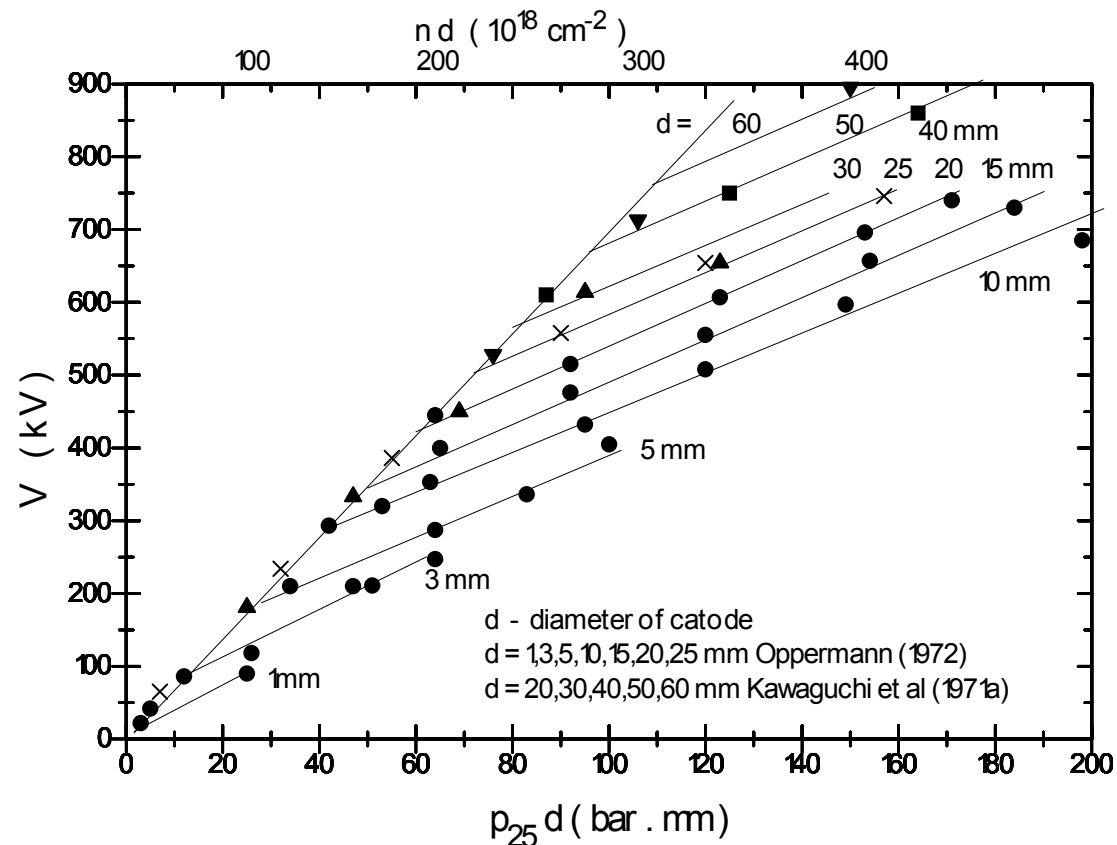


Na izoláciu VN môžeme použiť, alebo vakuum, alebo vysoký tlak plynu. V oboch prípadoch však narazíme na limit intenzity el. poľa asi 10^5V/cm .

Prečo?



Autoemisija nezávisí od E/N ale E.
pri poliach nad 10^5 V/cm spôsobí odchýlku od
Paschenovej krivky a neplatnosť Paschenovho
zákona:



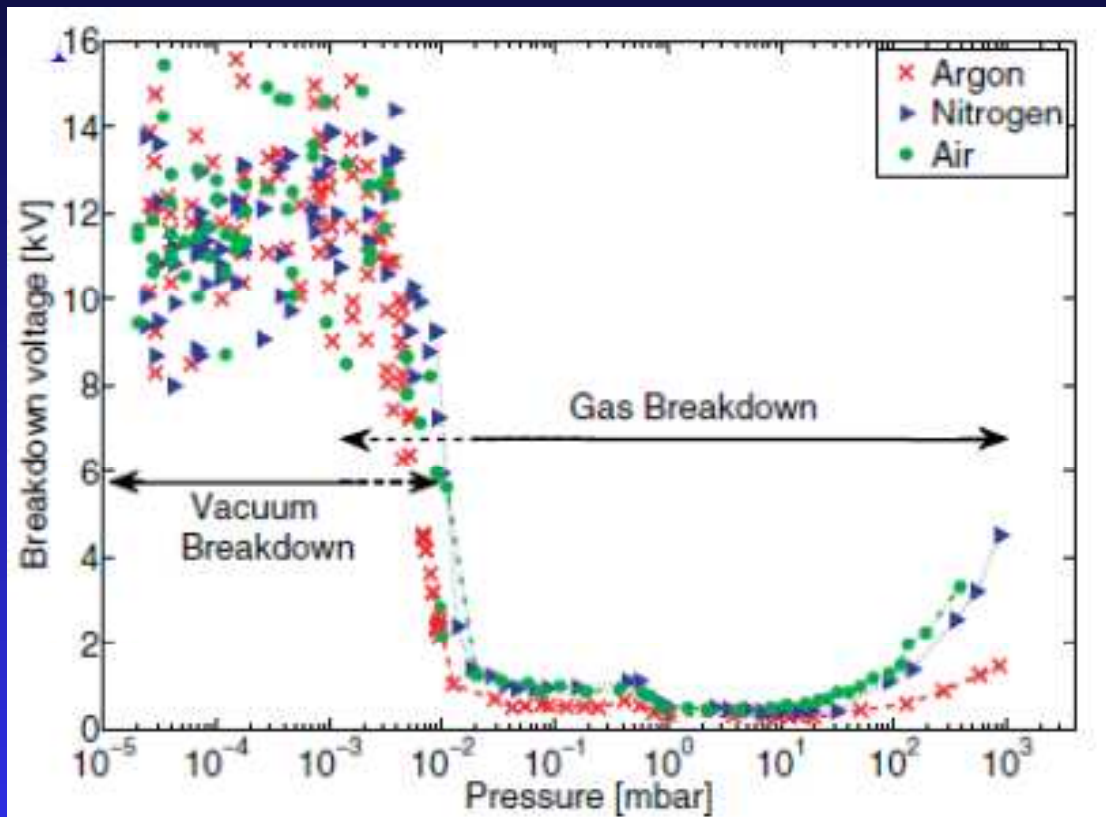
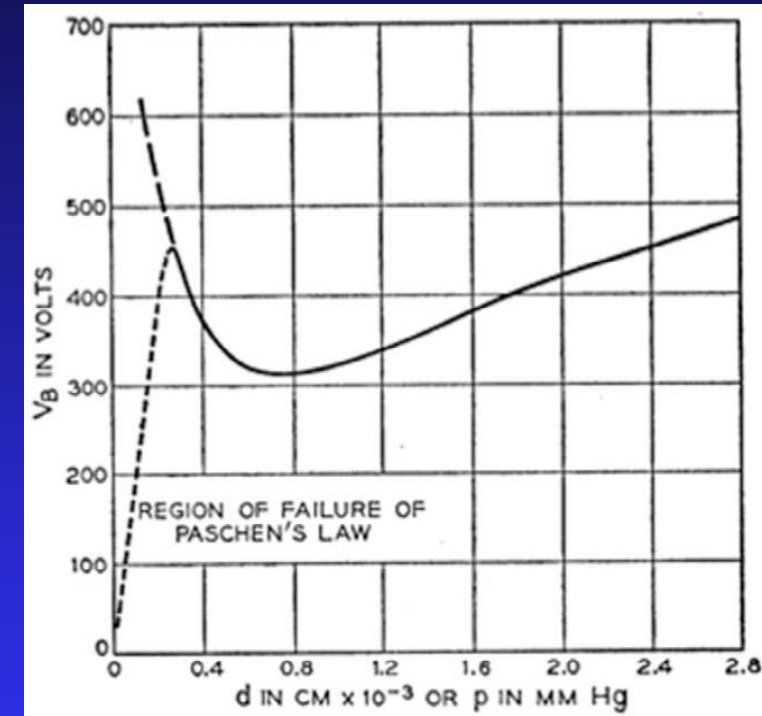
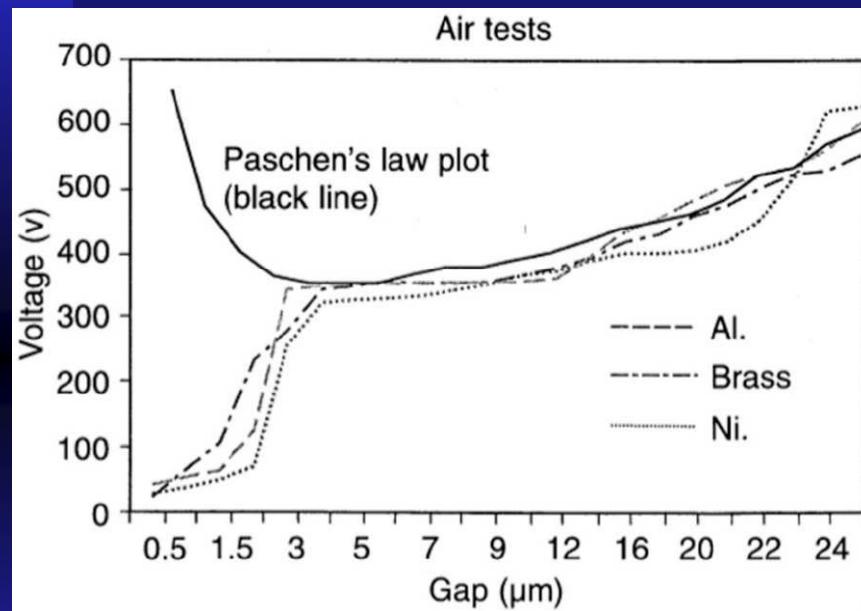


