

Elektrická pevnost

Izolační systémy

- Izolant
- Rozdělení izolantů podle skupenství
 - Plynné
 - Kapalné
 - Pevné
- Rozdělení izolantů podle obnovení izolačních schopností
 - Samoobnovitelné (self-restoring)
 - Nesamoobnovitelné (non-self-restoring)

Elektrická pevnost plynů

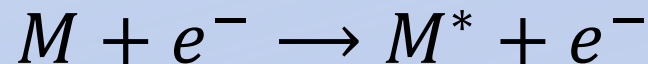
- Ionizace
 - Ionizace je proces, při kterém je elektron uvolněn z atomu. Původně neutrální atom má pak kladný náboj (kladný iont)
 - Ionizační energie atomu (molekuly) E_i je energie potřebná pro uvolnění elektronu z jeho normálního stavu v atomu

Ionizační procesy

- Nárazová ionizace (jednoduchá kolize)

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

- Excitace

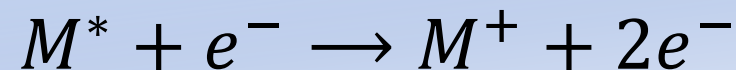


Excitovaná molekula M^* může vyzářit foton s energií $h\nu$



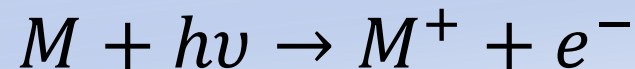
Ionizační procesy

- Postupná ionizace



- Fotoionizace

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



- Tepelná ionizace, povrchová ionizace

Přeskok v plynech

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

Townsendův první ionizační proces

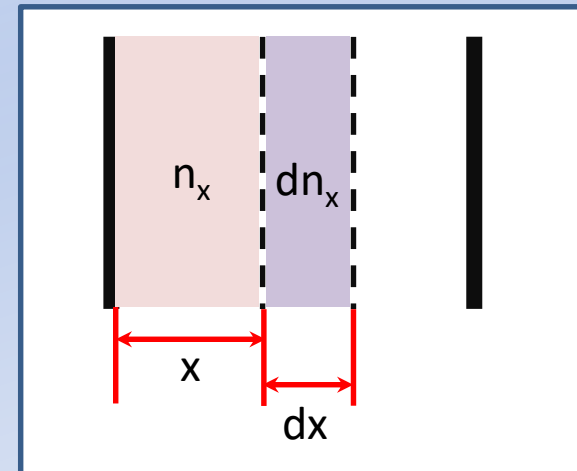
- Townsendův první ionizační koeficient α
 - Počet elektronů vytvářených jedním elektronem na jednotku délky ve směru elektrického pole
- n_x je počet elektronů ve vzdálenosti x od katody

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 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.

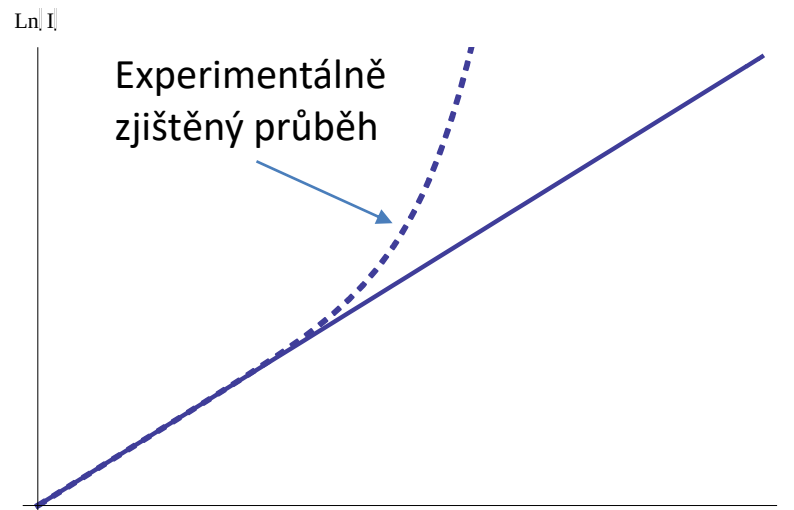
Budeme-li hovořit o proudu, pak lze přechodí rovnici přepsat ve smyslu proudů jako:

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

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 (release) elektrony při kolizi s molekulami plynu a dopadem (impact) 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

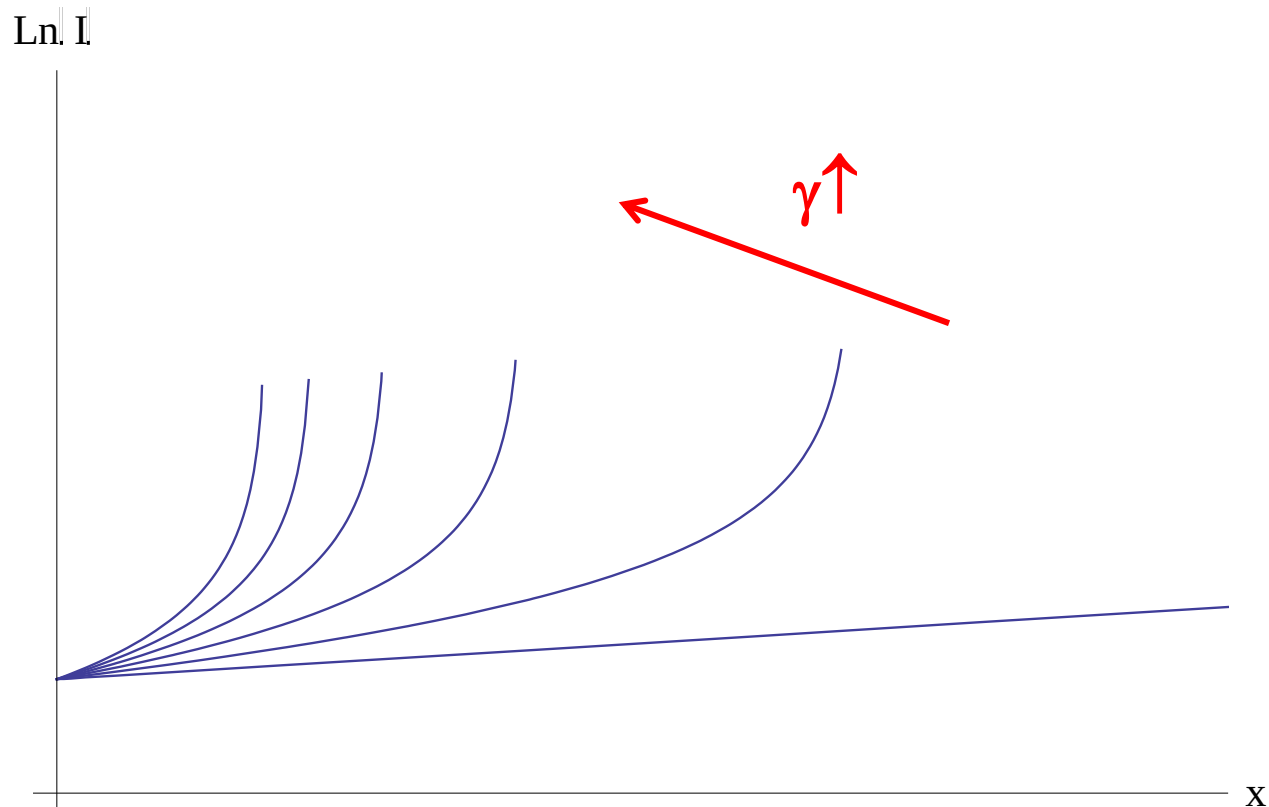
Dosazením n^+ z předchozí rovnice do výrazu pro n dostáváme:

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

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:

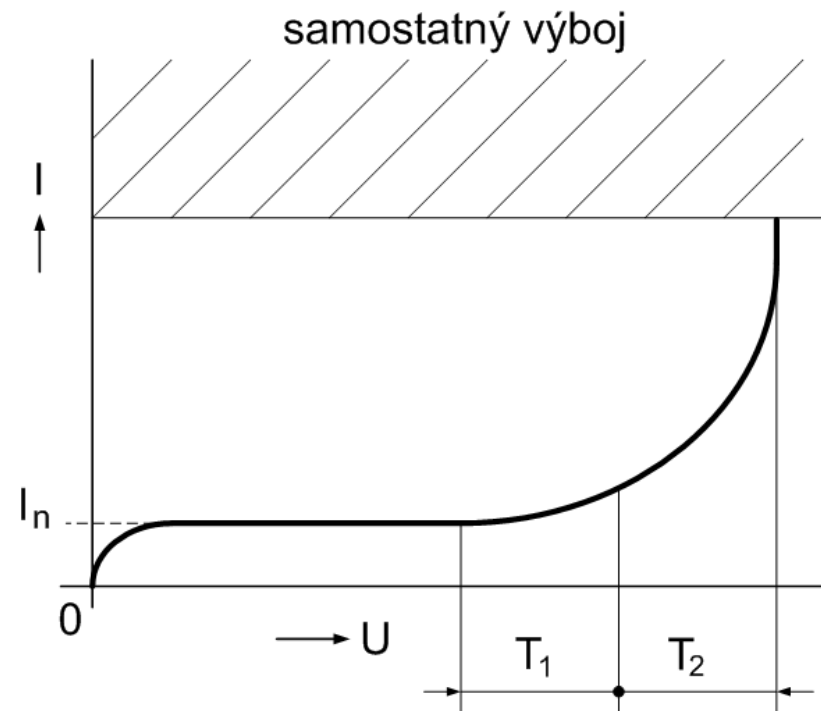
$$I = \frac{I_0 e^{\alpha d}}{1 - \gamma(e^{\alpha d} - 1)}$$

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

$$\begin{aligned} 1 - \gamma(e^{\alpha d} - 1) &= 0 \\ \gamma(e^{\alpha d} - 1) &= 1 \\ \gamma e^{\alpha d} &\approx 1 \end{aligned}$$

Podmínka samostatného výboje

- Při $\gamma e^{\alpha d} < 1$ je výboj nesamostatný (potřebuje vnější generaci nosičů náboje), pro $\gamma e^{\alpha d} \geq 1$ je výboj samostatný
- Při zvyšování napětí se proud zvyšuje až do proudu nasycení (rekombinace), při dalším zvýšení napětí již začnou převažovat ionizační procesy (Townsendova oblast T_1 , T_2), při dosažení Townsendova kritéria se výboj stává samostatný



Obečná podmínka samostatného výboje

- Pro obecný případ lze kritérium stanovit z překročení kritické koncentrace elektronů v čele laviny

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

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:

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

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:

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

kde f_1 a f_2 jsou obecné funkce.

Paschenův zákon

V homogenním poli platí pro velikost intenzity elektrického pole vztah :

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

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

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

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 U_p

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 $f_1 = A e^{-\frac{Bpd}{U_p}}$. 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 :

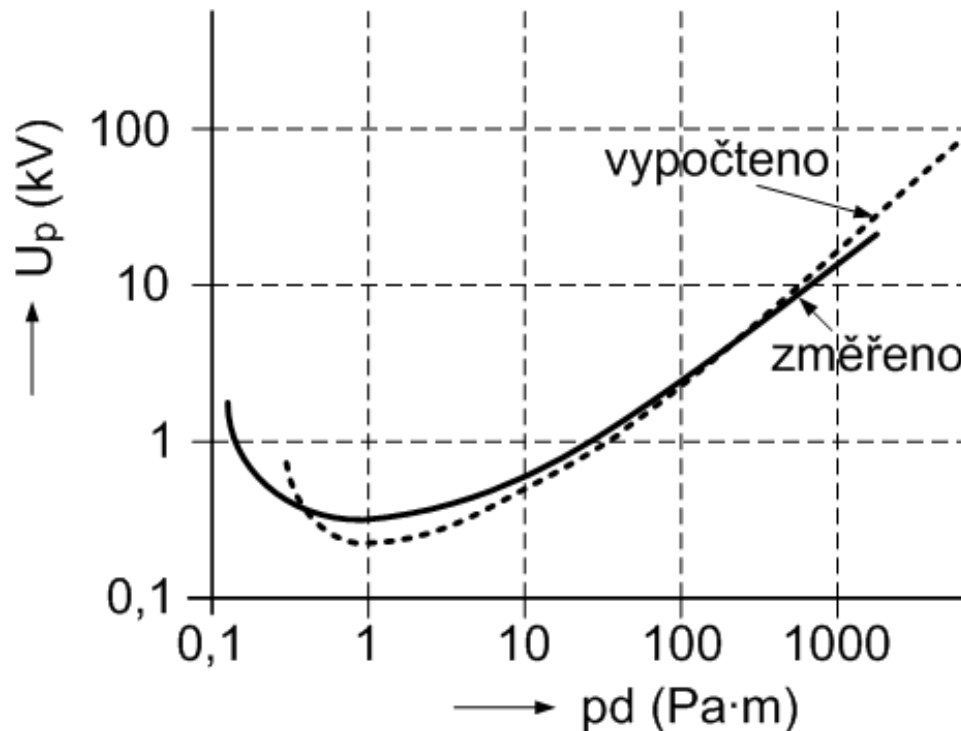
$$U_p = \frac{Bpd}{\text{Ln} \left(\frac{Apd}{\text{Ln} \left(1 + \frac{1}{\gamma} \right)} \right)}$$

Tato funkce nabývá minima (Stoletovův bod) pro hodnotu pd

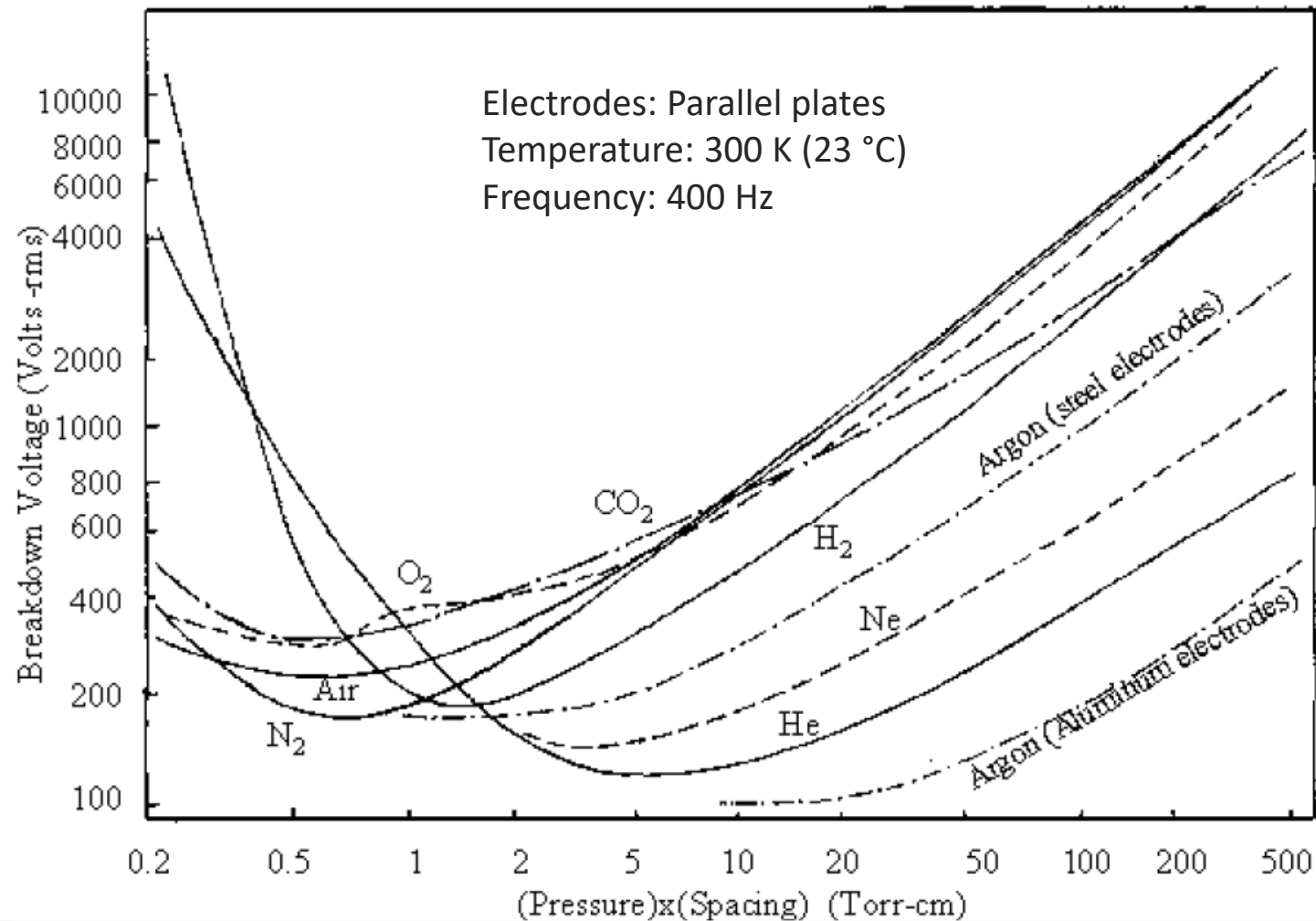
$$(pd)_{\min} = \frac{e}{A} \text{Ln} \left(1 + \frac{1}{\gamma} \right)$$

