

TECHNIKA VYSOKÝCH NAPĚŤÍ

Elektrická pevnost

Izolační systémy

- Izolant
- Rozdělení izolantů podle skupenství
 - Plynné (*gas*)
 - Kapalné (*liquid*)
 - Pevné (*solid*)
- Rozdělení izolantů podle obnovení izolačních schopností
 - Samoobnovitelné (*self – renewable*)
 - Nesamoobnovitelné (*non – renewable*)

Elektrická pevnost (*electrical strength*) plynů

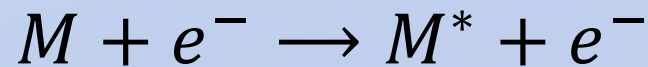
- Ionizace
 - Ionizace je proces, při kterém je elektron uvolněn (*released*) z atomu, původně neutrální atom má pak kladný náboj - kladný iont (*positive ion*)
 - Ionizační energie atomu/molekuly E_i - je energie potřebná pro uvolnění elektronu z jeho normálního stavu v atomu

Ionizační procesy

- Nárazová ionizace - jednoduchá kolize

$$\frac{1}{2}m_e v^2 > E_i$$
$$M + e^- \rightarrow M^+ + 2e^-$$

- Excitace

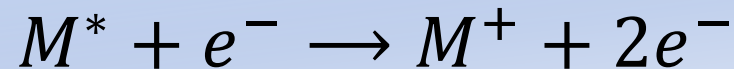


Excitovaná molekula M^* může vyzářit foton s energií $h\nu$



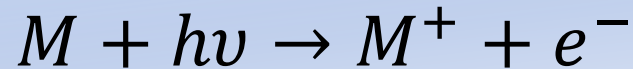
Ionizační procesy

- Postupná ionizace



- Fotoionizace

– Ionizace dopadem fotonu o frekvenci ν a energii $h\nu$ větší než ionizační energie molekuly



- Tepelná ionizace, Povrchová ionizace

Přeskok (*breakdown*) v plynech

- Townsendova teorie přeskoků v plynech – Lavinový mechanismus (*avalanche mechanism*)
 - Jeden volný elektron mezi elektrodami, dostatečně veliké elektrické pole
 - Jednoduchá kolize volného elektronu vytvoří 2 volné elektrony a jeden kladný ion
 - Elektrony a kladné ionty vytvářejí elektronovou lavinu

Townsendův první ionizační proces

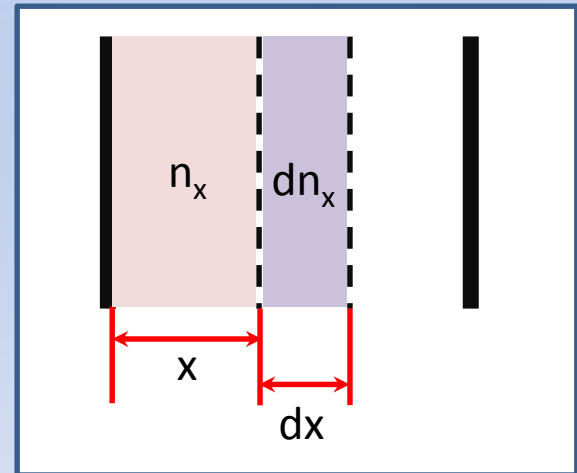
- Townsendův první ionizační koeficient α
 - Počet elektronů vytvářených jedním elektronem na jednotku délky ve směru elektrického pole
- n_x je počet elektronů ve vzdálenosti x od katody (*cathode*)

Počet elektronů na délce x :

$$n_x = \alpha n x$$

Počet elektronů v elementu dx :

$$dn_x = \alpha n_x dx$$



Townsendův první ionizační proces

Po úpravě integrujeme na obou stranách rovnice:

$$\int_{n_0}^{n_x} \frac{dn_x}{n_x} = \alpha \int_0^x dx$$

a dostáváme výraz

$$\ln \left(\frac{n_x}{n_0} \right) = \alpha x$$

který lze přepsat do konečného tvaru:

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

Townsendův první ionizační proces

- Uvažujme anodu ve vzdálenosti $x=d$ od katody, pak počet elektronů n_d dopadajících na anodu (*anode*) za jednu sekundu je:

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

- Každý elektron opouštějící katodu vytváří v průměru $\frac{(n_d - n_0)}{n_0}$ nových elektronů.

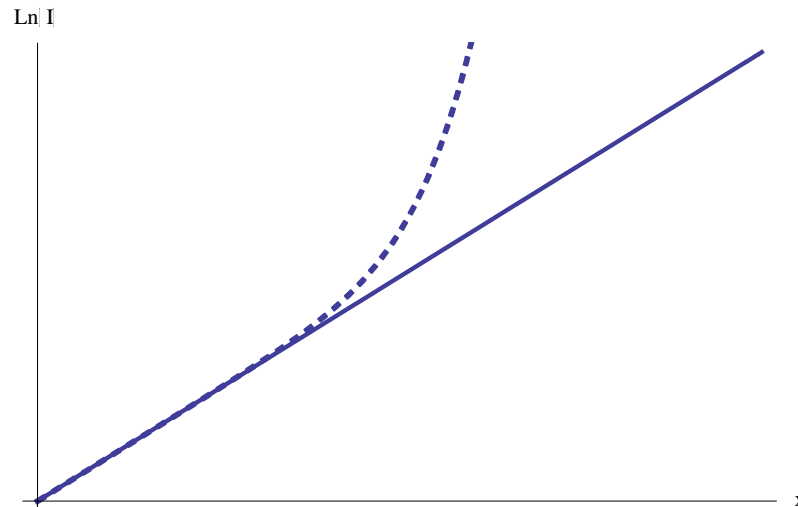
Budeme-li hovořit o proudu pak lze přechodí rovnici přepsat ve smyslu proudů (*in terms of current*) jako:

$$I = I_0 e^{\alpha d}$$

Townsendův první ionizační proces

Zlogaritmujeme-li obě strany předchozí rovnice dostáváme rovnici přímky:

$$\ln(I) = \ln(I_0) + \alpha x$$



- Z provedených experimentů je však zřejmé, že proud narůstá mnohem rychleji

Townsendův druhý ionizační proces

- Proud „navíc“ je dán přítomností kladných iontů a fotonů
- Kladné ionty uvolňují elektrony při kolizi s molekulami plynu a dopadem na katodu
- Stejně tak i fotony uvolňují elektrony při kolizi s molekulami plynu a dopadem na katodu

Townsendův druhý ionizační proces

- Nechť n_0 je počet elektronů uvolněných z katody UV radiací a n_+ počet elektronů uvolněných z katody po dopadu kladného iontu
- Townsendův druhý ionizační koeficient γ
 - počet elektronů uvolněných z katody po dopadu jednoho kladného iontu

Pak počet elektronů dosahujících anody je dán vztahem:

$$n = (n_0 + n_+)e^{\alpha d}$$

Townsendův druhý ionizační proces

Počet elektronů uvolněných z plynu je:

$$n - (n_0 + n_+)$$

- Ke každému elektronu náleží právě jeden kladný iont a předpokládáme, že každý kladný iont uvolní γ elektronů z katody

Počet elektronů uvolněných z katody je pak:

$$n_+ = \gamma[n - (n_0 + n_+)]$$

$$n_+ = \frac{\gamma(n - n_0)}{1 + \gamma}$$

Townsendův druhý ionizační proces

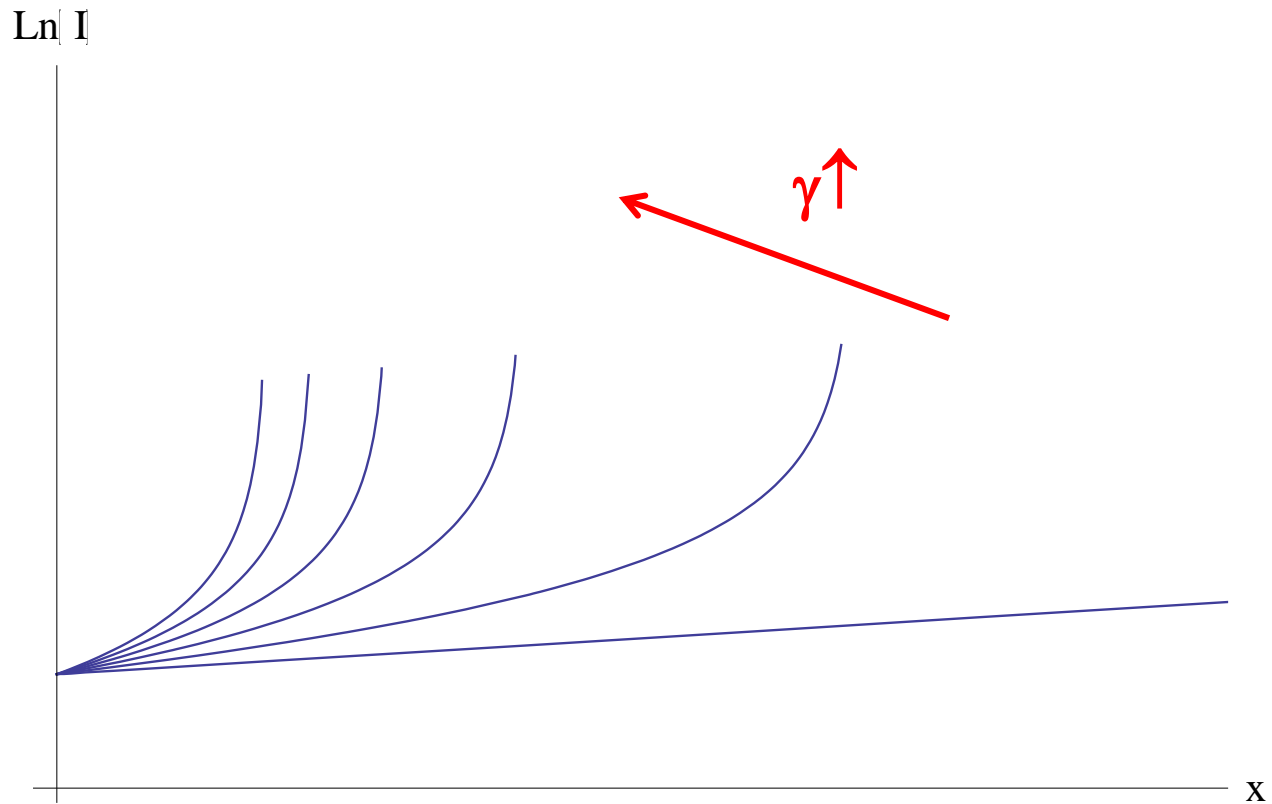
Dosazením n^+ z předchozí rovnice do výrazu pro n dostáváme:

$$n = \left[n_0 + \frac{\gamma(n - n_0)}{1 + \gamma} \right] e^{\alpha d} = \frac{n_0 + \gamma n}{1 + \gamma} e^{\alpha d}$$
$$\Rightarrow n = \frac{n_0 e^{\alpha d}}{1 - \gamma(e^{\alpha d} - 1)}$$

Ve smyslu proudů má výsledný vztah tvar:

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

Townsendův druhý ionizační proces



- S rostoucím koeficientem γ je nárůst proudu rychlejší

Podmínka samostatného výboje

- Zvyšujeme napětí mezi elektrodami a hledáme podmínku, kdy proud poroste nad všechny meze:

Proud se zvyšuje podle odvozeného vztahu:

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

Případ, kdy proud roste nad všechny meze, nastává za podmínky:

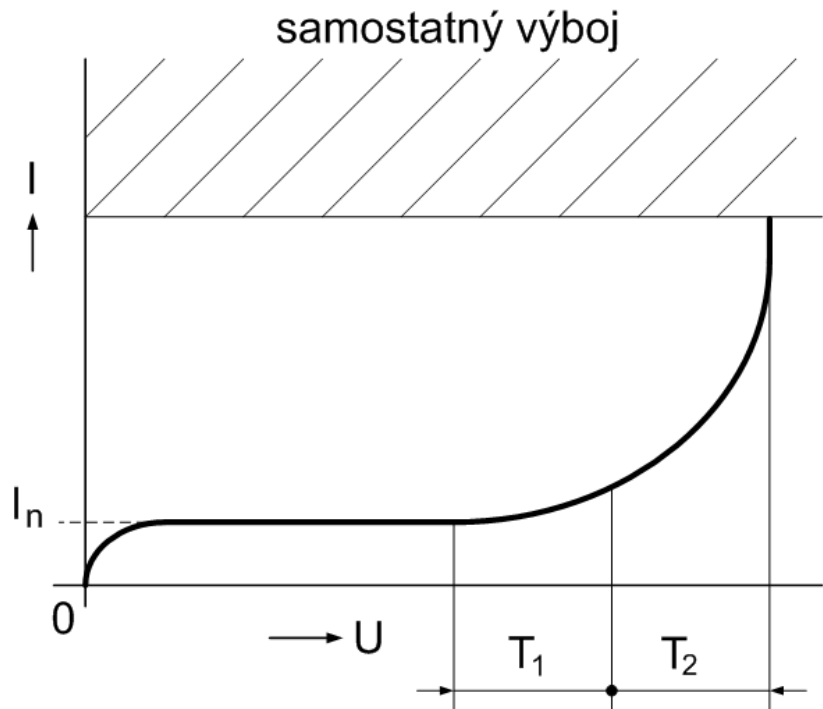
$$1 - \gamma(e^{\alpha d} - 1) = 0$$

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

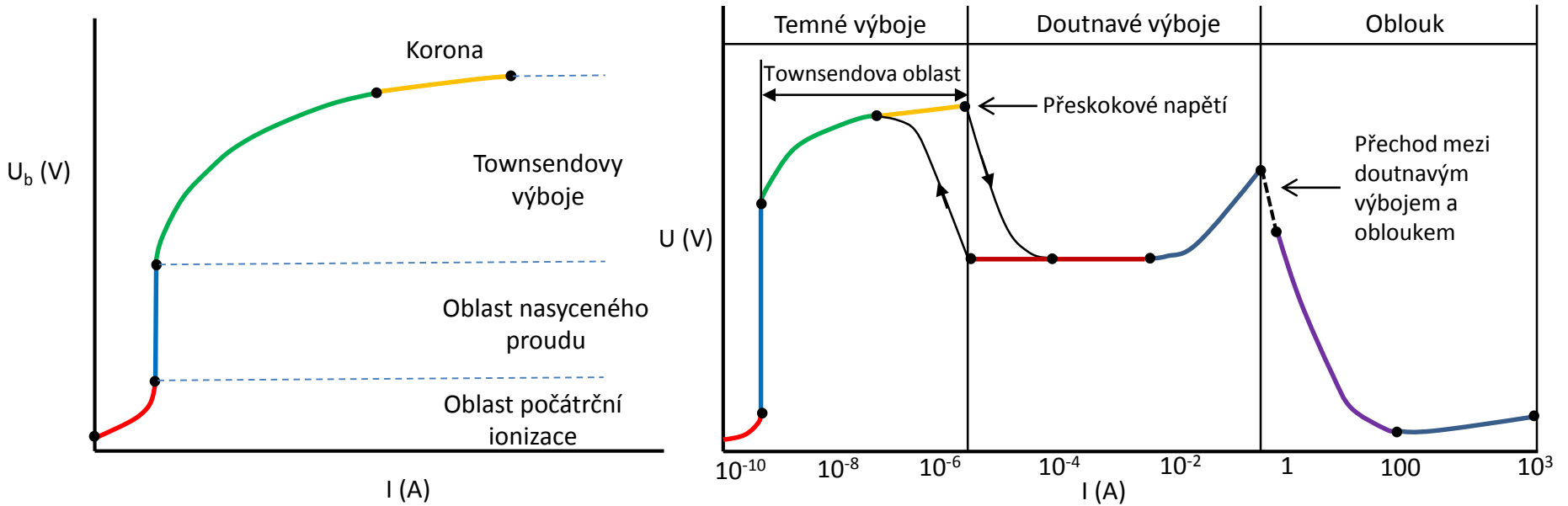
$$\gamma e^{\alpha d} \approx 1$$

Podmínka samostatného výboje (*breakdown criterion*)

- Podmínka $\gamma e^{\alpha d} = 1$ je známa jako Townsendovo kritérium samostatného výboje
- Townsendovo kritérium definuje mez podmínky přeskoku, je-li $\gamma e^{\alpha d} < 1$ proud I je nesamostatný
- Následuje oblast rekombinace, nasyceného proudu (neutralizace), lavinové násobení nosičů

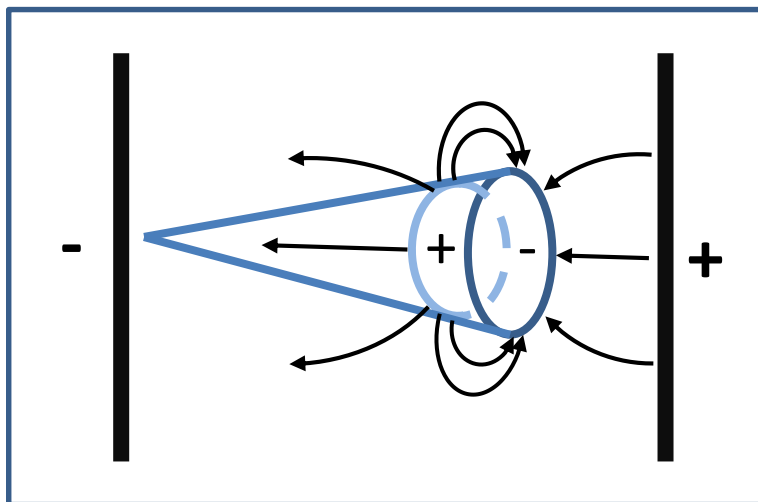


Vývoj výbojů v plynu

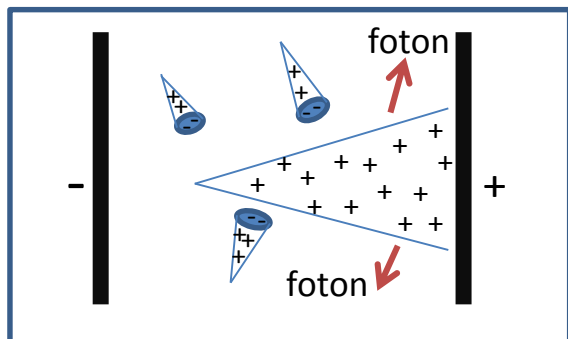
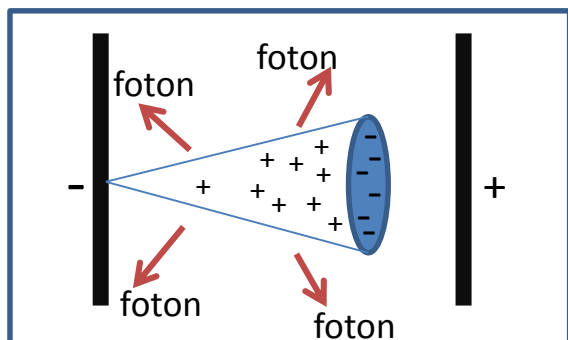