Figure 3. Measured dc breakdown voltages for the ring assembly from 2×10^{-5} to 10^3 mbar in different gases.

Pre malé vzdialenosti elektród:



Plot of the breakdown voltage as a function of the electrode gap spacing d for ambient air at atmospheric pressure using different cathode materials

D B Go and A Venkattraman 2014 *J. Phys. D: Appl. Phys.* 47

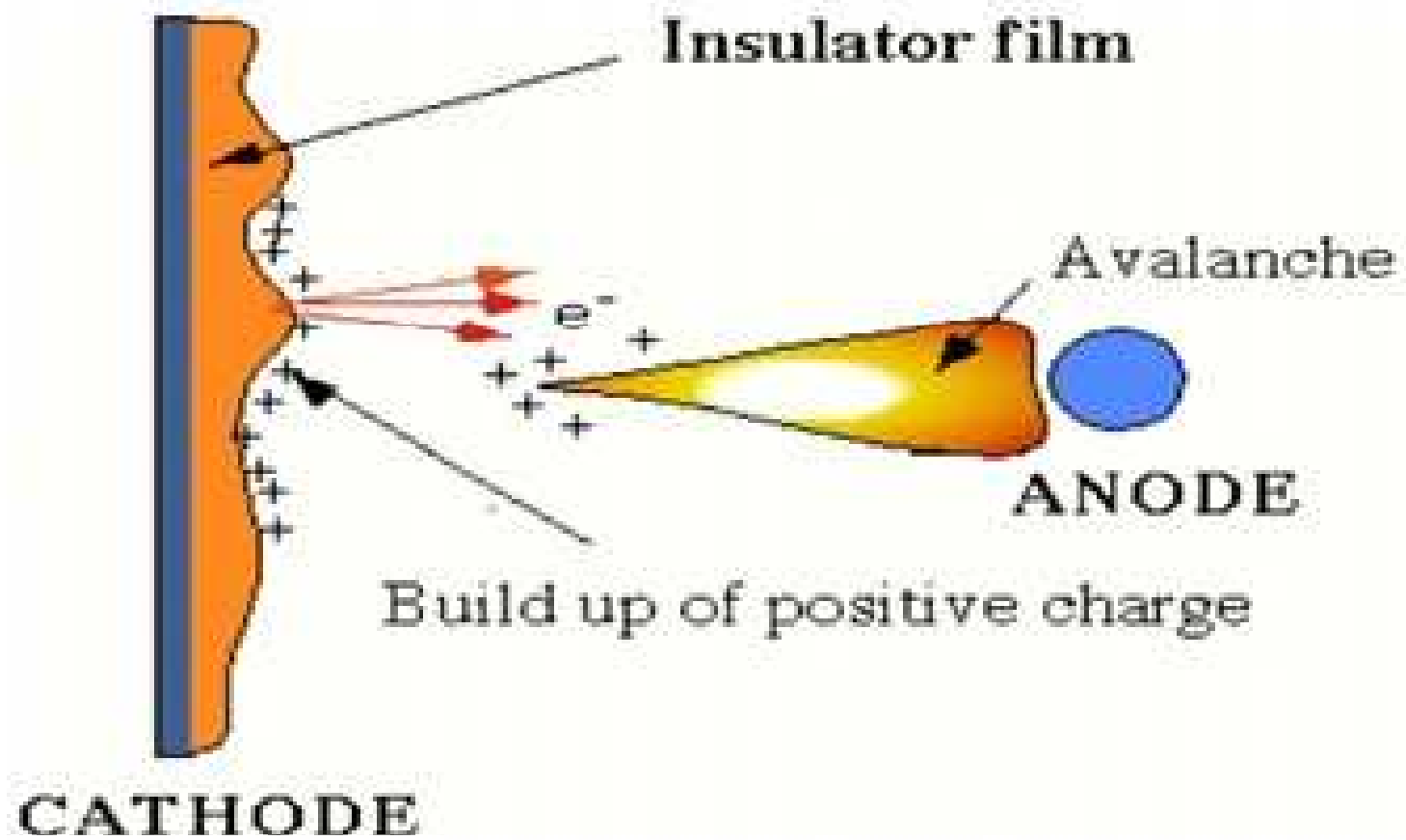
Malterova emisija

OPTOELECTRONICS AND ADVANCED MATERIALS – RAPID COMMUNICATIONS Vol. 6, No. 3-4, March - April 2012, p. 416 - 421

Investigation of field electron emission from ITO/glass interfaces

JADWIGA OLESIK

- „In 1936 Louis Malter studied the phenomenon of secondary emission from poorly conducting oxides and discovered some anomalies [1–3]. The anomalous secondary emission was caused by charging of the emitter surface and production of an internal electric field in investigated samples. **Uncontrolled behavior of this emission made impossible practical application of its properties like e.g. some high values of the secondary emission coefficient.** If it was possible to produce a given value internal field in a sample, then the secondary emission would be controllable. In this work such an attempt has been taken.“



Vplyv magnetického poľa:

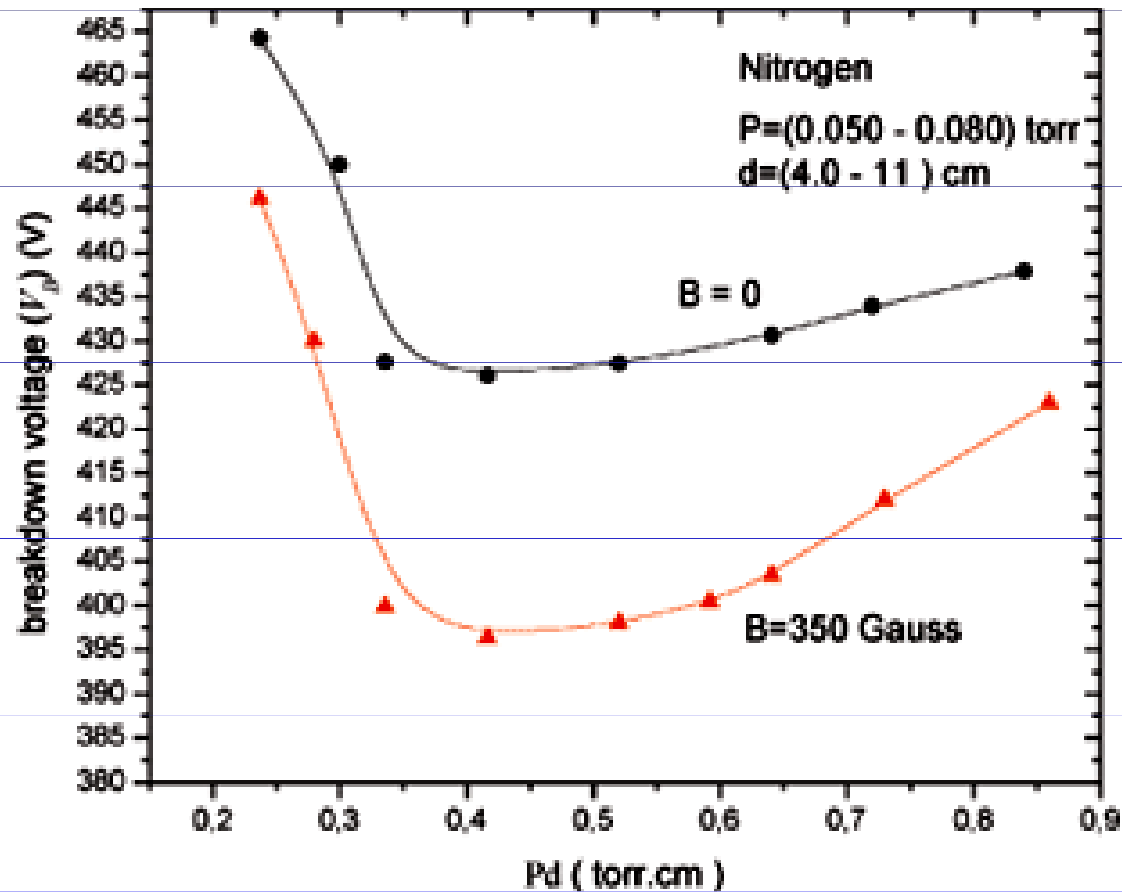
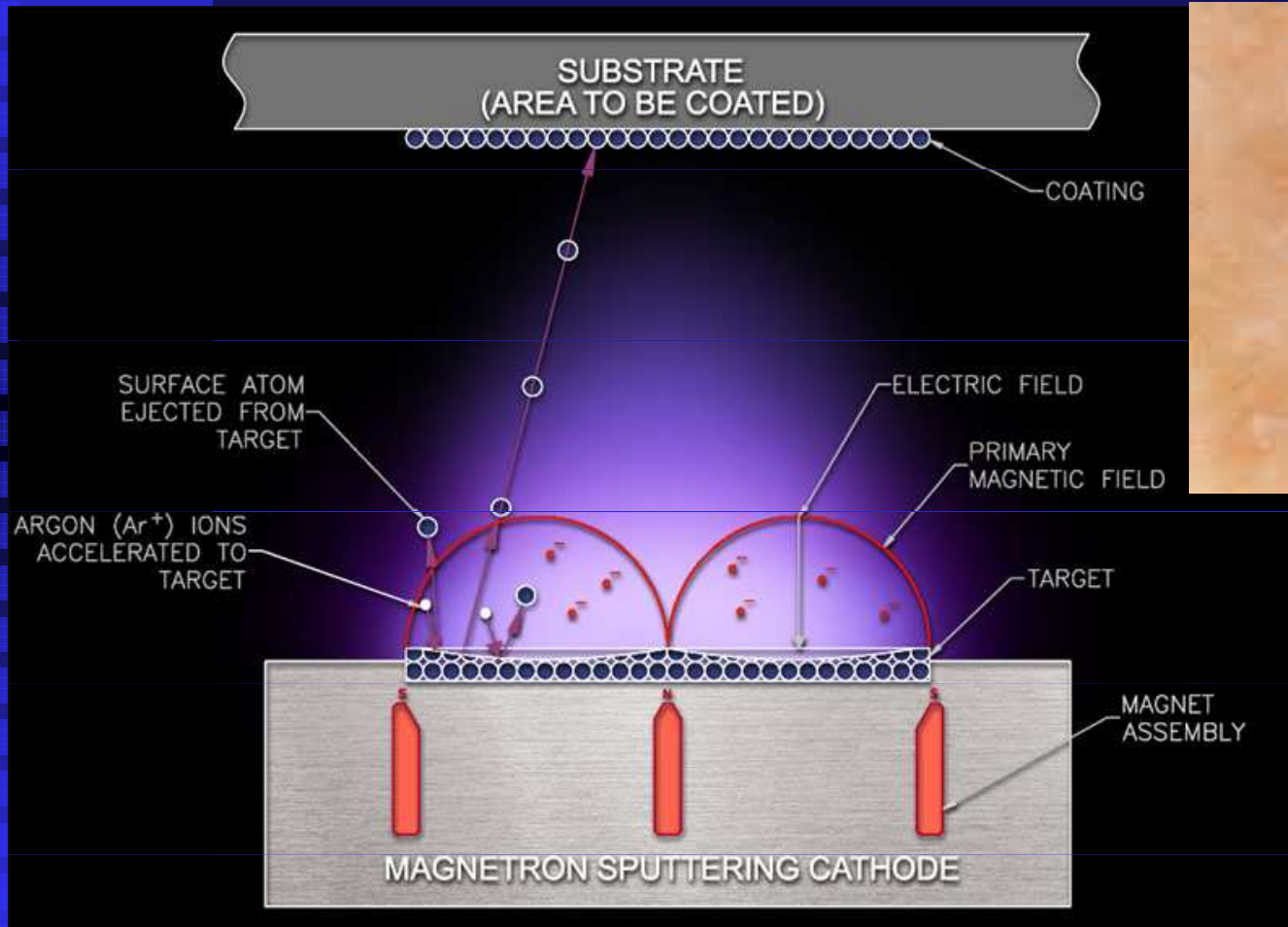
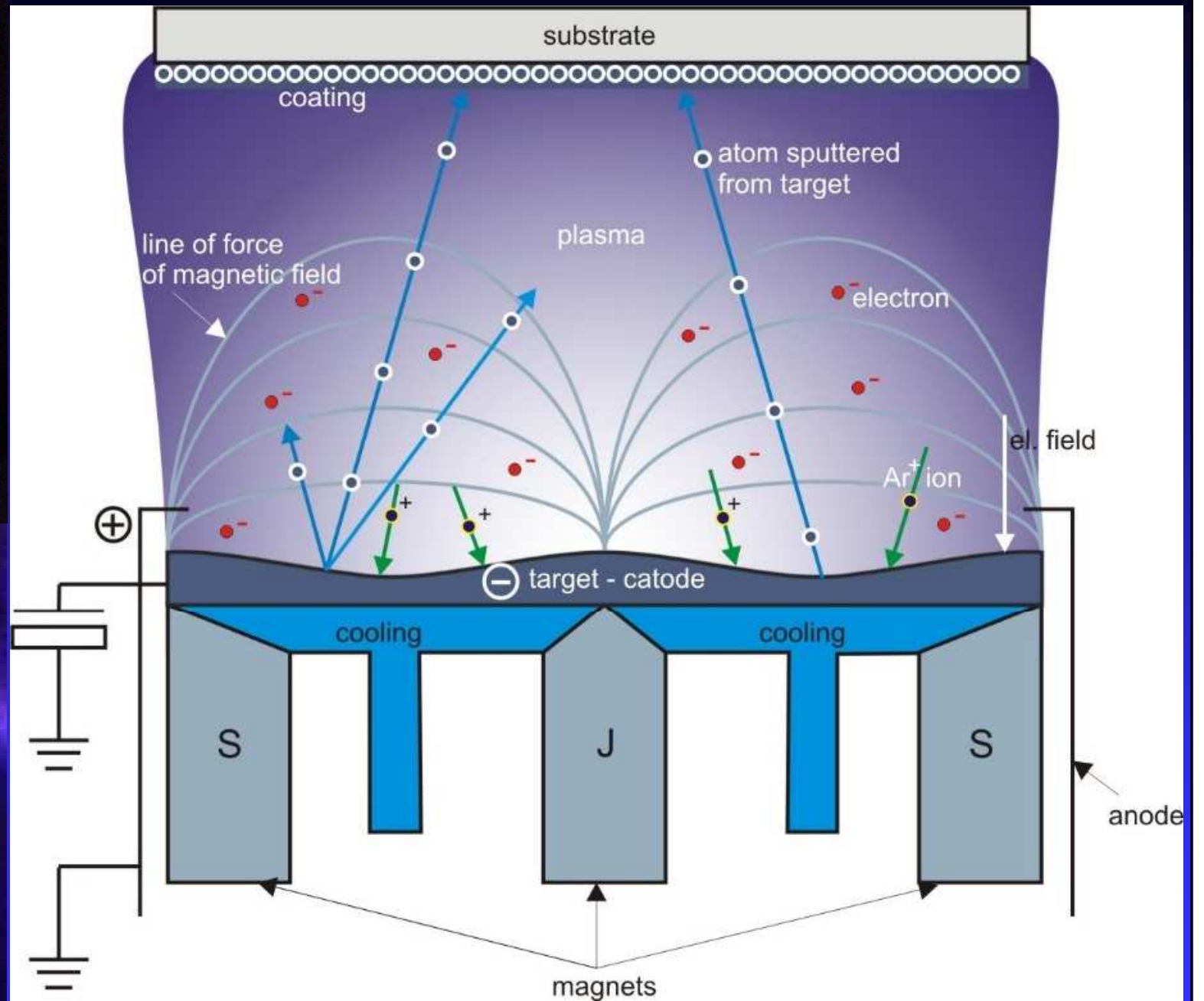
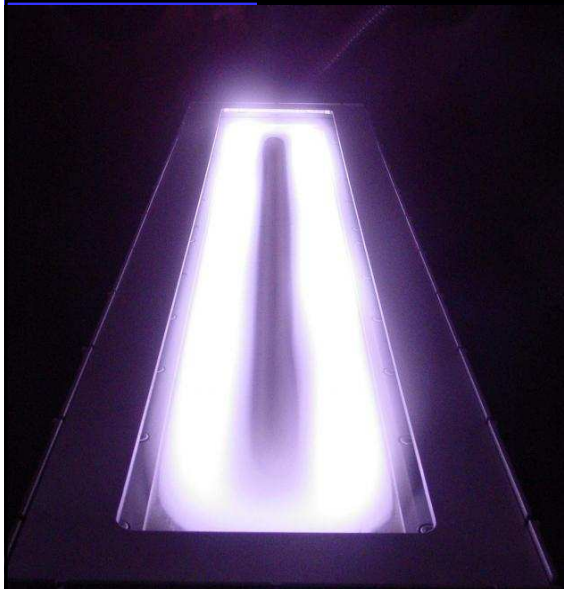