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

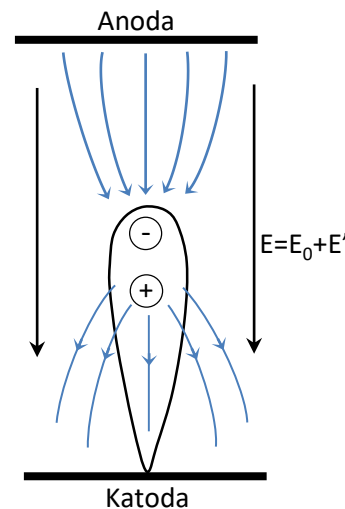
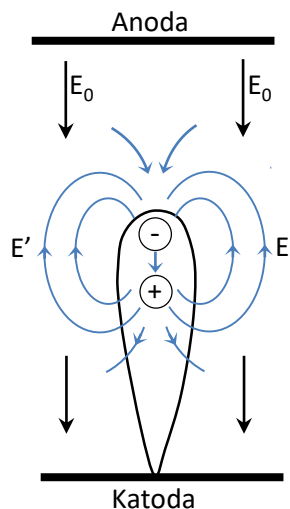


Strimérový mechanismus

- Townsendova teorie nedokáže vysvětlit všechny děje z experimentálního pozorování, např. tvar výboje, kratší čas výstavby výboje (discharge development)
- Townsendova teorie je validní pouze v případech, kdy není významně narušeno vnější elektrické pole prostorovým nábojem (space charge) laviny (pro vzduch $\alpha d \approx 20$ tj. $e^{20} = 5 \cdot 10^8$ elektronů $pd < 26,7 \text{ kPa} \cdot \text{cm}$)
- Pro ostatní případy se musí uvažovat vliv pole prostorového náboje laviny na vnější elektrické pole -> strimérový (streamer) mechanismus elektrického výboje

Prostorový náboj laviny

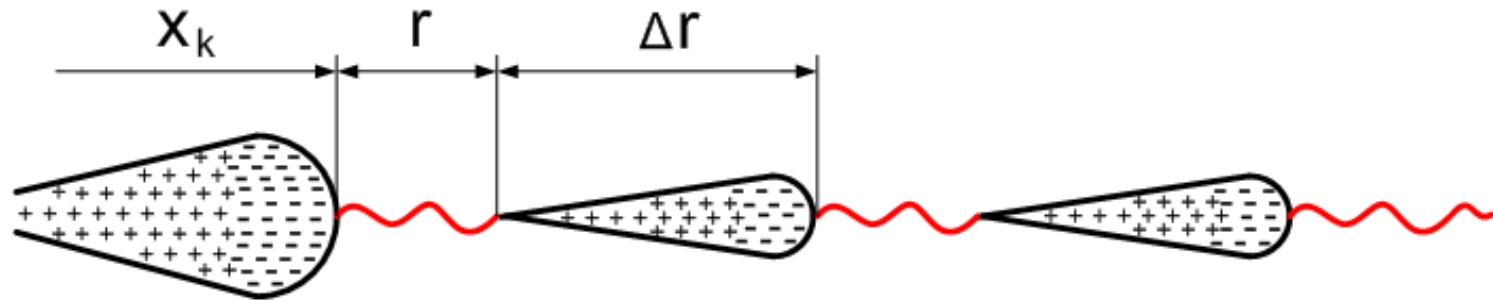
- Centra pozitivního a negativního náboje jsou v lavině odděleny z důvodu rozdílné pohyblivosti iontů a elektronů
- Dipólový náboj pak posiluje výsledné elektrické pole v čele a týlu laviny a zeslabuje v centrálním regionu



E_0 externí elektrické pole
 E' vlastní elektrické pole laviny

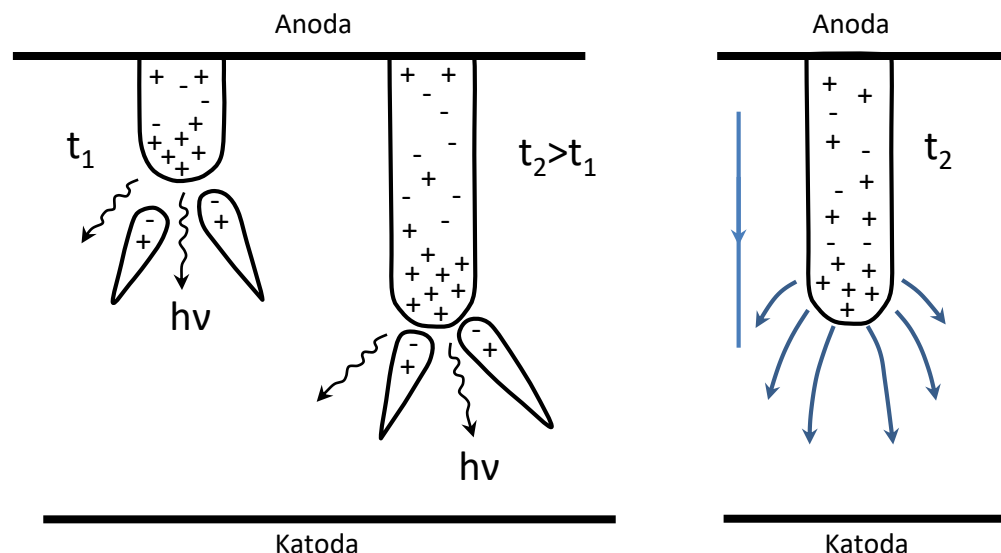
Strimér orientovaný k anodě (záporný strimér)

- Působením pole prostorového náboje dochází k intenzivní ionizaci před čelem laviny $\rightarrow$ při okamžité rekombinaci nosičů náboje dochází k emisi fotonů a následné fotoionizaci, která spouští sekundární laviny
- Vzhledem k vyšší hodnotě intenzity el. pole se sekundární lavina na dráze Δr vytvoří mnohem rychleji než lavina původní

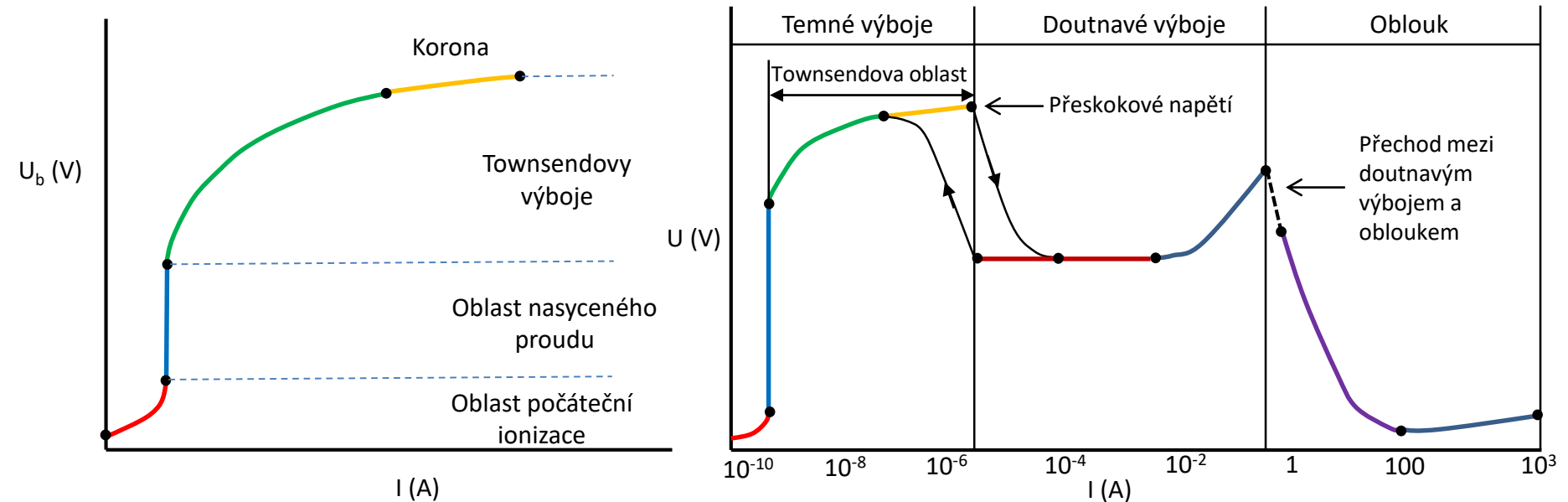


Strimér orientovaný ke katodě (kladný strimér)