Kanálový mechanismus výboje

- Townsendova teorie nedokáže vysvětlit všechny děje z pozorování např. tvar výboje nebo kratší čas výstavby výboje pozorovaný experimentálně
- Musíme vzít v úvahu prostorové náboje vytvořené lavinami a fotoionizační procesy (Raether, Meek)

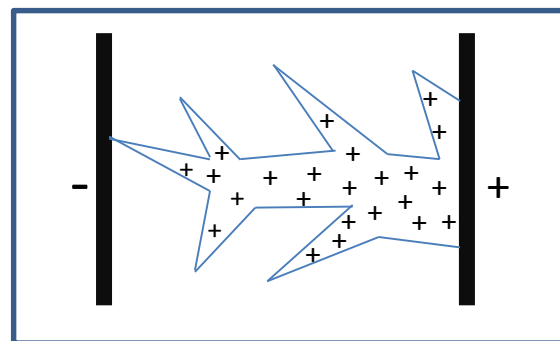
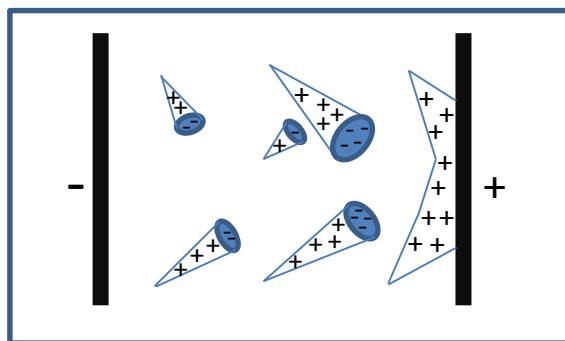


Kanálový mechanismus výboje



- Elektronová lavina je tvořena rychlými elektrony a pomalými kladnými ionty. V místě, kde se překrývá vyšší koncentrace kladných a záporných nábojů, dochází k rekombinačním procesům a vyzáření fotonů do různých směrů. Fotony při absorpci molekulou způsobí fotoionizaci a uvolnění elektronů.
- Fotoelektrony jsou zdrojem nových lavin, v místech za a před primární lavinou, kde je vyšší intenzita pole než je hodnota hlavního pole (při koncentraci asi 10^8 elektronů v čele laviny se velikosti těchto polí rovnají), šíří se tedy mnohem rychleji ve směru elektrického pole, které je deformováno prostorovým nábojem.

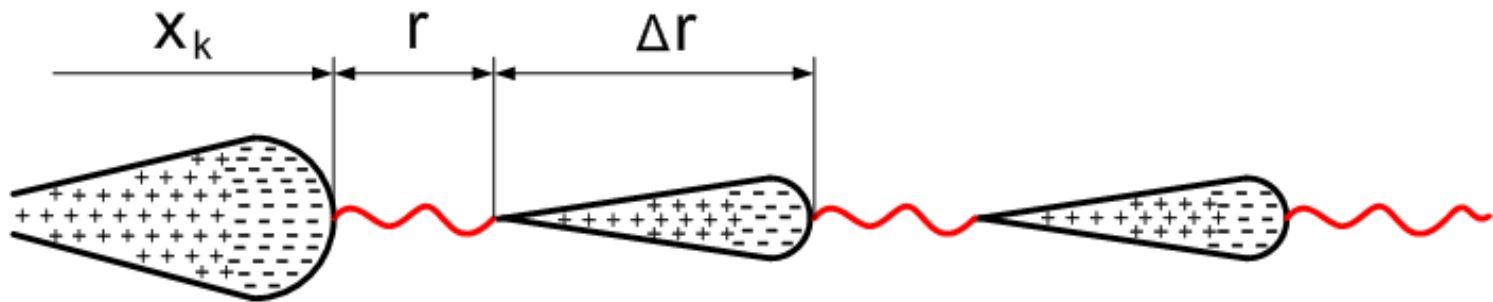
Kanálový mechanismus výboje



Po průchodu primární laviny prostorem mezi elektrodami zůstane ionizovaný kanál, kterým projde hlavní výboj.

Rozvoj striméru

- V čele laviny dochází k intenzivní ionizaci a emisi fotonů, která způsobí fotoionizaci ve vzdálenosti r od čela laviny
- Vzhledem k vyšší hodnotě intenzity el. pole se sekundární lavina na dále Δr vytvoří mnohem rychleji než lavina původní



Rychlost šíření elektronů je pak $\frac{r+\Delta r}{\Delta r}$ krát větší než rychlost šíření elektronů v lavině

Paschenův zákon (Paschen's law)

- Z Townsendova kritéria můžeme vyvodit vztah mezi přeskokovým napětím, tlakem a vzdáleností elektrod
- Koeficienty α a γ jsou závislé na velikosti elektrického pole E a tlaku p (při konstantní teplotě!)

Tyto závislosti lze vyjádřit jako:

$$\frac{\alpha}{p} = f_1\left(\frac{E}{p}\right) \quad \text{a} \quad \gamma = f_2\left(\frac{E}{p}\right),$$

kde f_1 a f_2 jsou obecné funkce.

Paschenův zákon

V homogenním poli pro velikost intenzity elektrického pole platí vztah :

$$E = \frac{U}{d}$$

Po dosazení pro poměry α/p a γ/p dostáváme:

$$\alpha = pf_1 \left(\frac{U}{pd} \right) \quad a \quad \gamma = f_2 \left(\frac{U}{pd} \right)$$

Tyto závislosti dosadíme do podmínky samostatného výboje pak:

$$f_2 \left(\frac{U}{pd} \right) \left[e^{pf_1 \left(\frac{U}{pd} \right)} - 1 \right] = 1$$

- Existuje pouze jedna hodnota napětí U při dané hodnotě součinu pd a teplotě T , pro kterou platí uvedená rovnice a tou je přeskokové napětí

Přeskokové napětí v homogenním poli

Předpokládáme, že $\gamma = \text{konst.}$ (tj. nemění se s tlakem a velikostí el. pole) a teplota $T = \text{konst.}$ Z podmínky pro samostatný výboj můžeme psát:

$$\alpha d = \text{Ln} \left(1 + \frac{1}{\gamma} \right)$$

Dále předpokládáme, že funkce $f_1 = A e^{-\frac{Bpd}{U_p}}$. Kde A a B jsou konstanty a U_p je přeskokové napětí. Pak

$$pd A e^{-\frac{Bpd}{U_p}} = \text{Ln} \left(1 + \frac{1}{\gamma} \right)$$

Po úpravách dostáváme pro přeskokové napětí :

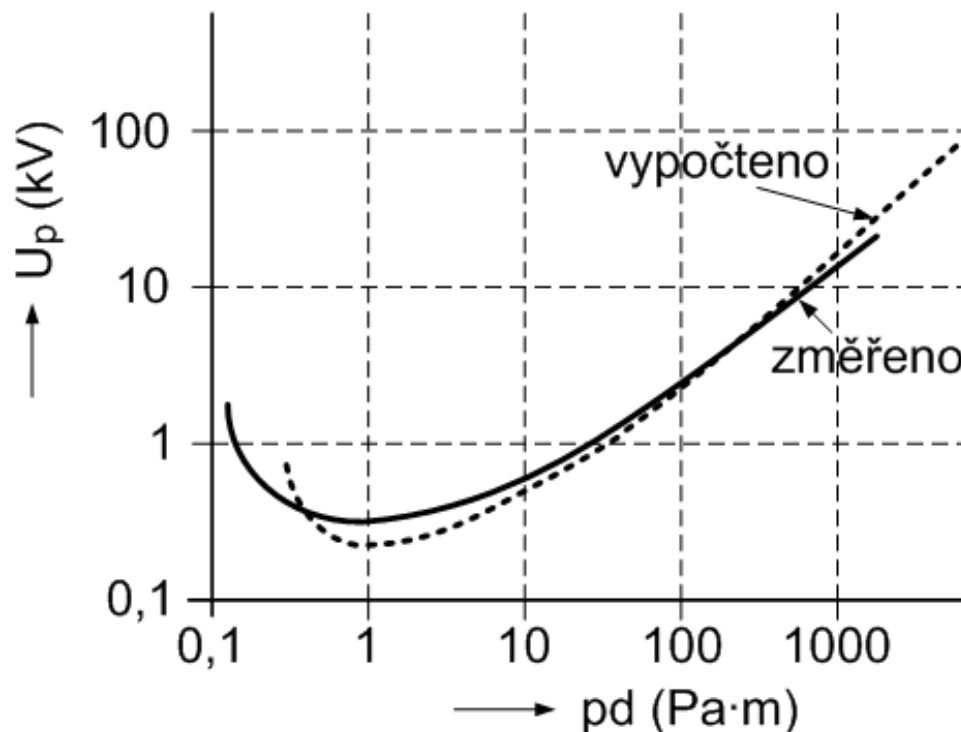
$$U_p = \frac{Bpd}{\text{Ln} \left(\frac{Apd}{\text{Ln} \left(1 + \frac{1}{\gamma} \right)} \right)}$$