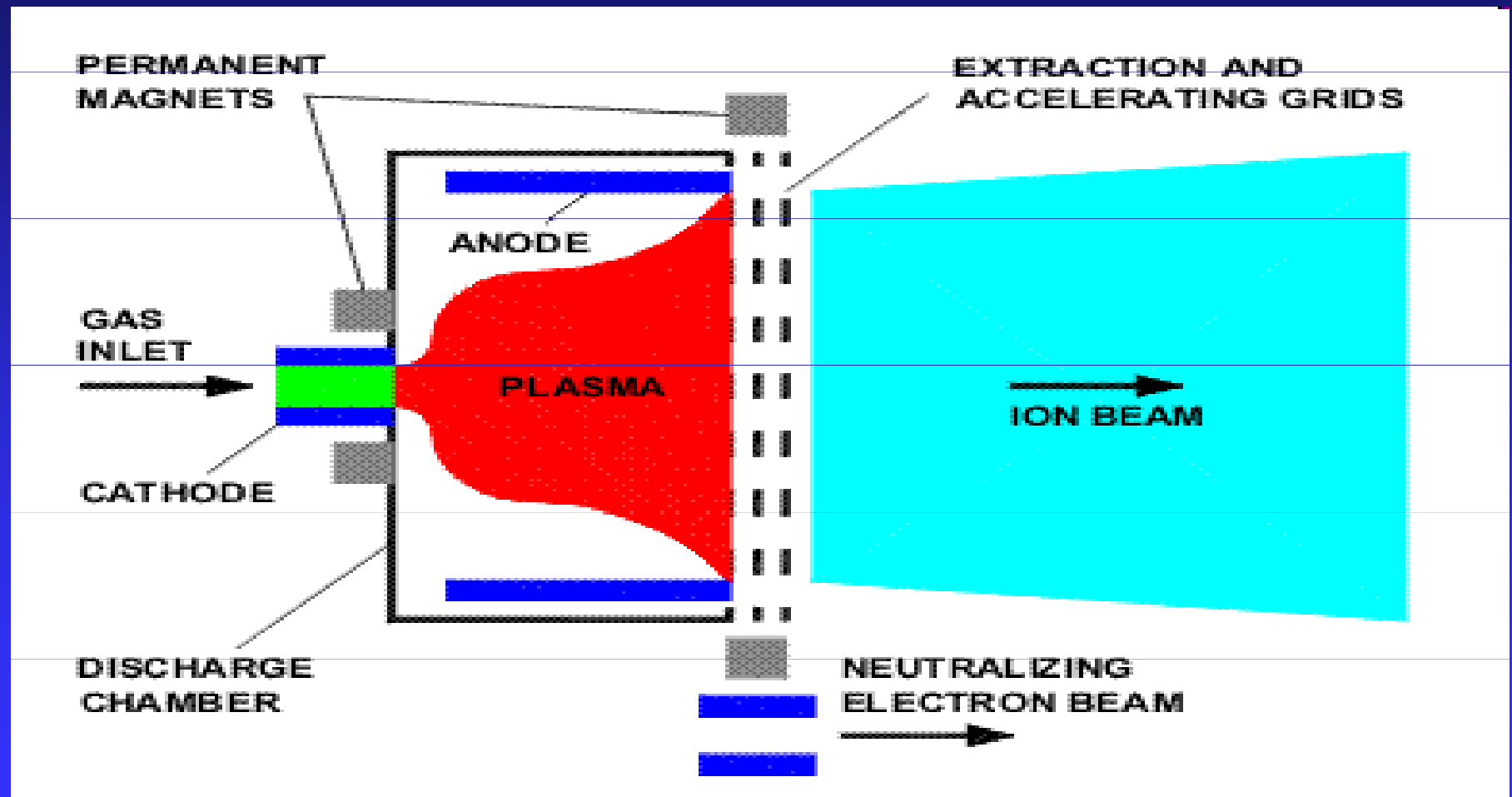
Figure 3. Breakdown voltage (V_B) for nitrogen as a function of Pd (Paschen curves) for two values of magnetic field.

Magnetronové naprašovanie:



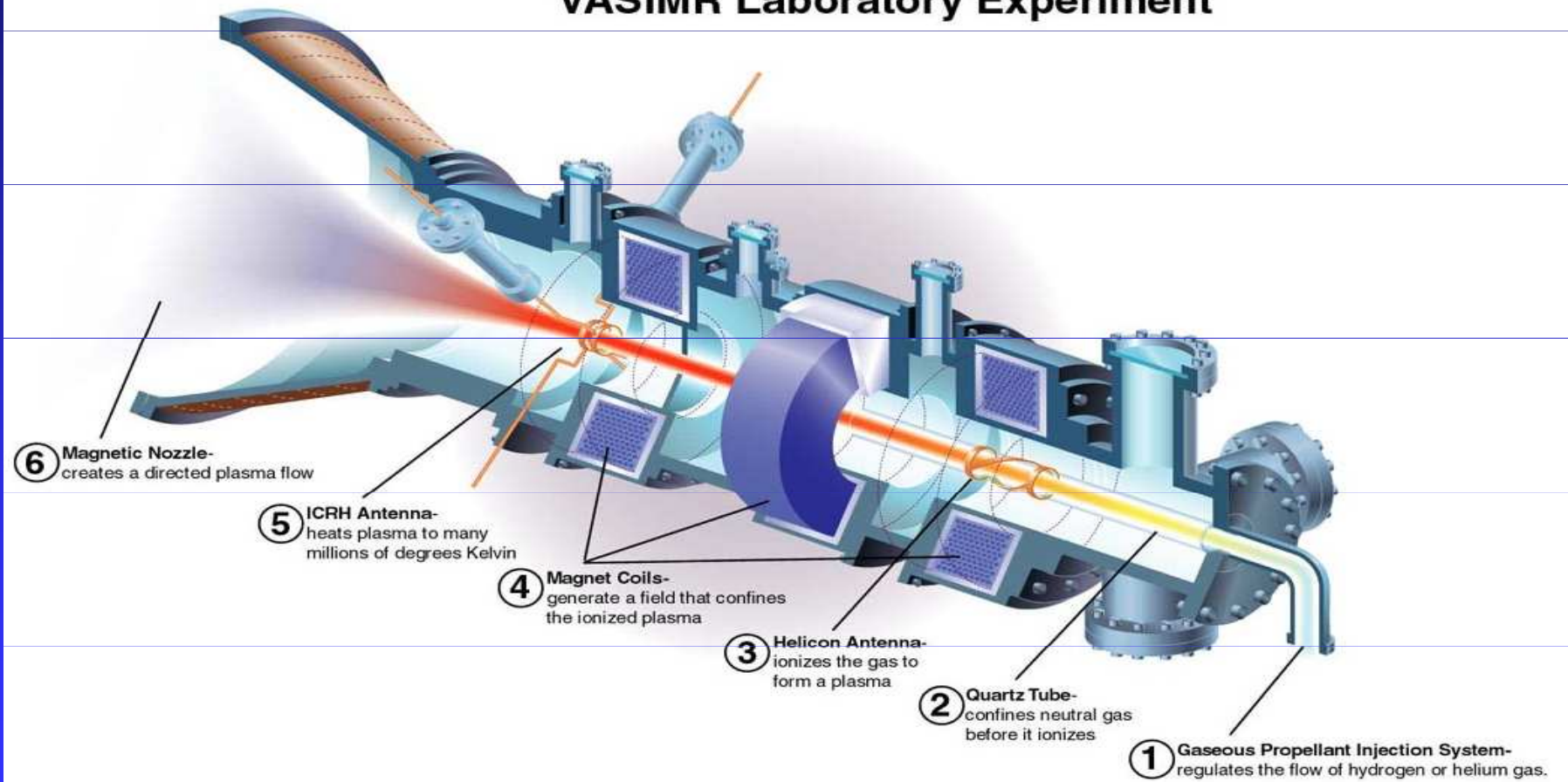


Iónový reaktívny motor:



Iónový reaktívny motor:

