

Werk

Titel: Physica

Jahr: 1964

PURL: https://resolver.sub.uni-goettingen.de/purl?312899653_0009|log2

Kontakt/Contact

Digizeitschriften e.V.
SUB Göttingen
Platz der Göttinger Sieben 1
37073 Göttingen

✉ info@digizeitschriften.de

9. 1964/66

[ACTA F. R. N. UNIV. COMEN. IX., 1, Physica 1964]

ACTA
FACULTATIS RERUM NATURALIUM
UNIVERSITATIS COMENIANAE

TOM. IX.

FASC. I.

Bl
3

PHYSICA

PUBL. VI.

Z A 20832

1-12 ohne T.J. [abgeschlossen] 9,
1964

SLOVENSKÉ PEDAGOGICKÉ NAKLADATELSTVO BRATISLAVA

1

REDAKČNÝ KRUH :

Prof. Dr. O. FERIANC
Doc. Dr. J. FISCHER

Prof. Ing. M. FURDIK
Doc. Dr. M. GREGUŠ, C. Sc.
Prof. Dr. J. A. VALŠÍK

REDAKČNÁ RADA

Prof. Dr. M. Dillinger
Doc. Dr. R. Herich
Doc. Dr. J. Hladík
Doc. Dr. A. Huťa, C. Sc.
Doc. Dr. M. Kolibiar
Člen korešp. SAV prof. Dr. M. Konček
Doc. Dr. L. Korbeľ

Doc. M. Mrciak
Doc. Dr. J. Májovský
Člen korešp. SAV prof. Dr. L. Pastýrik
† Prof. Dr. J. Srb
Prof. Ing. S. Stankoviánsky
Doc. Dr. M. Sypták
Doc. Dr. Št. Veis, C. Sc.

Просим обмена публикаций

Austausch von Publikationen erbeten

Prière d'échanger des publications

We respectfully solicit the exchange of publications

Se suplica el canje de publicaciones



Sborník Acta facultatis rerum naturalium universitatis Comenianae. Vydává Slovenské pedagogické nakladateľstvo v Bratislave, Sasinkova 5, čís. tel. 645-51. Povolilo Povereníctvo kultúry číslom 2265/56-1V/1. Tlač: Tisk, knižná výroba, n. p., Brno, provoz 1

Iskrové počítače a iskrové komory s rovinnými elektrodami

Š. ŠÁRÓ

V článku je uvedený princíp práce iskrových počítačov a iskrových komôr s rovinnými elektrodami. Podrobne sa uvádzajú ich vlastnosti a možnosti použitia. Pre úplnosť je stručne naznačená aj teória iskrového výboja.

I. Úvod

Na detekciu ionizujúcich častíc možno použiť ľubovoľnú dvojicu elektród v plyn-
nom prostredí a to viacerými spôsobmi, podľa zvoleného pracovného napätia:

1. V oblasti ionizačnej komory, kde intenzita elektrostatického poľa je dostačujúca
iba na zbieranie iónov, vytvorených primárnou ionizujúcou časticou.

2. V oblasti proporcionality, kde už dochádza k plynovému zosilneniu primárnej
ionizácie.

3. V oblasti Geiger – Müllerových počítačov, kde ionizácia už nezávisí od náboja
a energie ionizujúcej častice.

Uvedené oblasti ležia v pásme nesamostatného výboja v plynch.

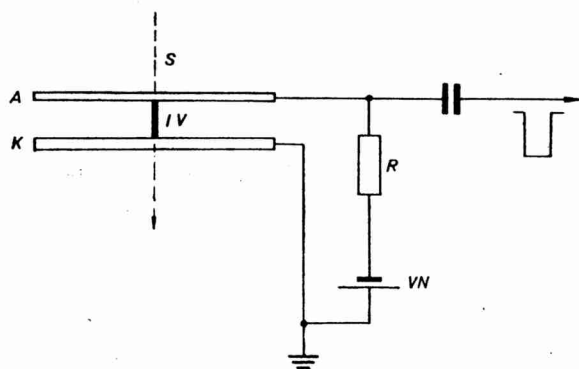
4. V oblasti koronového výboja, kde amplitúda impulzov je závislá od primárnej
ionizácie. Táto oblasť je pomerne úzka a leží tesne pod oblasťou iskrového výboja.

5. V oblasti iskrového výboja, ktorá sa začala využívať na detekciu častíc naj-
neskoršie. Leží v pásme samostatného výboja v plynch. V tejto poslednej oblasti
pracujú iskrové počítače a iskrové komory.

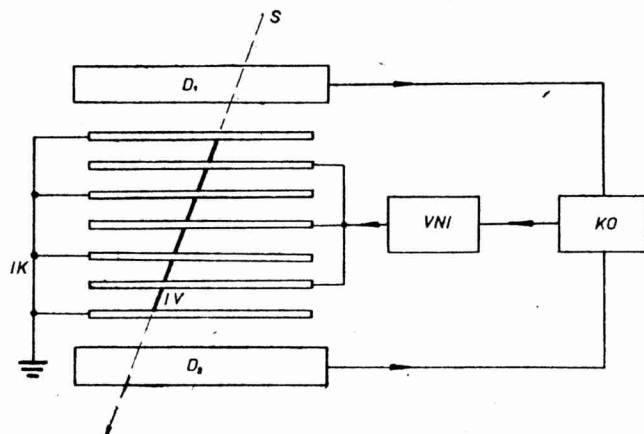
Iskrový počítač je teda zariadenie na detekciu častíc, schopných ionizovať pro-
stredie, cez ktoré prechádzajú. Pre zhášanie výboja je nutné používať vonkajší
zhášací obvod. Počítač v podstate pozostáva z dvoch elektród určitého usporiadania,
medzi ktorými je taký potenciálny rozdiel, že v prípade prechodu ionizujúcej častice
preskočí iskra medzi elektródami (obr. 1). Tým, že pracuje v oblasti iskrového
výboja, vykazuje určité špecifické vlastnosti – okrem iného aj možnosť vizuálneho
pozorovania stopy častice – ktoré ho odlišujú od predošlých typov plynových
počítačov.