Tato funkce nabývá minima pro hodnotu pd

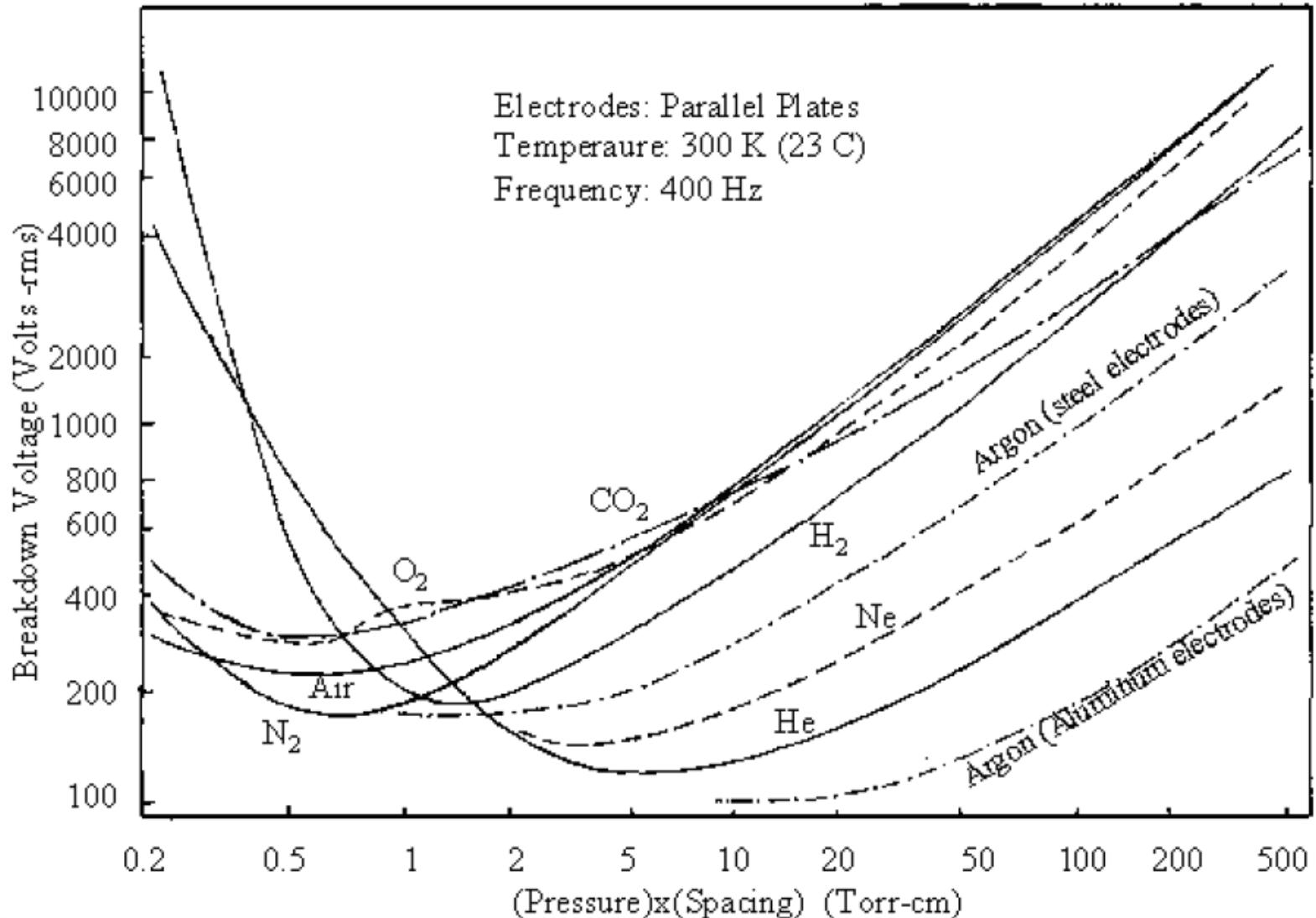
$$(pd)_{\min} = \frac{e}{A} \text{Ln} \left(1 + \frac{1}{\gamma} \right)$$

Přeskokové napětí v homogenním poli

- Příklad experimentálně zjištěné a vypočítané závislosti $U_p = f(pd)$. ($A=109,5 \text{ cm}^{-1}\text{kPa}^{-1}$, $B=2738 \text{ Vcm}^{-1}\text{kPa}^{-1}$, $\gamma=0,025$)



Přeskoková napětí pro vybrané plyny při pokojové teplotě



Přeskokové napětí v nehomogenním poli

- V nehomogenním poli se mezi elektrodami mění intenzita el. pole a první ionizační koeficient α

Townsendovo kritérium samostatného výboje lze pro nízké tlaky vyjádřit jako:

$$\gamma \left(e^{\int_0^d \alpha dx} - 1 \right) = 1$$

Integrační cesta je podél siločáry s největší intenzitou elektrického pole

Přeskokové napětí v nehomogenním poli

- Pro obecný případ, lze kritérium stanovit z překročení kritické koncentrace elektronů

$$e \int_0^{x_c < d} \alpha dx = N_{kr}$$

kde N_{kr} je kritická koncentrace elektronů v lavině která vede k iniciaci striméru ($\approx 10^8$) a x_c je dráha potřebná k dosažení této koncentrace.

Kritérium lze přepsat do tvaru:

$$\int_0^{x_c < d} \alpha dx = \ln(N_{kr}) \approx 18 - 20$$

Stupeň homogenity elektrického pole

- Ke kvantifikaci nehomogenity elektrického pole se využívá tzv. stupeň homogenity pole η