VASIMR Laboratory Experiment



Penningov zdroj

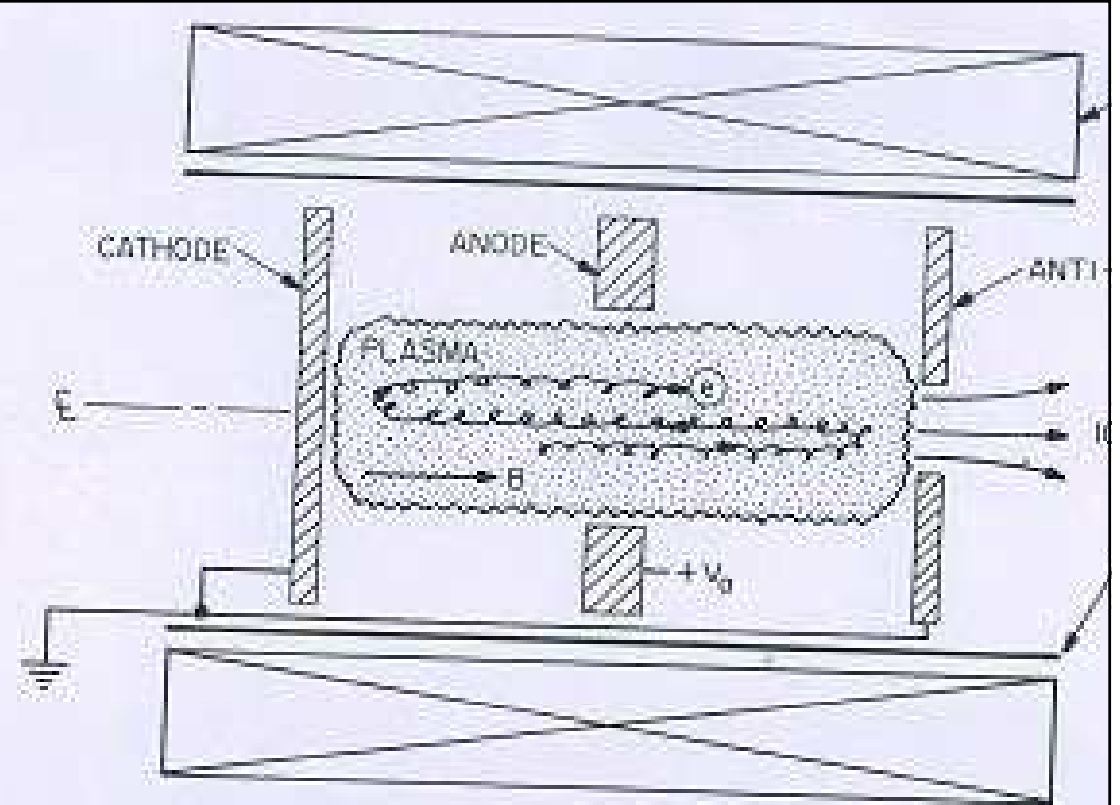
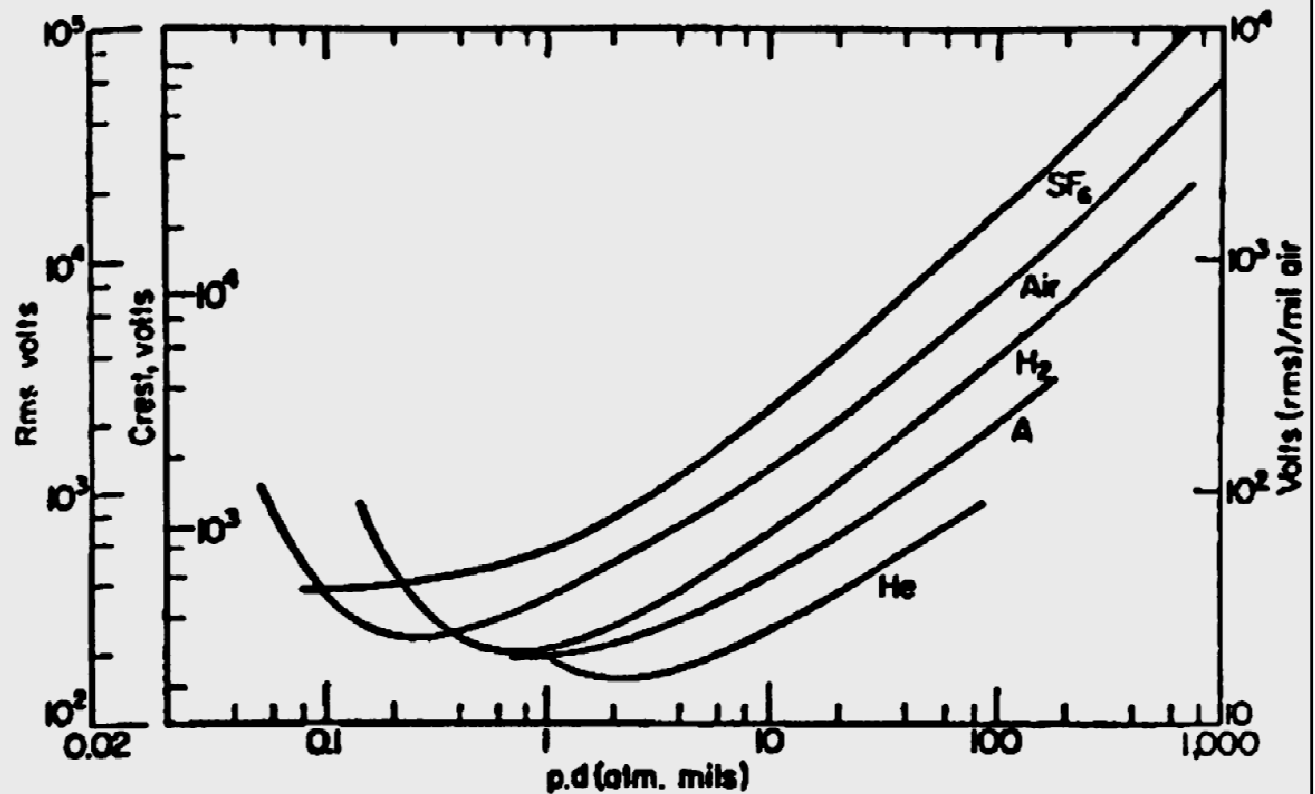


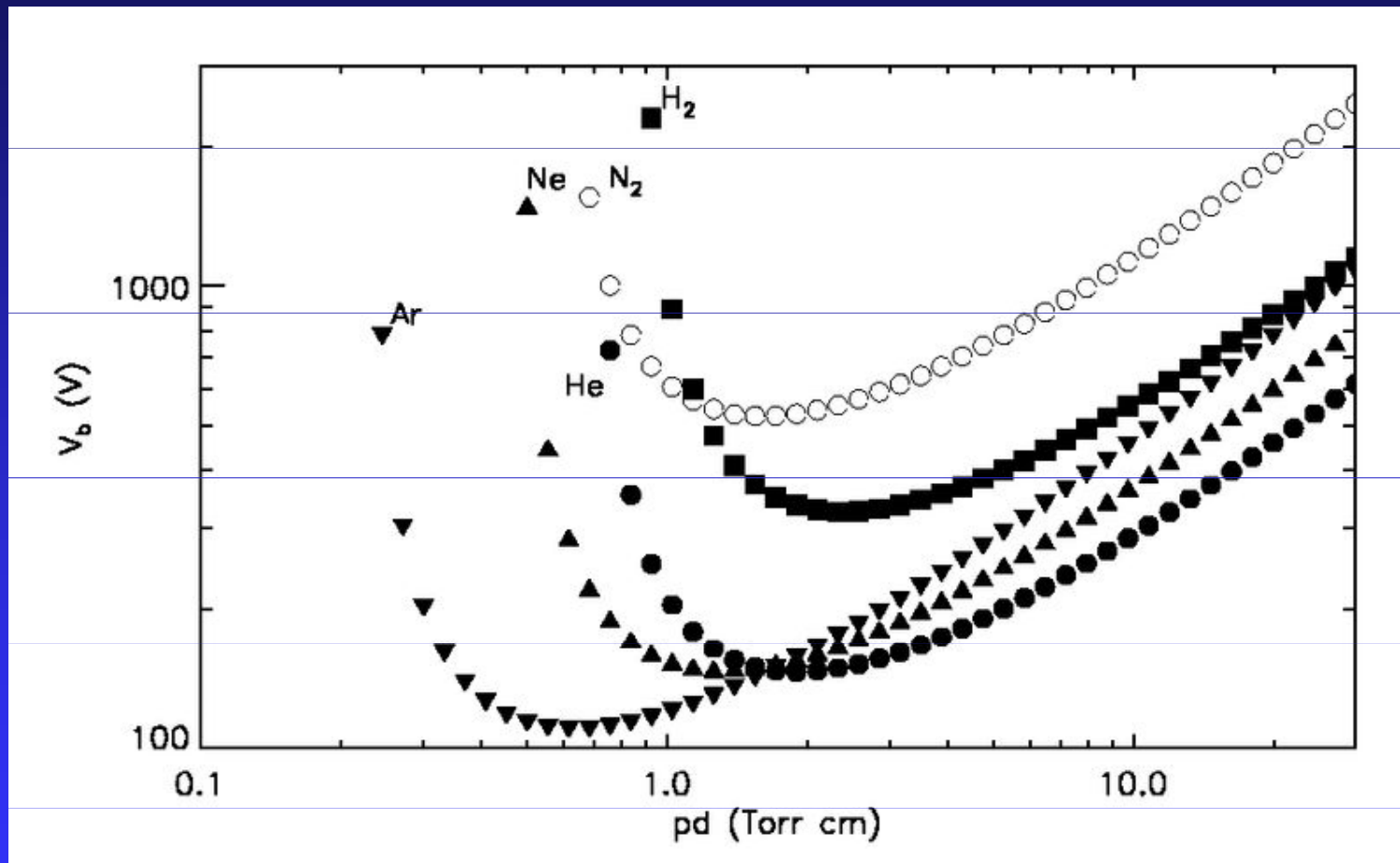
Figure 6.11 The Penning ion source, with a cylindrical anode in the center and two cathodes at either end. A small hole on the cathode allows a beam of ions to escape.