- Primární lavina zanechá v prostoru mezi elektrodami excitované molekuly $\rightarrow$ vyzáření fotonů při návratu do základního stavu $\rightarrow$ fotoionizací vznikající sekundární laviny jsou vtahovány do zbytku původní laviny $\rightarrow$ postupný růst striméru



Vývoj výbojů v plynu



Stupeň homogenity elektrického pole

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

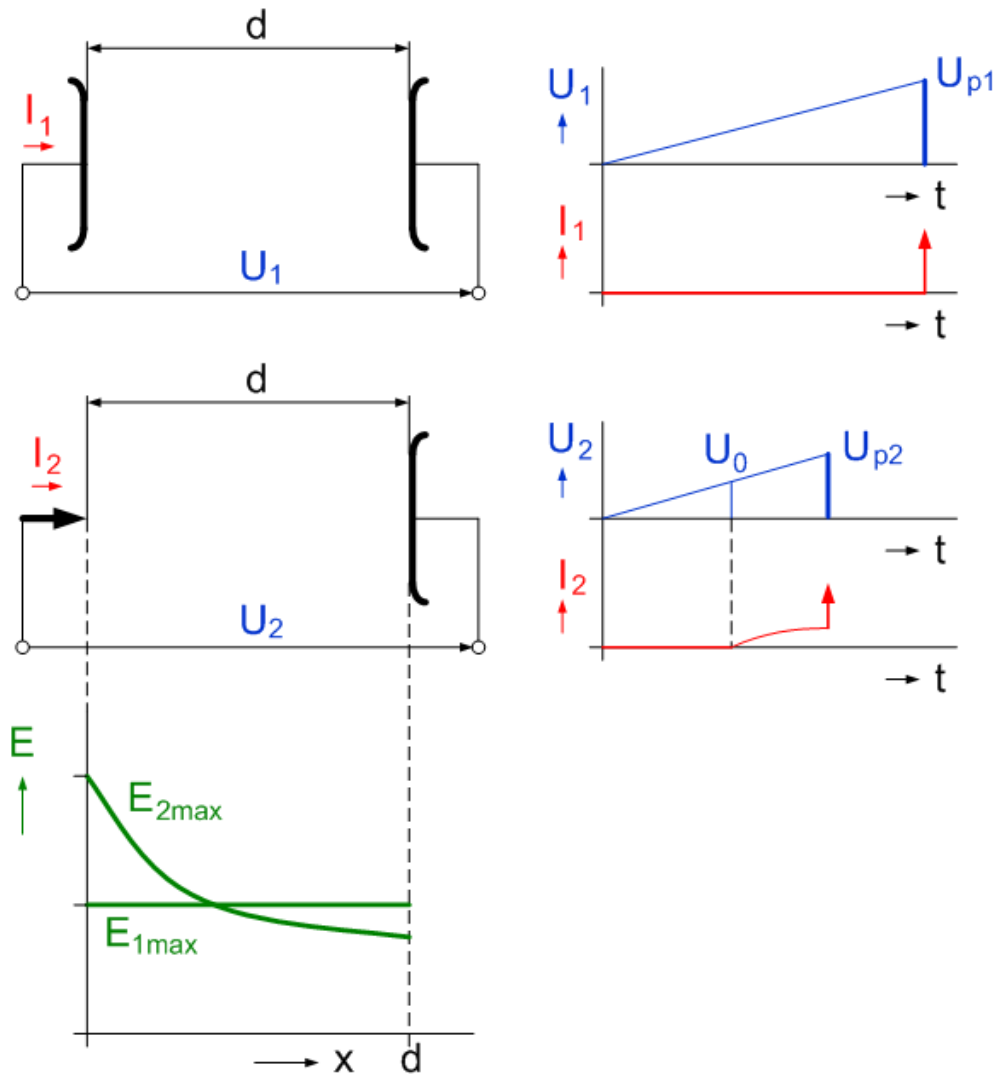
$$\eta = \frac{E_o}{E_{max}},$$

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:

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

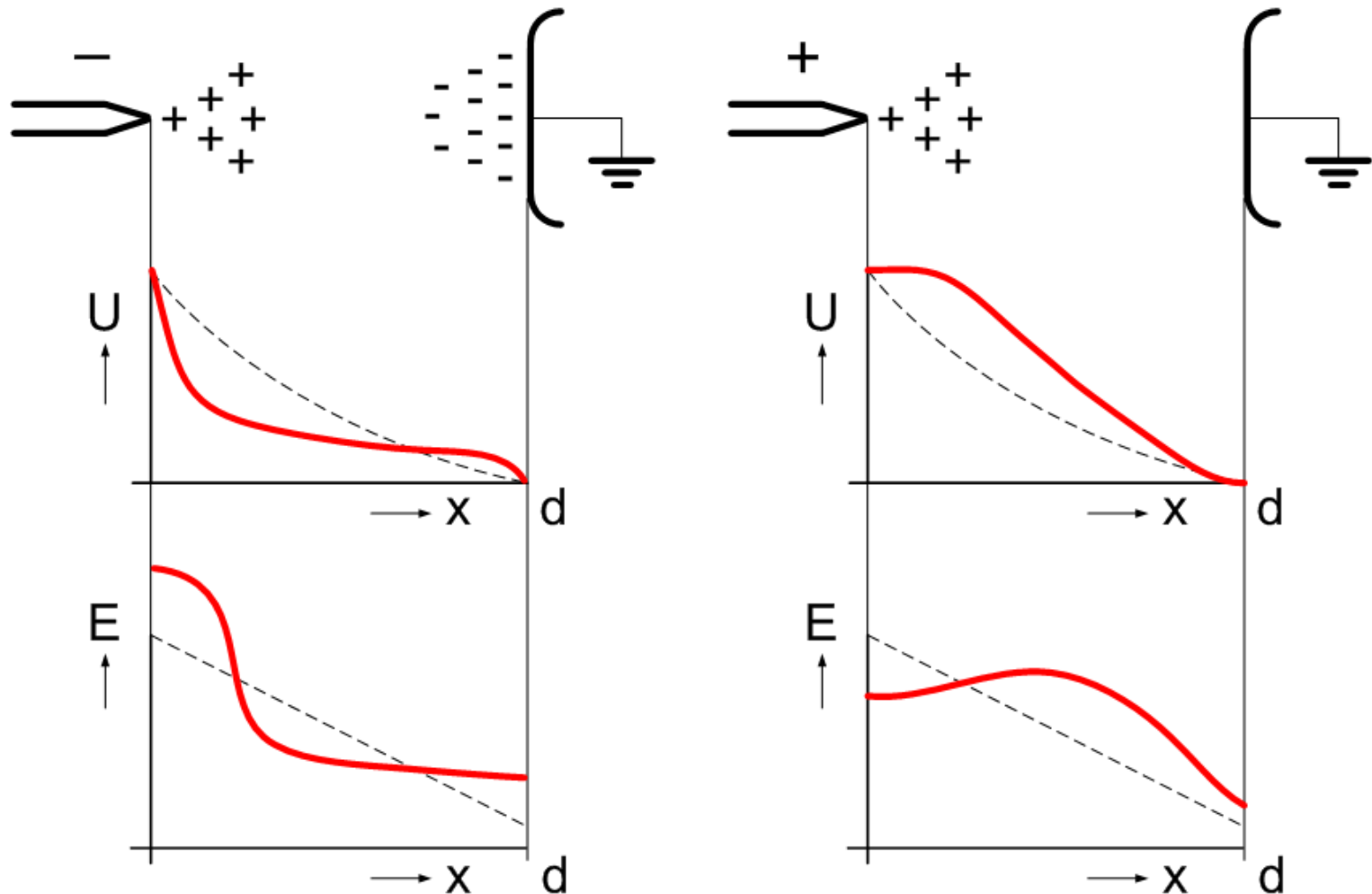
Stupeň homogenity elektrického pole



Polaritní jev (Polarity effect)