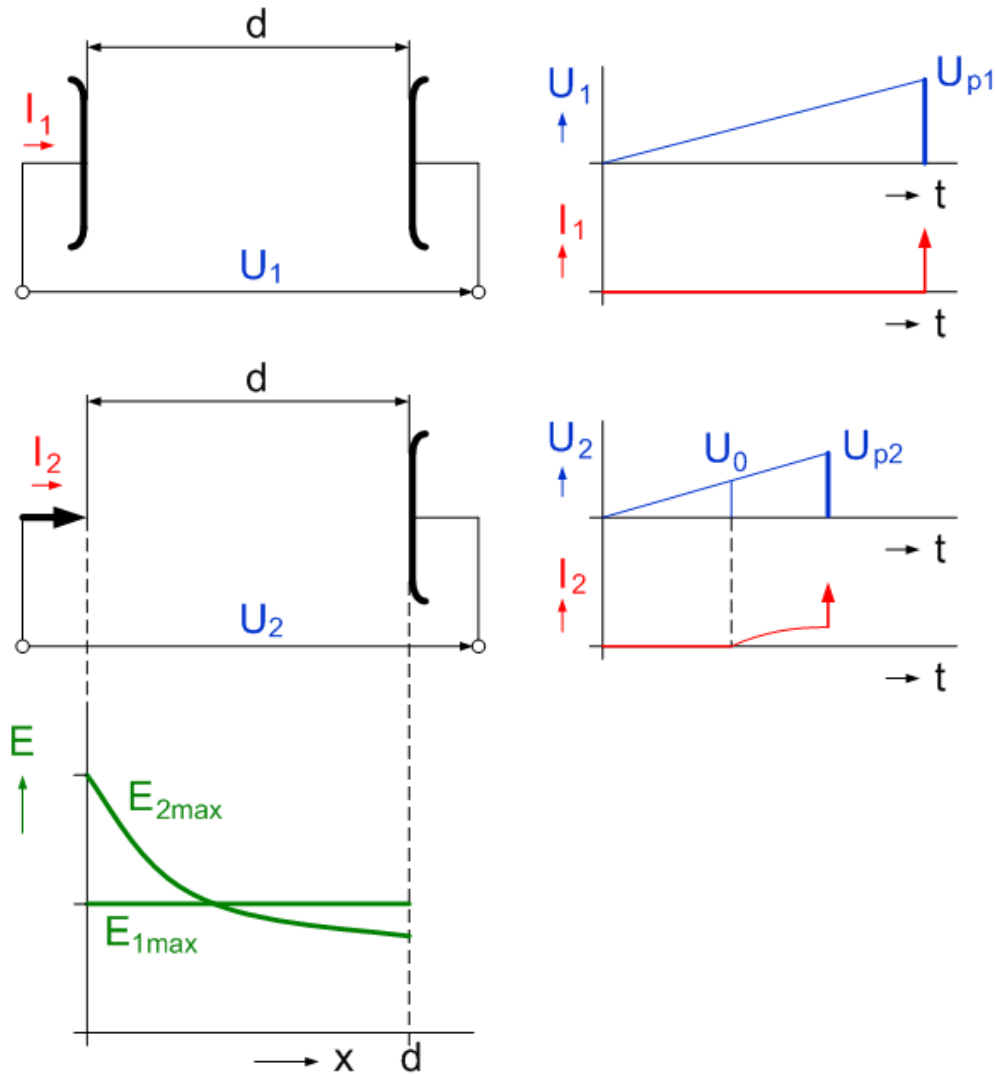
$$\eta = \frac{E_o}{E_{max}}$$

kde E_o je střední hodnota intenzity elektrického pole a E_{max} je maximální hodnota intenzity elektrického pole.

Zřejmě platí $E_o = \frac{U}{d}$ pak:

$$\eta = \frac{U}{dE_{max}}$$

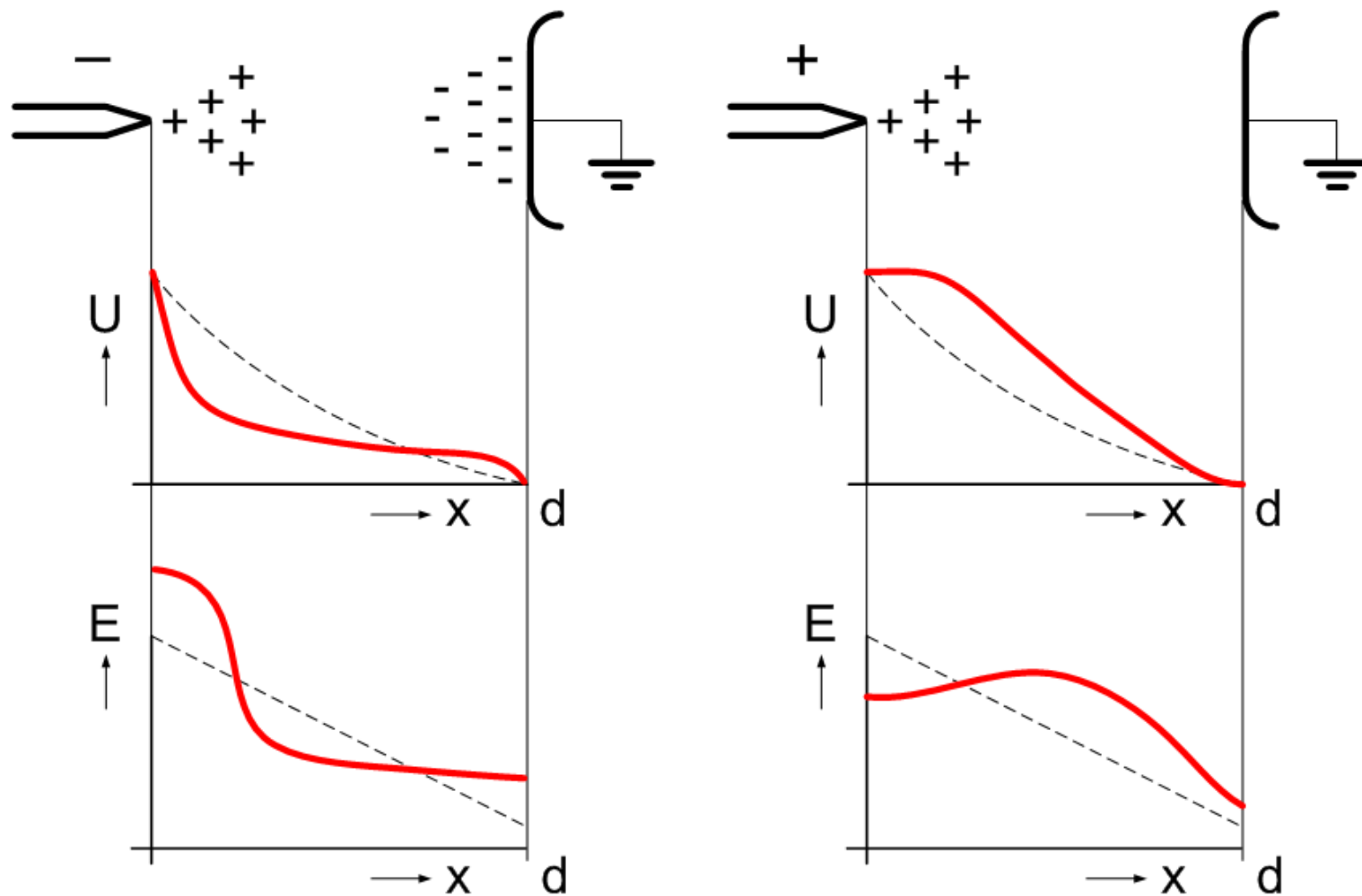
Stupeň homogenity elektrického pole



Polaritní jev

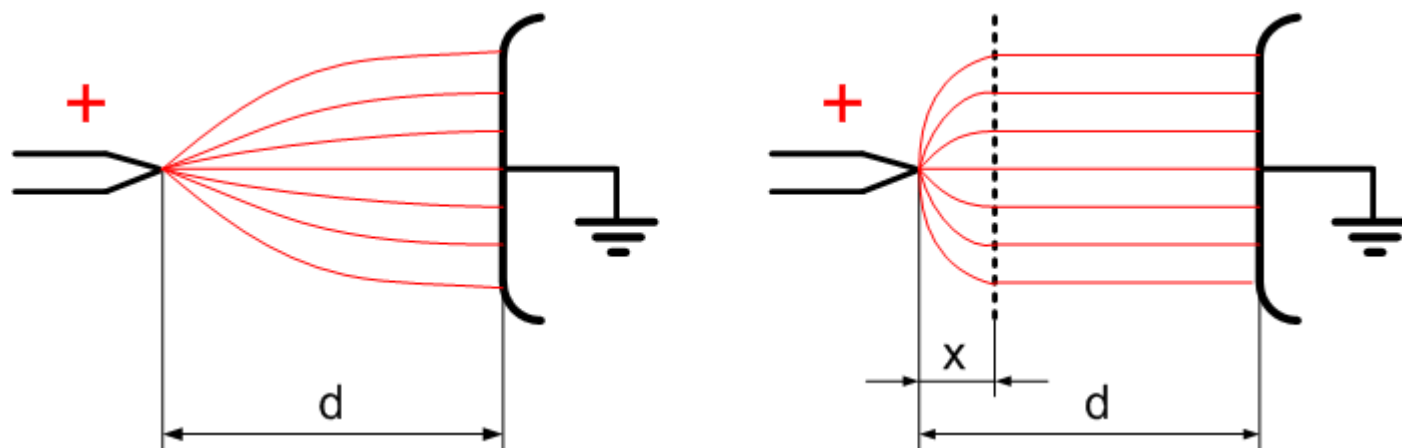
- Pro nehomogenní pole je rozdíl v elektrické povnosti mezi kladnou a zápornou polaritou
- Při kladné polaritě je v prostoru kolem hrotu silné elektrické pole, ze kterého jsou rychle odsávány elektrony k anodě, pomalejší kladné ionty pak zmenšují elektrickou penost
- Při záporné polaritě je proces opačný, v oblasti kolem anody vytvoří bariéra zeslabující elektrické pole