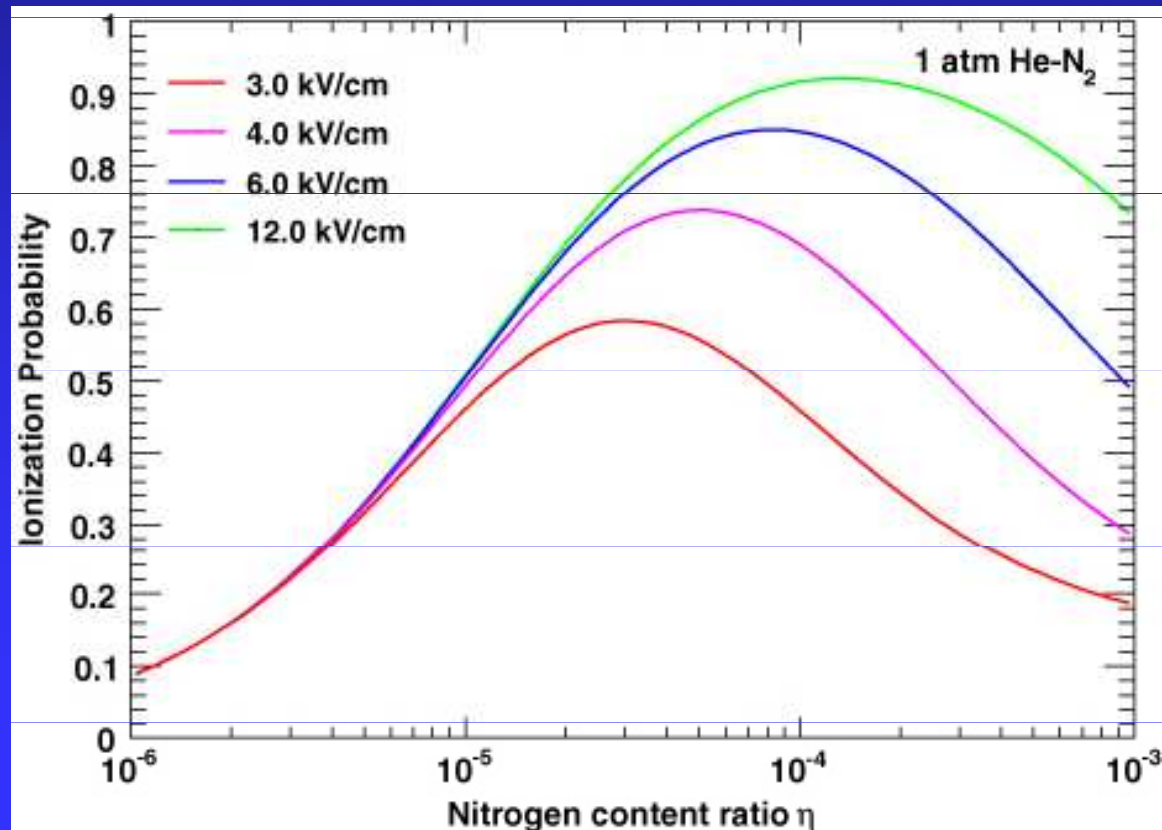
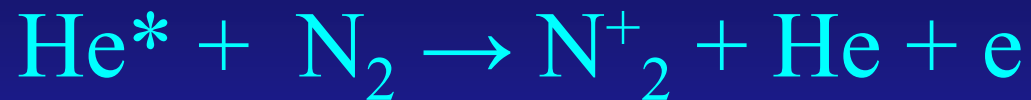
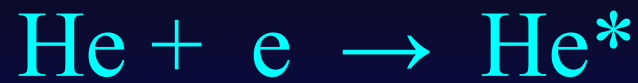
Penningova ionizácia

- *Ionizačné energie:*
- He (24,59 eV)
- Ar (15,4 eV)
- SF₆ (15,3)

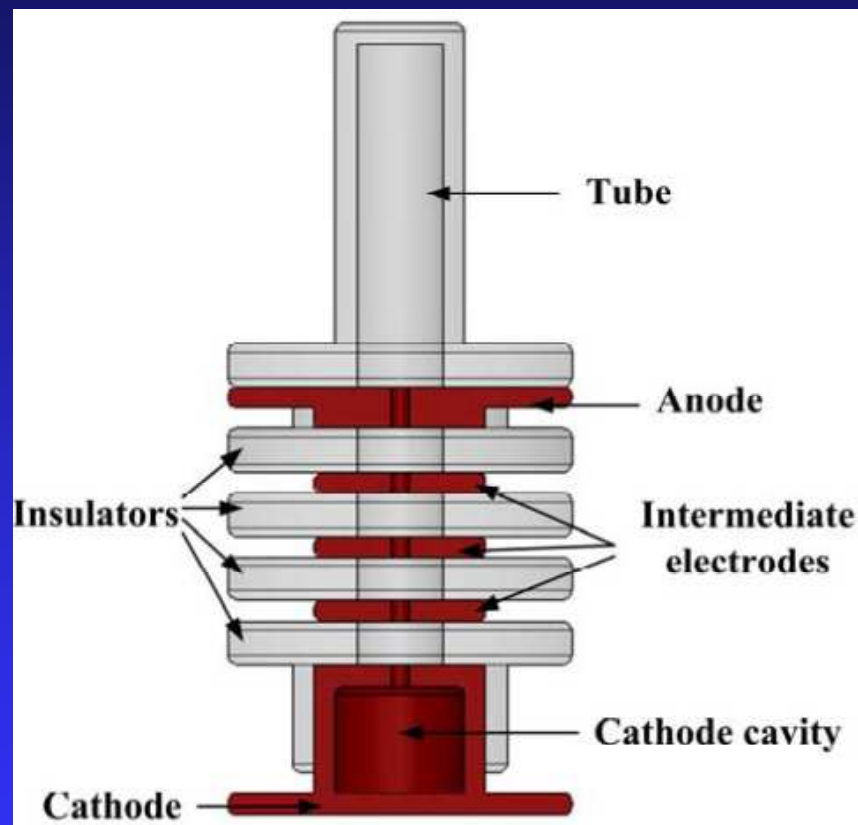
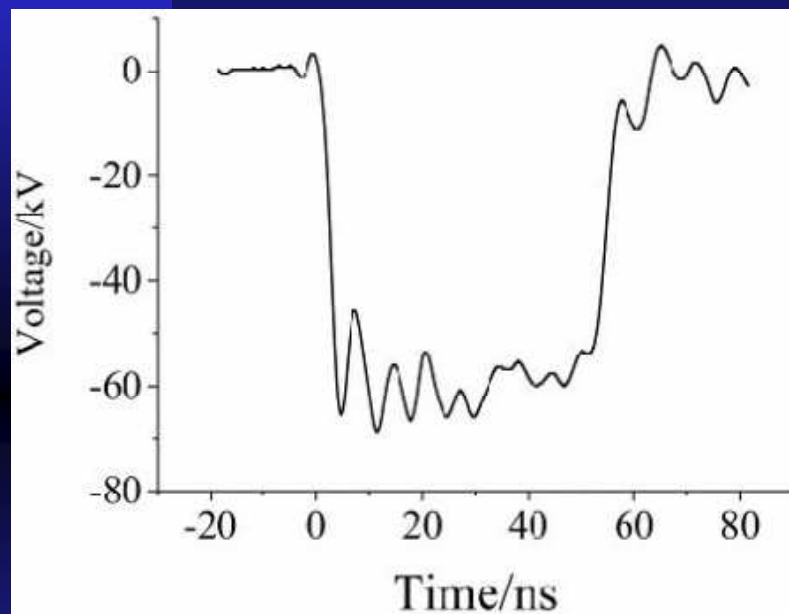