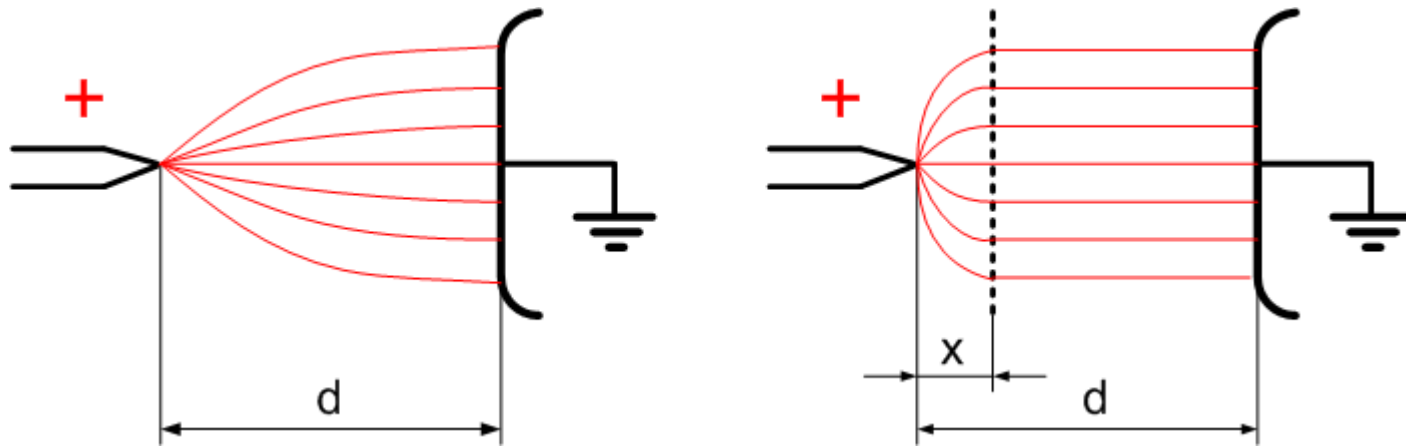
- Pro nehomogenní pole je rozdíl v elektrické pevnosti (electric strength) mezi kladnou a zápornou polaritou
- Při kladné polaritě je v prostoru kolem hrotu silné elektrické pole, ze kterého jsou rychle odsávány elektrony k anodě; pomalejší kladné ionty pak zmenšují elektrickou pevnost
- Při záporné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

Polaritní jev

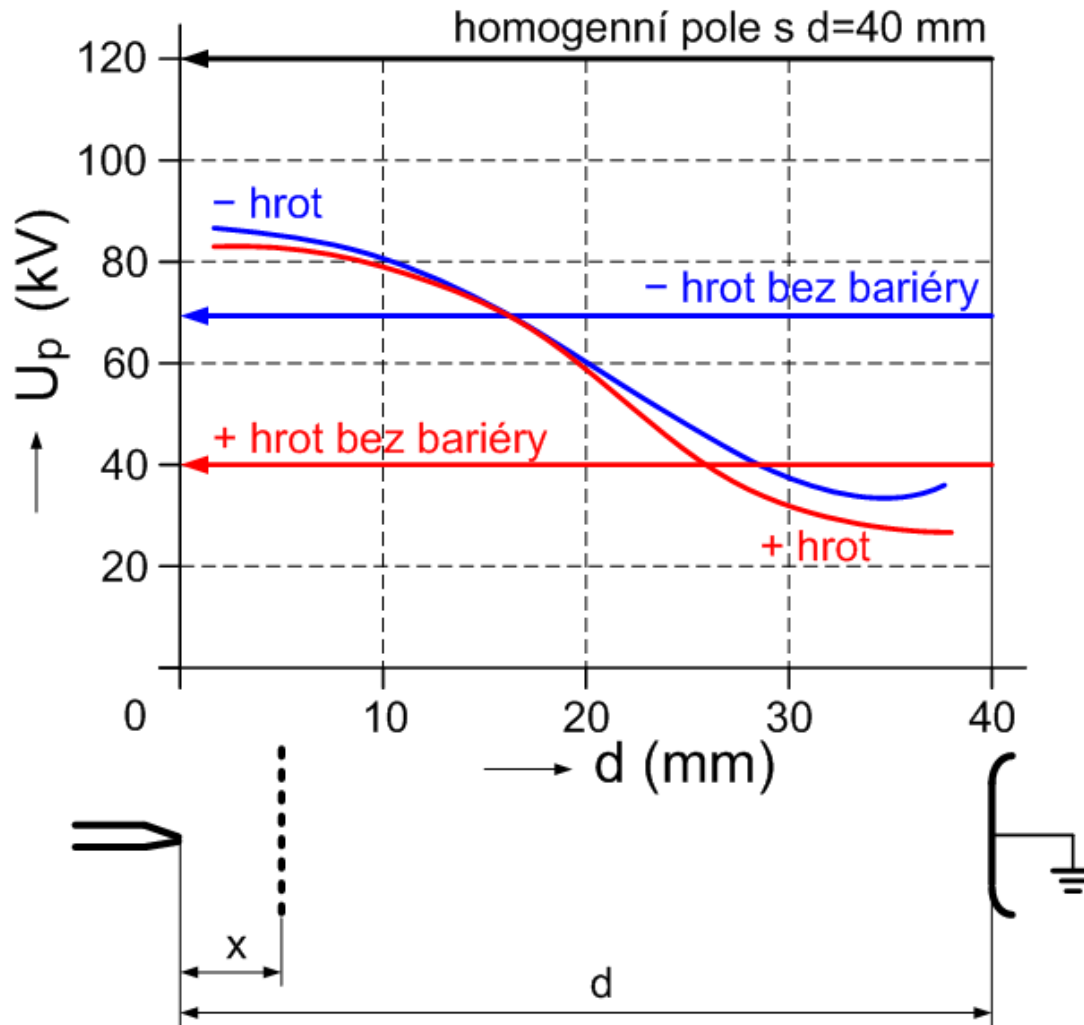


Vliv bariéry

- 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 SF_6

Name	Formula	Boiling point (°C)	Dielectric strength
Hexafluoro-2-butyne	C_4F_6	-25	2.2
Trifluoromethyl sulfur pentafluoride	CF_3SF_5	-20	1.55
Trifluoromethane sulfonyl fluoride	$\text{CF}_3\text{SO}_2\text{F}$	-22	1.49
Thionyl fluoride	SOF_2	-44	1.42
Trifluoronitromethane	CF_3NO_2	-31	1.34
Perfluoro-n-butane	C_4F_{10}	2	1.5
Chloropentafluoroethane (F-115)	$\text{C}_2\text{F}_5\text{Cl}$	-39	1.13
Perfluoro-butane	C_4F_{10}	-2	1.06
Sulfur dioxide	SO_2	-10	1.0
Sulfur hexafluoride	SF_6	-64	1.0
Dichlorodifluoromethane (F-12)	CCl_2F_2	-30	0.99
Octofluoropropane (F-218)	C_3F_8	-37	0.98
Perfluorodimethyl ether	$\text{C}_2\text{F}_6\text{O}$	-59	0.84
Hexafluoroethane (F-116)	C_2F_6	-78	0.79
Bromotrifluoromethane (F-1381)	CBrF_3	-58	0.75
Chlorotrifluoroethylene (CTFE)	$\text{C}_2\text{F}_3\text{Cl}$	-28	0.69
Nitrous oxide	N_2O	-89	0.5
Carbon tetrafluoride (F-14)	CF_4	-128	0.42
Air	$\text{N}_2 + \text{O}_2$		0.37
Nitrogen	N_2	-196	0.37
Carbon dioxide	CO_2	-79	0.32