Polaritní jev

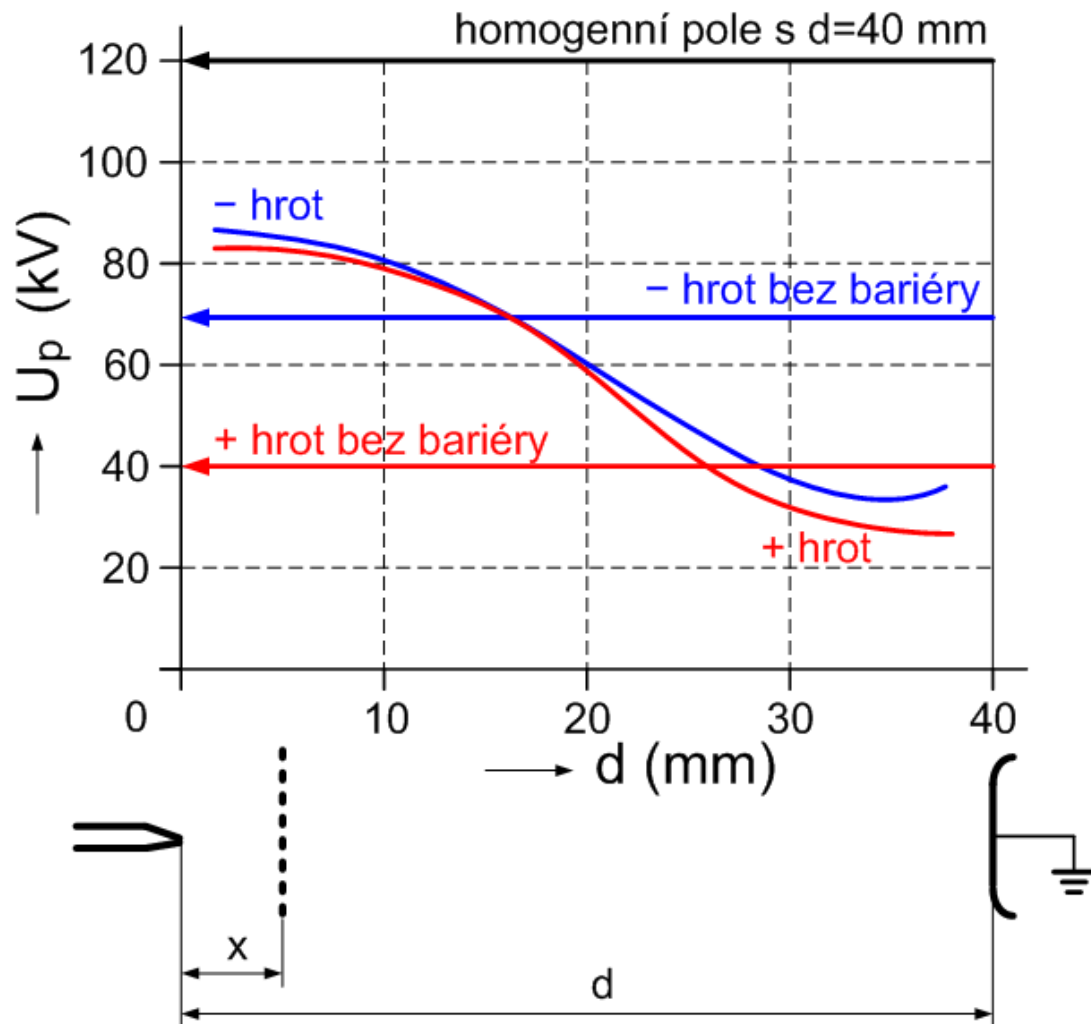


Vliv bariéry

- Aplikací bariéry dochází k homogenizaci elektrického pole v blízkosti hrotu
- Existuje optimální poloha bariéry, kdy je el. pevnost největší



Optimální poloha bariéry



Volba plynného izolantu

- Nejužívanější plynné izolanty pro vysokonapěťová zařízení jsou vzduch a SF₆

Name	Formula	Boiling point (°C)	Dielectric strength
Hexafluoro-2-butyne	C ₄ F ₆	-25	2.2
Trifluoromethyl sulfur pentafluoride	CF ₃ SF ₅	-20	1.55
Trifluoromethane sulfonyl fluoride	CF ₃ SO ₂ F	-22	1.49
Thionyl fluoride	SOF ₂	-44	1.42
Trifluoronitromethane	CF ₃ NO ₂	-31	1.34
Perfluoro-n-butane	C ₄ F ₈	2	1.5
Chloropentafluoroethane (F-115)	C ₂ F ₅ Cl	-39	1.13
Perfluoro-butane	C ₄ F ₁₀	-2	1.06
Sulfur dioxide	SO ₂	-10	1.0
Sulfur hexafluoride	SF ₆	-64	1.0
Dichlorodifluoromethane (F-12)	CCl ₂ F ₂	-30	0.99
Octofluoropropane (F-218)	C ₃ F ₈	-37	0.98
Perfluorodimethyl ether	C ₂ F ₆ O	-59	0.84
Hexafluoroethane (F-116)	C ₂ F ₆	-78	0.79
Bromotrifluoromethane (F-1381)	CBrF ₃	-58	0.75
Chlorotrifluoroethylene (CTFE)	C ₂ F ₃ Cl	-28	0.69
Nitrous oxide	N ₂ O	-89	0.5
Carbon tetrafluoride (F-14)	CF ₄	-128	0.42
Air	N ₂ + O ₂		0.37
Nitrogen	N ₂	-196	0.37
Carbon dioxide	CO ₂	-79	0.32

Relativní elektrická pevnost
vztažená (pro SF₆=1)

Kapalné izolanty

- Izolační oleje
 - Přírodní
 - Syntetické
- Minerální oleje
 - Nejpoužívanější kapalně izolační medium, dobré izolační vlastnosti, stárnutí (oxidace, navlhání), hořlavý, pomalý biologický rozklad
 - Pravidelná kontrola stavu, případná regenerace
- Silikonové oleje
 - Výborné izolační vlastnosti, nehořlavé, odolné oxidaci až do 150°C, hlavní nevýhodou je horší absorpce plynů a velká absorpce vody
- Estery
 - nehořlavé, rychlá biologická odbouratelnost

Kapaln  izolanty

Property	Unit	Mineral oil	Silicone oil
Breakdown field strength	kV/mm	28	10
Volume resistivity (ρ)	$\Omega\cdot\text{m}$	$10^{11}\sim 10^{13}$	10^{13}
Dielectric constant ϵ_r	—	2.2	2.8
Dissipation factor at 25°C (1 MHz)			
tan δ	—	0.001	0.0002
Density	g/cm ³	0.91	0.96
Thermal conductivity	W/K ^o m	0.14	0.16
Specific heat (C_p)	cal/g/ ^o C	0.53	0.36
Thermal stability limit	^o C	90	150
Flash point	^o C	145	>300
Neutralization number (acidity)	mg KOH/g	<0.03	—
Pour point	^o C	-40	-55
Dielectric impulse breakdown, negative needle to sphere (25.4 mm gap)	kV	145	—
Water content	ppm	25	50

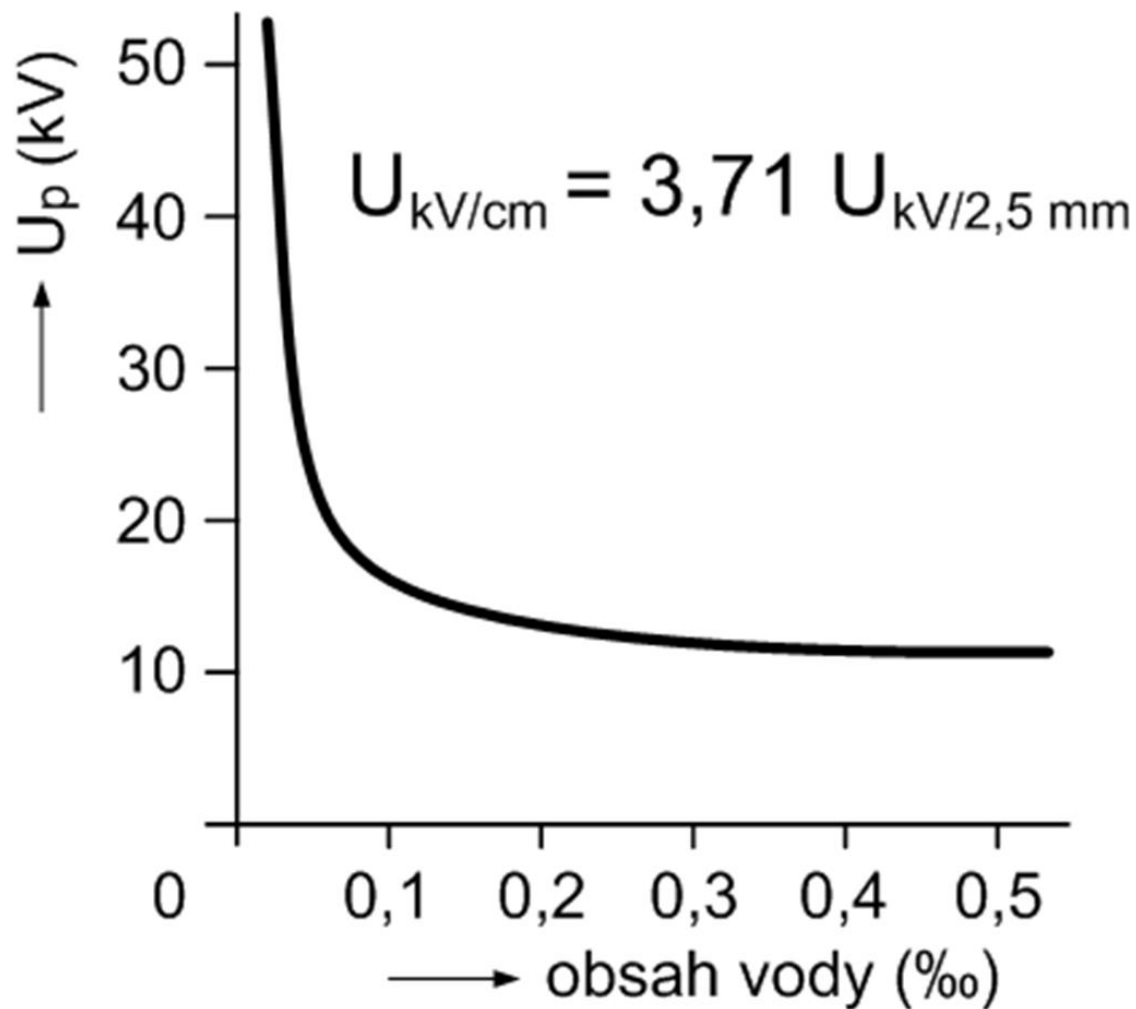
Vedení proudu v izolačních kapalinách

- Obecně izolační kapaliny dělíme na polární a nepolární
- Polární látky jsou charakterizovány pevnými dipóly (oddělení center kladného a záporného náboje) i bez přítomnosti vnějšího elektrického pole
- Nepolární látky neformují dipóly bez absence vnějšího elektrického pole. Vytvořené dipóly nejsou stálé a po ukončení působení vnějšího pole zanikají
- Většina izolačních kapalin jsou látky nepolární