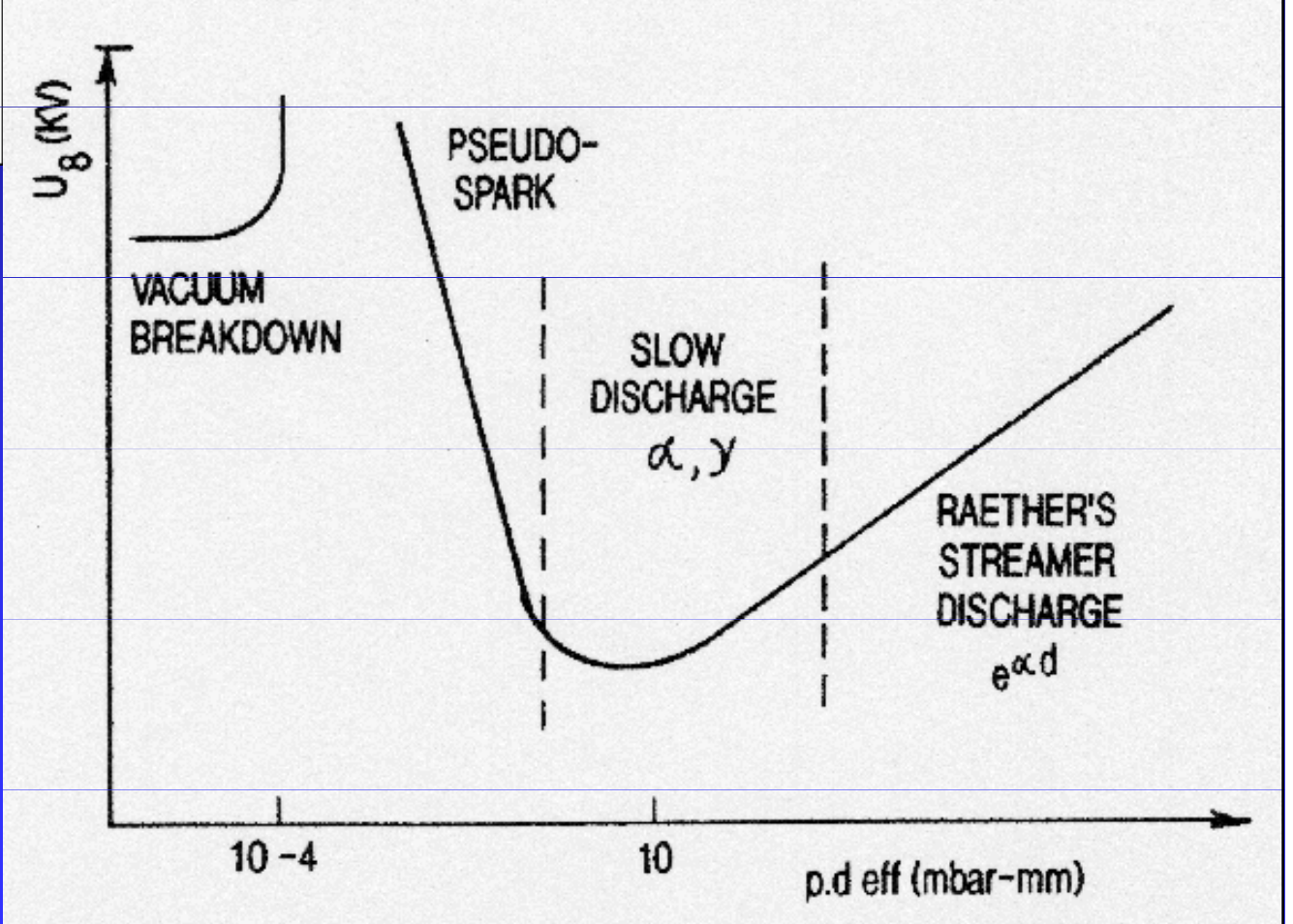
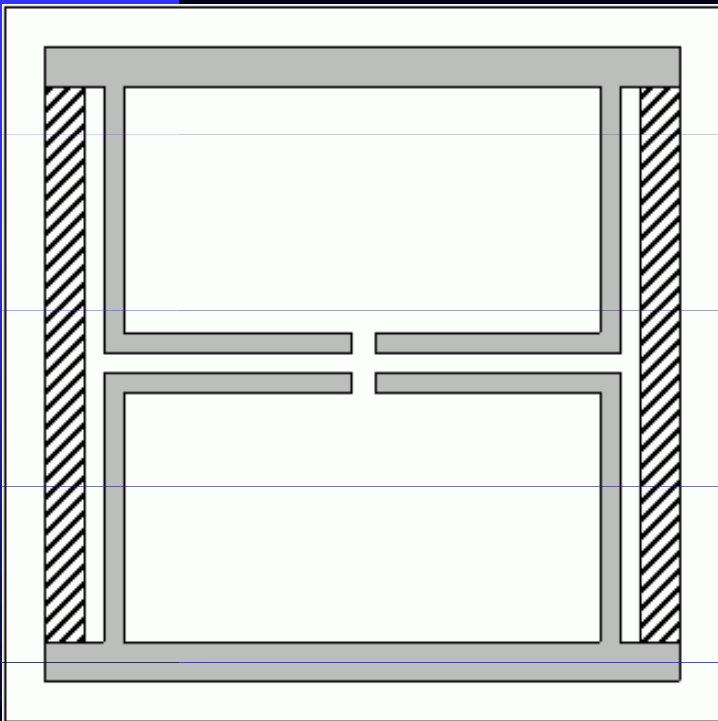
Lieberman and Lichtenberg, Principles of Plasma Discharges, Wiley 2005.