Relativní elektrická pevnost
vztažená (pro $\text{SF}_6=1$)

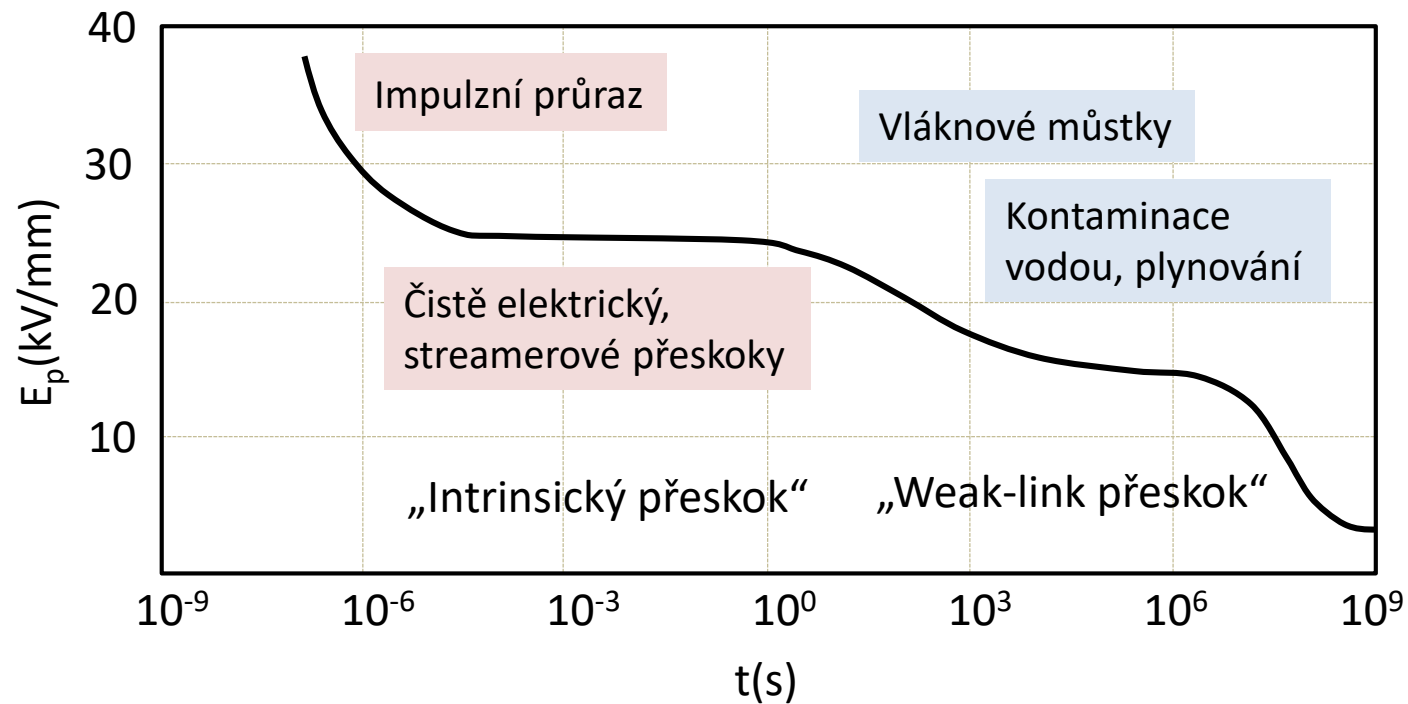
Kapalné izolanty

- 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

Kapalné izolanty

- Přeskokové napětí závisí na mnoha faktorech (typ a počet částic, obsah vody v kapalině, vzdálenost, objem, povrch a tvar elektrod, homogenita pole...)
- Tato hodnota mívá výrazný rozptyl (statistical spread) pro delší časy namáhání – neexistuje jednotná teorie jež by tuto problematiku uspokojivě vysvětlila
- Pro velmi krátké časy namáhání odpovídá přeskokům v plynech (impulse breakdown, electronic breakdown)

Kapalné izolanty

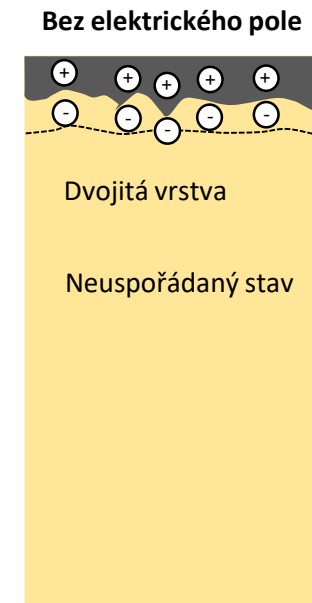


Teorie přeskoku v oleji

- Velký gradient el. pole na hrotech elektrod (electrode tips) způsobuje prudký lokální nárůst vodivosti a vytvoření prostorového náboje
- Při následné redistribuci el. pole vznikají temné výboje, jež tepelně ionizují částice oleje a vytvářejí vodivé kanálky (leadery)
- V závislosti na stupni homogenity a intenzitě elektrického pole se mohou tyto kanálky rozšířit až k opačné elektrodě (counter-electrode) a způsobit tak přeskok

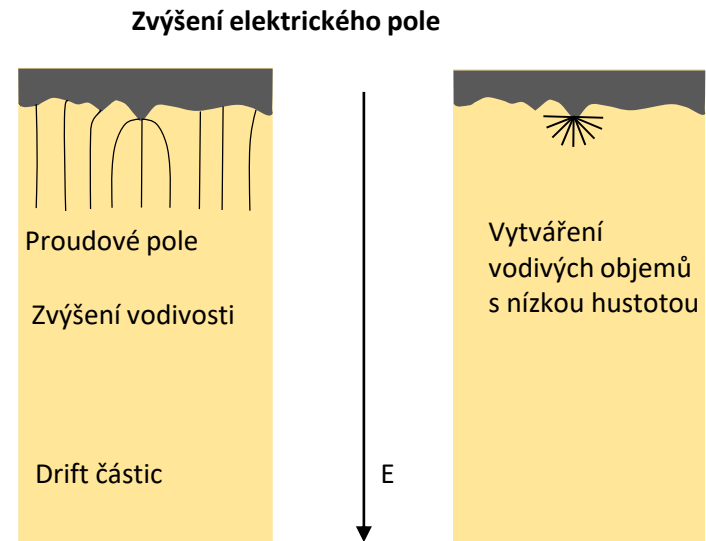
Fáze přeskoku v oleji (1)

- Bez přiloženého elektrického pole se olej nachází v elektricky neuspořádaném stavu (unordered state)
- Jedinou výjimku tvoří povrch, na němž se vyskytuje tzv. dvojitá vrstva (double layer), která vzniká v důsledku chybějících vazeb povrchových atomů/molekul okolní pevné látky na rozhraní s olejem



Fáze přeskoku v oleji (2)

- Při aplikování elektrického pole dochází k injekci elektronů do kapaliny
- Vlivem rozdílnosti struktury povrchu elektrody a přítomnosti vrstev oxidů a nečistot může dosahovat proudová hustota při injektování až kA/mm^2
- Pokud je aplikované pole dostatečně silné, dochází k nelineárnímu navýšování vodivosti. Injektované elektrony vytváří v okolí katody záporný prostorový náboj, jež potlačuje další emise elektronů. V okolí anody se naopak pole značně zesiluje vlivem koncentrování odcházejících elektronů



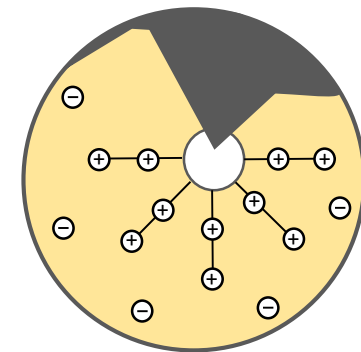
Fáze přeskoku v oleji (2)