Vedení proudu v izolačních kapalinách

- V izolačních kapalinách mají rozhodující vliv na vodivost disociace nečistot (generace iontů) a pevné částičky nečistot
- Kladné a záporné ionty, které nezrekombinují putují k elektrodám a vytvářejí proud
- Při střední intenzitě elektrického pole jsou nosiče náboje generovány zejména elektrochemickými procesy na rozhraní kapalného izolantu a kovu

Vliv obsahu vody na přeskovkové napětí

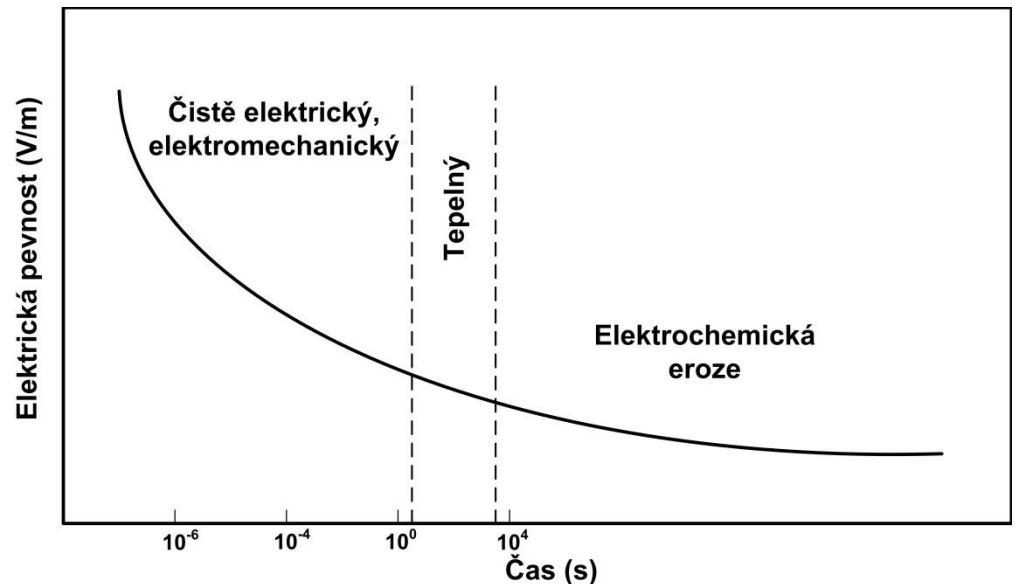


Pevné izolanty

- Základní rozdělení
 - Organické
 - Přírodní
 - Umělé (syntetické)
 - Termoplasty
 - Termosety (reaktoplasty)
 - Elastomery
 - Anorganické
 - Amorfní
 - Krystalické

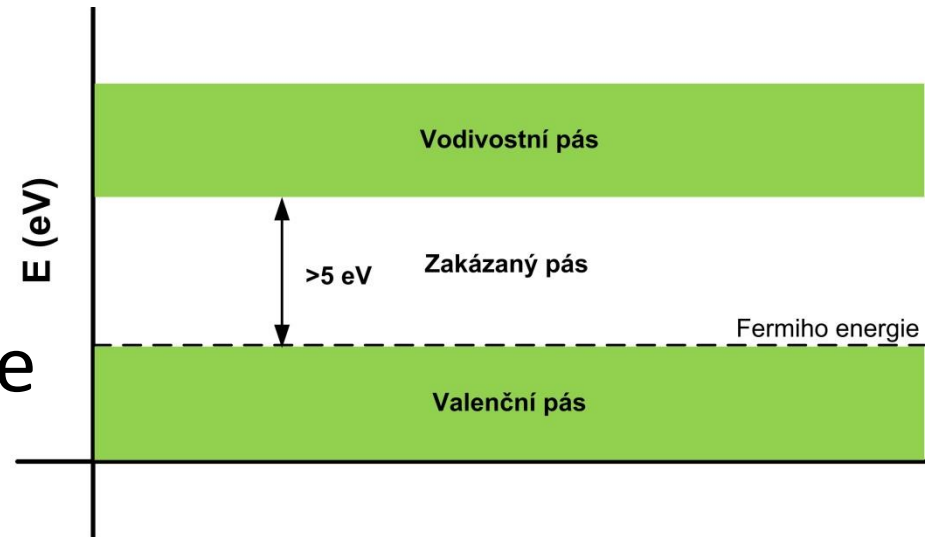
Průrazy pevné izolace

- Mechanismus průrazu je komplexní jev, závisí i na době přiložení napětí
- Rozeznáváme tři mechanismy:
 - Čistě elektrický průraz
 - Tepelný průraz
 - Elektromechanický průraz



Čistě elektrický průraz

- Nastává ve velmi krátkých časech 10^{-8} s při intenzitě elektrického pole v řádech MV/cm
- Při těchto energiích přechází elektrony ze zcela zaplněného valenčního pásu do vodivostního pásu, kde mohou prostupovat krystalickou mřížkou

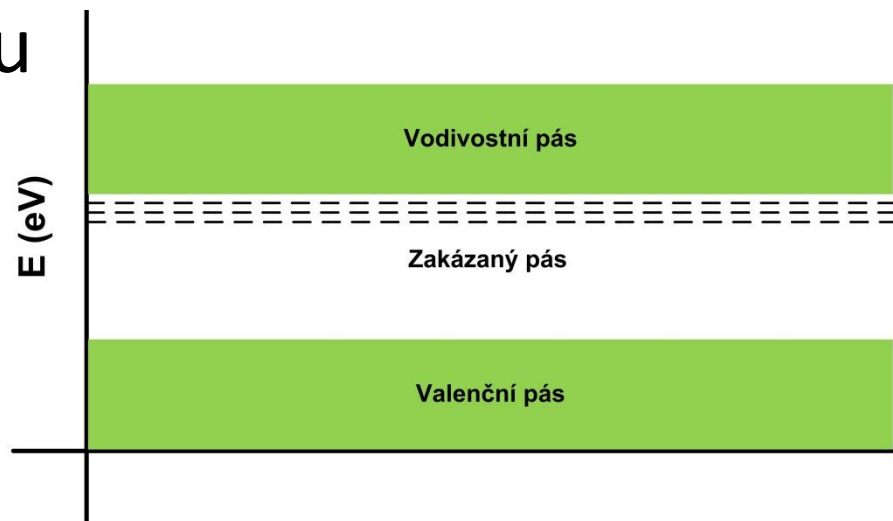


Vliv nečistot

- V čistém homogenním dielektriku je valenční pás od vodivostního oddělen velkou energetickou propastí
- Při běžných teplotách elektrony nezískají dostatečnou energii k přechodu → nulová vodivost
- Prakticky, všechny krystaly obsahují nečistoty a poruchy mřížky

Vliv nečistot

- Atomy nečistot hrají roli pastí pro volné elektrony v energetických hladinách pod vodivostním pásem
- Při nižších teplotách elektrony zachyceny v pastích při vyšších teplotách snadnější přechod do vodivostního pásu



Tepelný průraz

- Při napěťovém namáhání izolace je generováno teplo vlivem vodivostního proudu a dielektrických ztrát (polarizace)
- Vodivost roste s teplotou – kladná zpětná vazba

Dielektrické ztráty

Pro činný výkon platí vztah:

$$P_d = UI \cos \varphi$$

Z fázorového diagramu pak:

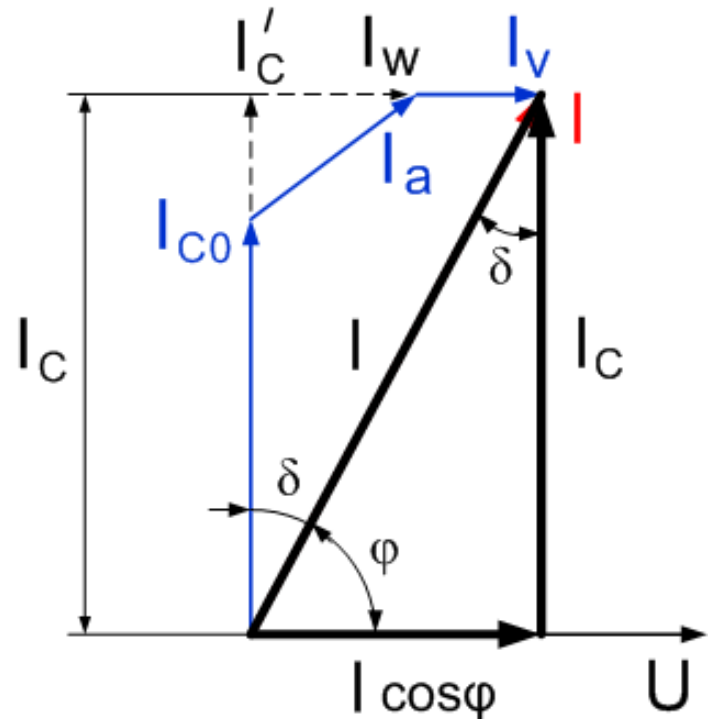
$$I \cos \varphi = I \sin \delta \text{ a } I = \frac{I_c}{\cos \delta}$$

Kapacitní proud lze vyjádřit jako:

$$I_c = U \omega C$$

Po dosazení dostáváme:

$$P_d = U^2 \omega C \operatorname{tg} \delta$$



Tepelný průřez

Fourierův zákon

$$q = -\lambda \operatorname{grad} T$$

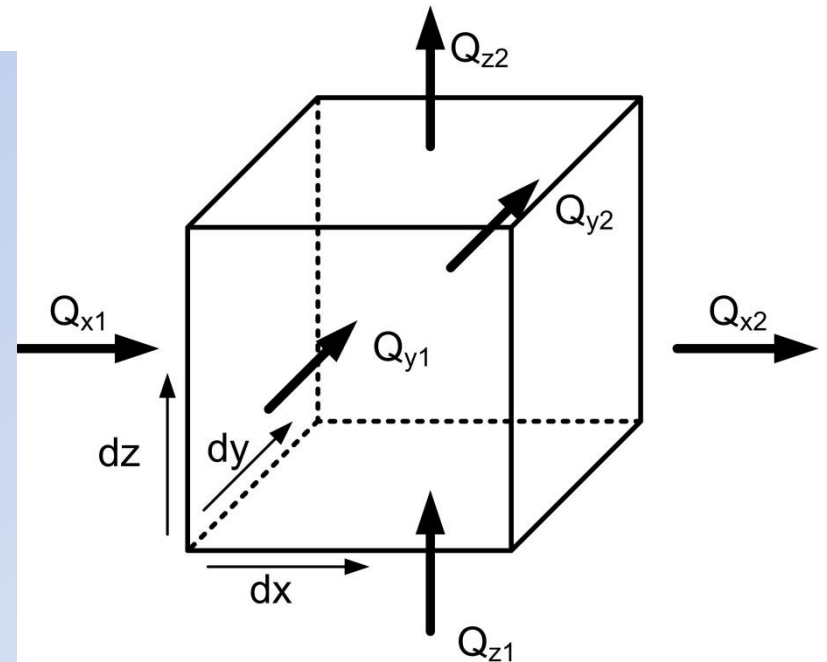
Průtok tepla ve směru osy x v elementu $dx dy dz$ za dobu dt

$$Q_{x1} = -\lambda \frac{\partial T}{\partial x} dy dz dt$$

$$Q_{x2} = -\lambda \frac{\partial}{\partial x} \left(T + \frac{\partial T}{\partial x} dx \right) dy dz dt$$

$$\begin{aligned} dQ_x &= dQ_{x1} - dQ_{x2} \\ &= \lambda \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} dx dy dz dt \end{aligned}$$

Ve směru os y a z dostaneme analogické vztahy



Tepelný průraz

Celkové sdělené teplo v elementu $dx dy dz$ za čas dt je pak:

$$dQ = dQ_x + dQ_y + dQ_z = \lambda \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right) dx dy dz dt$$

Ze zákona zachování energie platí

Teplo přivedené = teplo absorbované + teplo odvedené

Uvažujem-li, že zdrojem tepla je procházející proud pak:

$$\sigma E^2 = c_v \frac{dT}{dt} + \lambda \left(\frac{\partial^2 T}{\partial x^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial y^2} + \frac{\partial^2 T}{\partial z^2} \right)$$

- Experimentální data ukazují, že průrazné napětí závisí na čase přiložení → dva limitní stavy: impulzní a ustálený tepelný průraz

Impulzní tepelný průraz

- Nárůst tepla je velmi rychlý → předpoklad zanedbání tepelného odvodu do okolí

$$\sigma E^2 = c_v \frac{dT}{dt} = c_v \frac{dT}{dE} \frac{dE}{dt}$$

Hledáme maximální intenzitu E_p v čase t_p při které dojde k průrazu, předpokládáme lineární nárůst elektrické intenzity:

$$E = \frac{E_p}{t_p} t$$

Závislost elektrické vodivosti na teplotě lze vyjádřit jako:

$$\sigma = \sigma_0 e^{-\frac{W}{kT}}$$

Kde W je aktivační energie a k je Boltzmanova konstanta

Impulzní tepelný průraz

$$\sigma_0 e^{-\frac{W}{kT}} E^2 = c_v \frac{dT}{dE} \frac{E_p}{t_p}$$

$$\sigma_0 e^{-\frac{W}{kT}} E^2 dE = c_v \frac{E_p}{t_p} dT$$

$$\frac{\sigma_0 t_p}{c_v E_p} \int_0^{E_p} E^2 dE = \int_{T_0}^{T_p} e^{\frac{W}{kT}} dT$$

Za předpokladu, že $W \gg kT$ a $T_p > T_0$, lze integrál na pravé straně vyjádřit jako: $T_0 \frac{k}{W} e^{\frac{W}{kT_0}}$, pak výsledný vztah pro E_p je:

$$E_p = \left(\frac{3c_v k T_0^2}{\sigma_0 W t_p} \right)^{0,5} e^{\frac{W}{2kT_0}}$$

Tepelný průraz v ustáleném stavu

- Předpokládáme, že dielektrikum je umístěno mezi velké elektrody, které mají teplotu okolí
- Velký teplotní spád mezi teplotou uvnitř dielektrika a elektrodami způsobí přenos veškerého generovaného tepla přes elektrody do okolí
- V rovnici zachování energie můžeme zanedbat člen $c_v \frac{dT}{dt}$

Tepelný průřez v ustáleném stavu

$$\sigma E^2 = k \frac{d^2 T}{dx^2}$$
$$\sigma \left(-\frac{dU}{dx} \right)^2 = k \frac{d^2 T}{dx^2}$$
$$-\sigma \frac{dU}{dx} \int \frac{dU}{dx} dx = k \int \frac{d^2 T}{dx^2} dx$$

Za předpokladu, že jde o homogenní pole a platí $\frac{d^2 U}{dx^2} = 0$

$$-\sigma \frac{dU}{dx} U = k \frac{dT}{dx} + konst.$$

Pro zjednodušení konst.=0, počátek $x=0$ je umístěn uprostřed mezi elektrodami, napětí na elektrodách $\pm 1/2 U_a$

Tepelný průraz v ustáleném stavu

Je-li T_{\max} max teplota v $x=0$, $\left. \frac{dT}{dx} \right|_{x=0} = 0$, pak:

$$\int_0^{\frac{U_a}{2}} U dU = - \int_{T_{\max}}^{T_0} \frac{k}{\sigma} dT$$

$$U_a^2 = 8 \int_{T_0}^{T_{\max}} \frac{k}{\sigma} dT$$

- Aplikované napětí dosáhne průrazného napětí U_p pokud T_{\max} je rovno kritické teplotě T_k
- Nestabilní případ nastane když $T_c \rightarrow \infty$ a $U_a \rightarrow U_p$

Tepelný průřez v ustáleném stavu

$$U_p = \sqrt{8 \int_{T_0}^{T_c \rightarrow \infty} \frac{k}{\sigma} dT}$$

Elektromechanický průraz

- Jsou-li pevná dielektrika vystavena silným elektrickým polím vznikají elektrostatiké síly (elektrostrikce), které vedou k deformaci materiálu

Je-li d_0 počáteční tloušťka materiálu, který je stlačen na tloušťku d při aplikaci napětí U , pak elektricky vyvolaná kompresní síla je v rovnováze pokud:

$$\varepsilon_0 \varepsilon_r \frac{U^2}{2d^2} = Y \ln \left(\frac{d_0}{d} \right), \text{ kde } Y \text{ je Youngův modul pružnosti}$$

Obvykle mechanická nestabilita nastává při $\frac{d}{d_0} = 0.6$, pak nejvyšší intenzita el. pole před průrazem je :

$$E_m = \frac{U}{d_0} = 0.6 \left(\frac{Y}{\varepsilon_0 \varepsilon_r} \right)$$