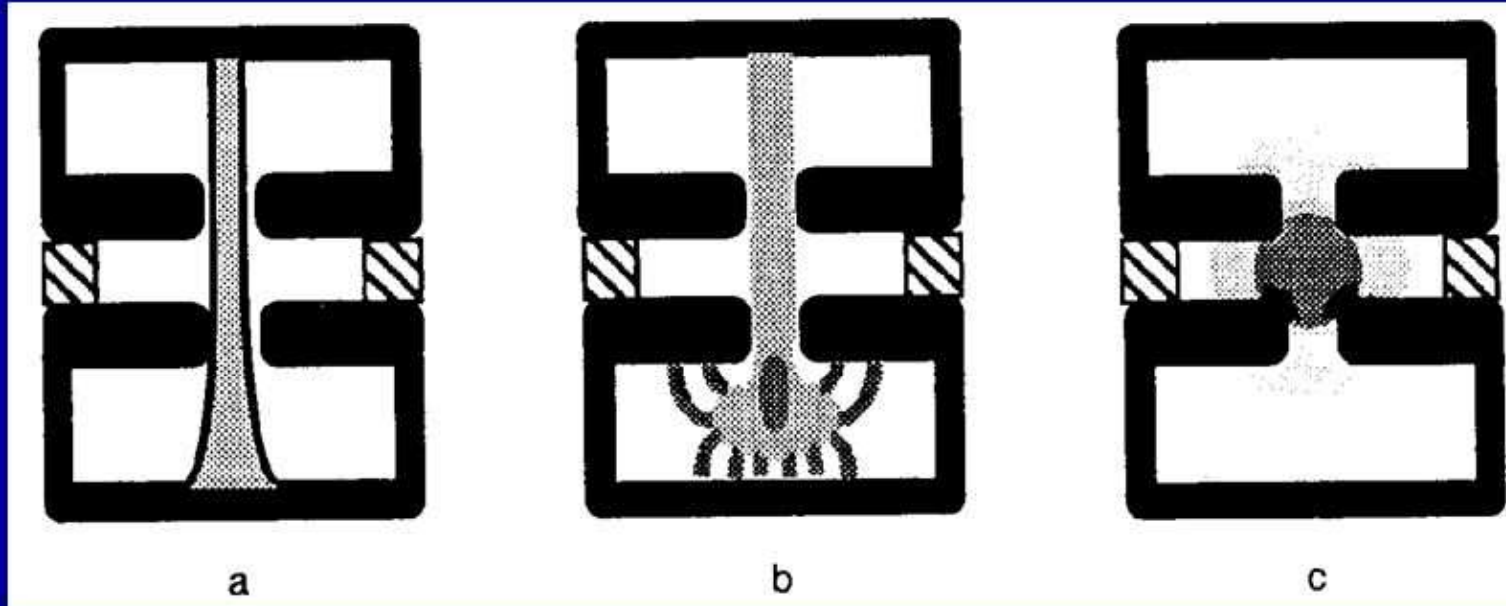




„Pseudospark“ spínače





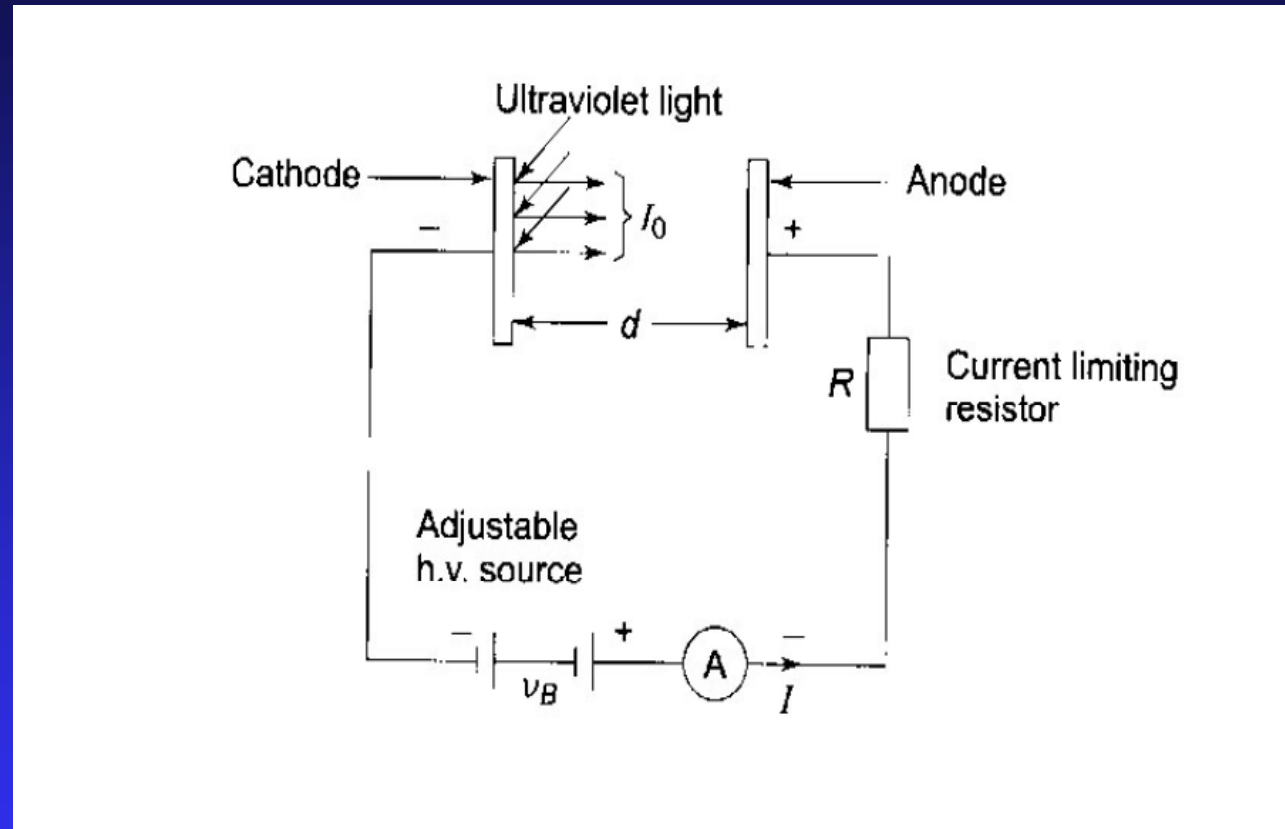


- 3 stages during a pseudospark discharge:
 - a) Townsend discharge
 - b) Hollow cathode discharge
 - c) Superdense glow discharge (conductive phase)

M. Stetter, P. Felsner, J. Christiansen, K. Frank, A. Gortler, G. Hunts *et al*, *IEEE Trans Plasma Sci.*, vol. 23, no. 3, *Special Issue on Pseudospark Physics and Applications*, pp283-293, 2004

Meranie α a γ s využitím stacionárneho Townsendovho výboja:

Merania pri tlaku rádove 100 Pa (jednotky Torr), napätiach rádove kV a prúdoch 0,01 pA až 10 nA



Pre hodnoty $\alpha d \gg 1$ platí

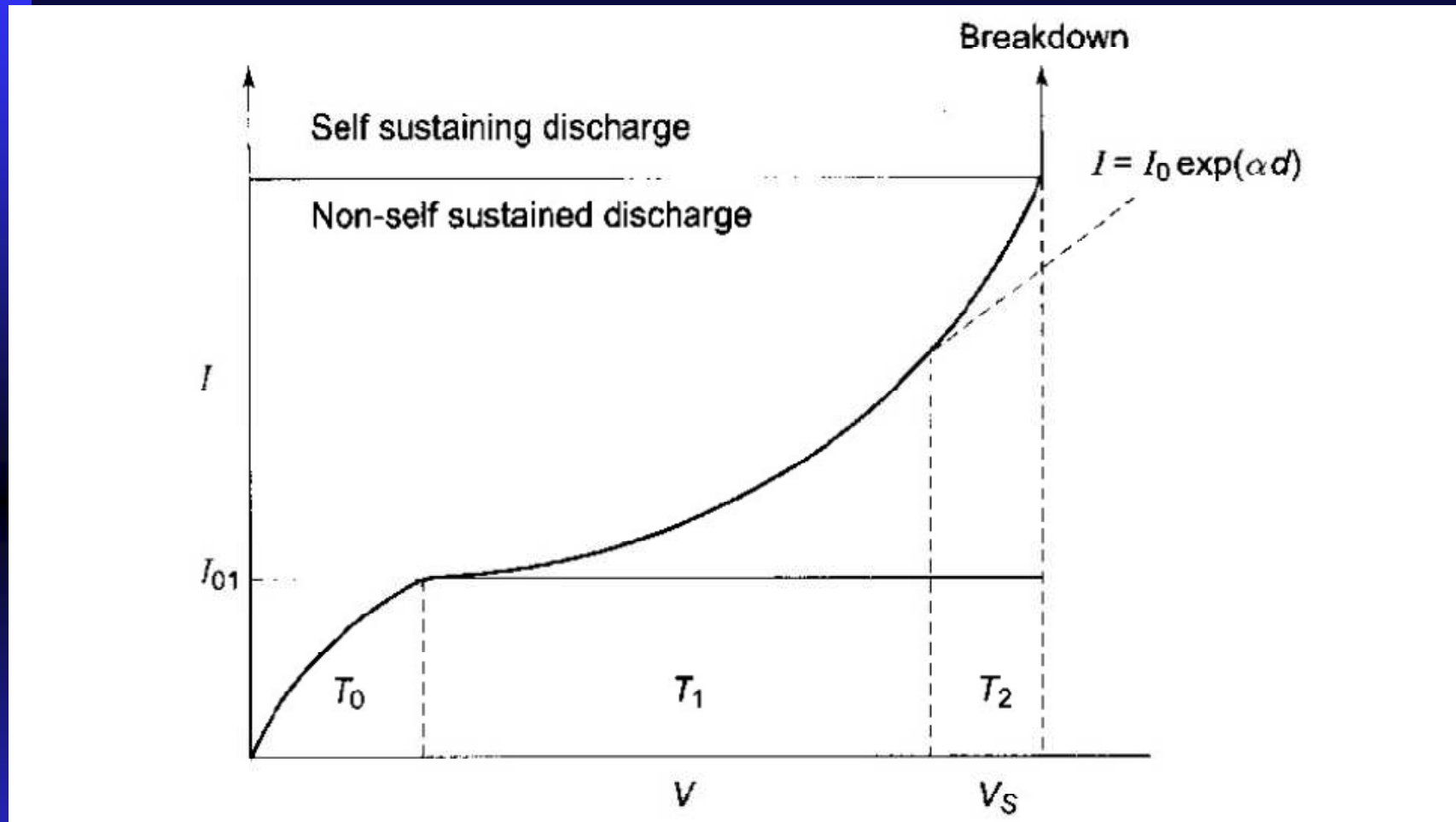
$$I = \frac{I_0 e^{\alpha d}}{1 - \gamma(e^{\alpha d} - 1)} \approx I_0 e^{\alpha d}$$

takže

$$\ln I = \alpha d + \ln I_0$$

$$y = mx + c$$

Typický tvar prúdu :



Napred sa zmeria α v oblasti T_1 a potom sa dosadí do Townsendovho vzťahu a v oblasti T_2 sa zmeria γ