- K injekci dochází v místech tzv. mikrohrotů (microtip) na povrchu elektrody
- Na těchto místech vznikají vlivem dodávané energie kanálky, jež se zahřívají a zvyšují tak svojí vodivost
- Kanálky se kvůli stejnému náboji vzájemně odpuzují a rozdělují do jednotlivých svazků pomyslného trsu (bunch-like structure), viz obrázek

Fáze přeskoku v oleji (3)

- V okolí mikrohrotů je elektrické pole zesíleno až na stovky kV/mm (více než desetinásobek makroskopické elektrické pevnosti)
- V takto silném poli vznikají mikroskopické nízko-hustotní objemy (low-density volumes), jež se dají považovat prakticky za plynné (gaseous)
- Podle jedné teorie dochází uvnitř těchto objemů k inicializaci prvotního procesu (initial process) výboje vlivem nárazové ionizace (collision ionization). Podle jiných teorií je prvotní proces následkem porušení povrchového napětí či navýšení vodivosti vlivem proudu

Počáteční proces

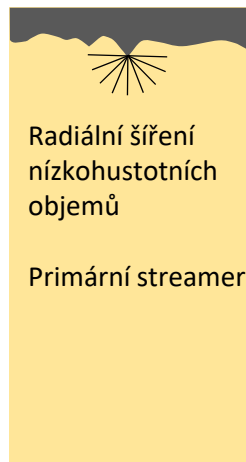


Tvorba nízko-hustotních objemů při cca 1 MV/mm

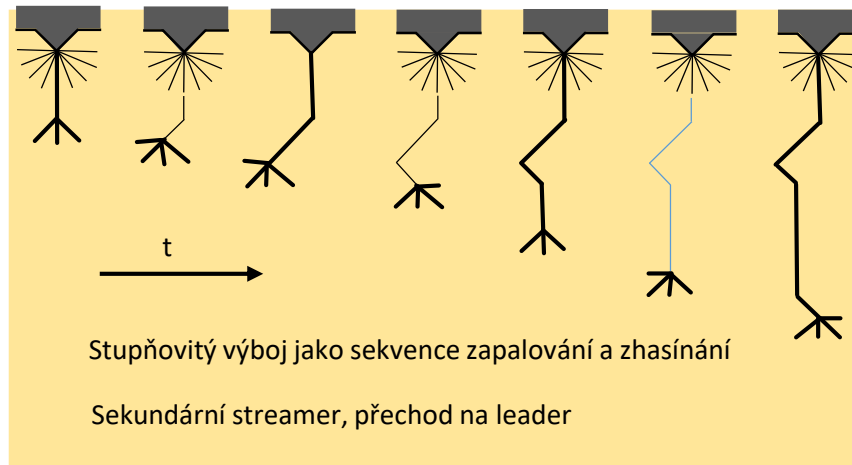
Fáze přeskoku v oleji (4,5)

- Při nárazové ionizaci dochází ke vzniku dalších nízko-hustotních objemů v okolí původního objemu (ekvivalent strimérové laviny) – inicializuje se primární strimér (primary streamer)
- Uvnitř takto vzniklých objemů se začne šířit sekundární strimér (secondary streamer). Díky vysokým proudovým hustotám dochází k termální ionizaci uvnitř kanálků, čímž se drasticky zvyšuje jejich vodivost – jedná se tak prakticky o lidér (leader)

Vznik výboje

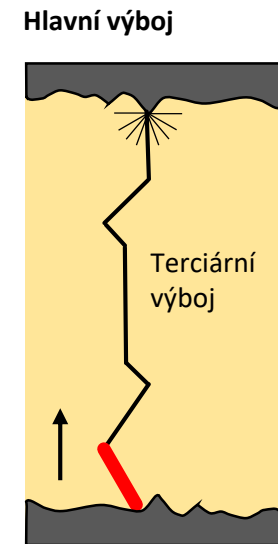


Šíření výbojového kanálu (stupňovitý výboj)



Fáze přeskoku v oleji (6)

- Pokud strimér dosáhne opačné elektrody, dojde k terciálnímu výboji (tertiary discharge) uvnitř kanálků (vlastní přeskok)
- Vysoká proudová hustota tohoto výboje způsobuje vypařování oleje, emisi světla a drastický pokles napětí



Typy přeskoku

- Intrinsický přeskok (intrinsic breakdown)
 - U velmi čistých olejů (kapalin) při impulzních napětích a malém povrchu elektrod
 - Zápalná intenzita pole (inception field strength) se pohybuje kolem 1 000 kV/mm, má velmi nízký statistický rozptyl
 - Kapalina vykazuje homogenní chování (vlastnosti nezávisí na poloze)

Typy přeskoku

- Weak-link přeskok – elektrodový (electrode area related)
 - Při krátkých časech namáhání – nepromítne se driftování nabitých částic
 - K rozvoji výboje dochází na nedokonalostech povrchu elektrody
 - Kapalina již nevykazuje homogenní chování, tvoří se vodivé kanálky

Typy přeskoku

- Weak-link přeskok – objemový (volume-related)
 - Při delších časech namáhání – promítne se driftování nabitých částic
 - Tyto částice dopadají na elektrody a mohou tak inicializovat prvotní proces přeskoku
 - Elektrická pevnost uspořádání tak závisí nejen na objemu kapaliny, ale i na vzdálenosti a rozměrech elektrod
 - Pevnost vykazuje velký statistický rozptyl

Typy přeskoku

- Přeskok přes vláknové můstky (fiber-bridge breakdown)
 - Speciální případ přeskoku při uspořádání olej – celulóza (např. transformátory)
 - Jednotlivá uvolněná celulózová vlákna se orientují ve směru pole
 - Vlákna často vytvářejí nerozvětvený řetězec – můstek mezi elektrodami (unbranched bridges)
 - Dochází tak ke značné redukci izolačního odporu a elektrické pevnosti

Kapalné izolanty

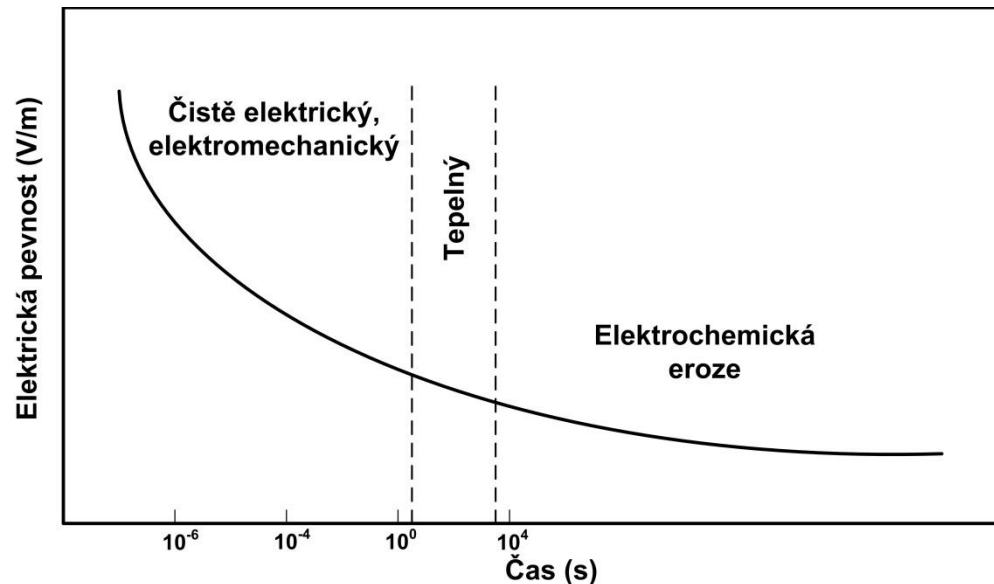
Property	Unit	Mineral oil	Silicone oil
Breakdown field strength	kV/mm	28	10
Volume resistivity (ρ)	$\Omega\cdot\text{m}$	$10^{11} \sim 10^{13}$	10^{13}
Dielectric constant ϵ_r	—	2.2	2.8
Dissipation factor at 25°C (1 MHz)	—	0.001	0.0002
$\tan \delta$	—	0.001	0.0002
Density	g/cm^3	0.91	0.96
Thermal conductivity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

Pevné izolanty

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

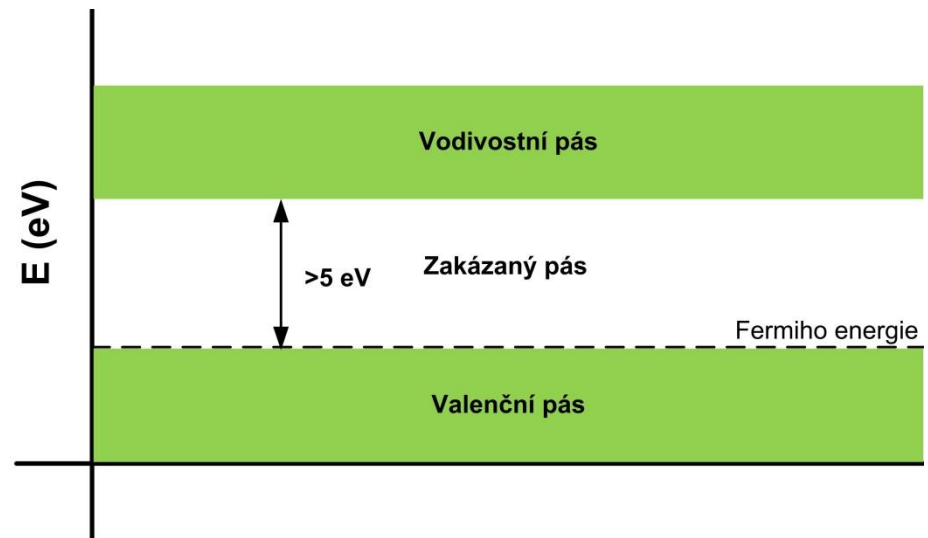
Průrazy pevné izolace

- Proces průrazu pevné izolace je komplexní jev, který závisí i na době přiložení napětí
- Základní procesy průrazu:
 - Čistě elektrický průraz
 - Tepelný průraz
 - Elektromechanický průraz
 - Elektrochemická eroze



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

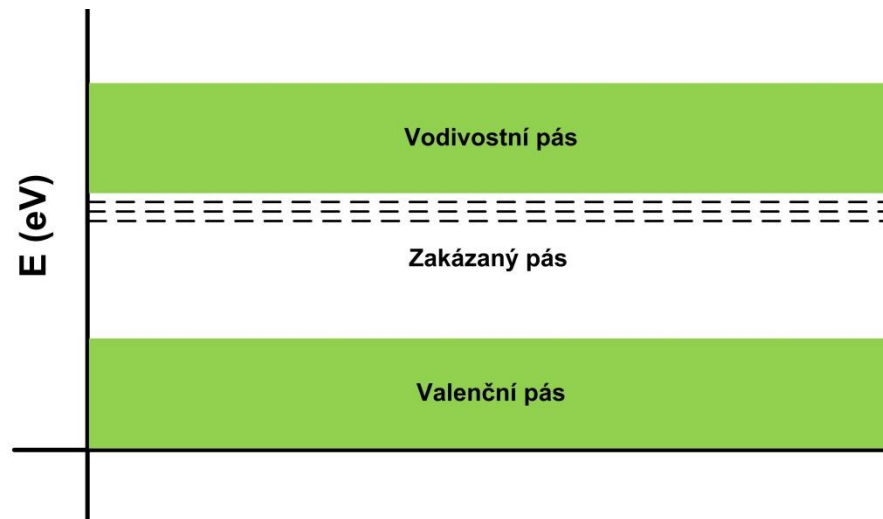


Vliv nečistot

- 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 → tepelný průraz izolantu

Dielektrické ztráty

Pro činný výkon platí vztah:

$$P_d = UI \cos \varphi$$

Z fázorového diagramu pak:

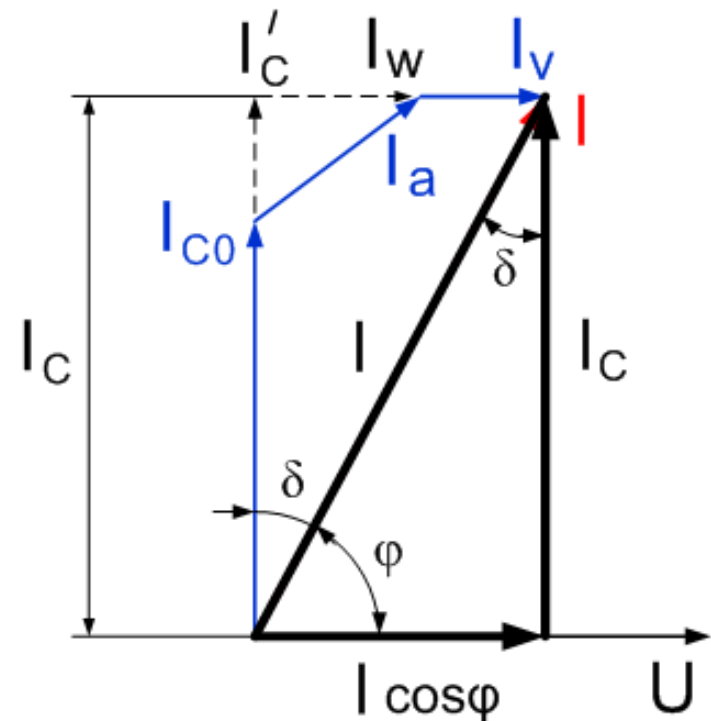
$$I \cos \varphi = I \sin \delta \text{ a } I = \frac{I_c}{\cos \delta}$$

Kapacitní proud lze vyjádřit jako:

$$I_c = U\omega C$$

Po dosazení dostáváme:

$$P_d = U^2 \omega C t g \delta$$



Tepelný průřez

Fourierův zákon

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

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

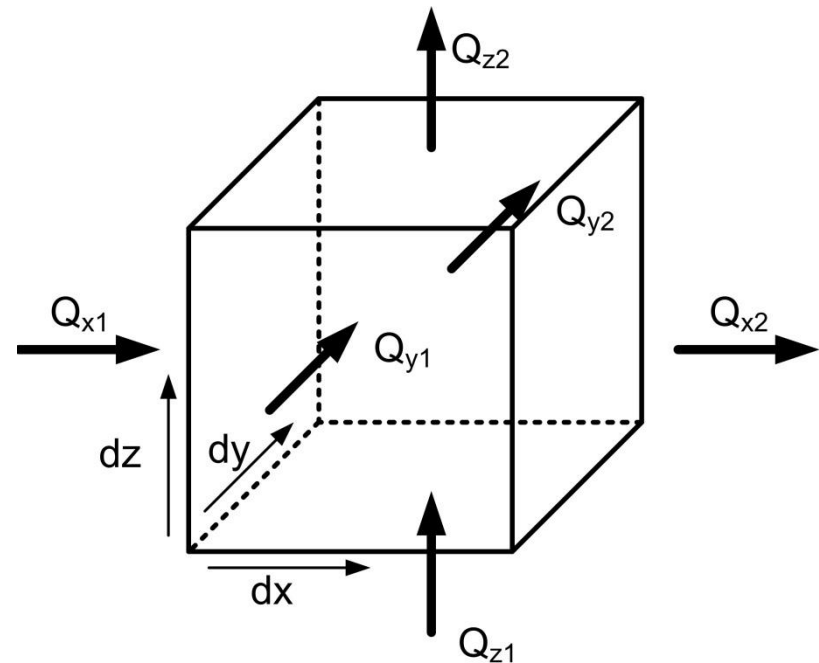
$$Q_{x1} = -\lambda \frac{\partial T}{\partial x} dy dz dt$$

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

$$dQ_x = dQ_{x1} - dQ_{x2}$$

$$= \lambda \frac{\partial^2 T}{\partial x^2} dx dy dz dt$$

Ve směru os y a z platí zcela 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

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

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

kde c_v je měrná tepelná kapacita izolantu

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

Tepelný průraz při impulzním namáhání

- 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

Tepelný průraz při impulzním namáhání

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

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

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

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 průřaz v ustáleném stavu

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

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 průraz v ustáleném stavu

Vztah pro průrazné napětí lze pak vyjádřit jako:

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

Elektromechanický průraz

- Jsou-li pevná dielektrika vystavena silným elektrickým polím, vznikají elektrostatické 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 :

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