Iskrové komory využívajú práve možnosť vizuálneho pozorovania stopy častice.
Elektródy iskrovej komory sú obvykle rovinné, na ktoré sa po prechode ionizujúcej
častice privedie vysokonapäťový impulz, ktorý vytvorí iskrový výboj. Výboj je loka-
lizovaný na miesto, kde došlo k ionizácii časticou, prešliu medzi elektródami (obr. 2).

V poslednom období sa štúdium vlastností iskrových počítačov, ale najmä iskrových komôr rozrástlo do značných rozmerov. Iskrové komory sa používajú skoro výlučne vo fyzike vysokých energií. Ukazuje sa, že štúdium veľmi vzácnych rozpadov je najvýhodnejšie robiť pomocou iskrových komôr, alebo kombináciou iskrových komôr s bublinovými komorami.



Obr. 1. Základná schéma iskrového počítača. A — anóda, K — katóda, R — zhášací odpor, VN — vysoké napätie, S — stopa ionizujúcej častice, IV — iskrový výboj, vytvorený po stope častice.



Obr. 2. Základná schéma iskrovej komory. D_1 a D_2 sú detektory častíc, KO — koincidenčný obvod, VNI — generátor vysokonapäťových impulzov, IK — iskrová komora, S — stopa častice, IV — iskrový výboj, vytvorený po stope častice.

II. Teória iskrového výboja [1, 2, 3]

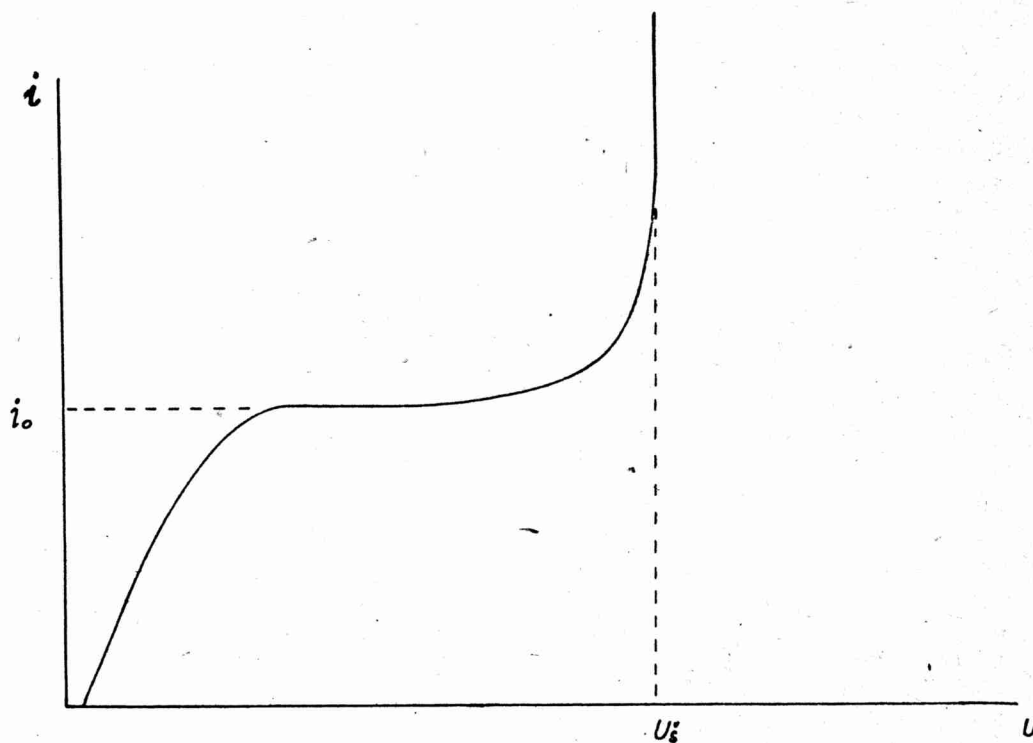
Townsendova teória iskrového výboja. V prípade plošných rovnobežných elektród je výbojový prúd i určený výrazom

$$i = i_0 e^{\alpha d} \quad (1)$$

kde i_0 je fotoionizačný prúd katódy, d je vzdialenosť elektród v cm a α je Townsendov prvý koeficient ionizácie, udávajúci počet sekundárnych elektrónov, ktoré vznikli

pri prechode primárneho elektrónu vzdialenosťou 1 cm vo smere poľa. Závislosť výbojového prúdu i od potenciálneho rozdielu na elektródach znázorňuje obr. 3.

Popri ionizácii plynu procesom, opísaným Townsendovým prvým koeficientom ionizácie α , sú aj ďalšie spôsoby ionizácie. Pri dostatočnej energii kladný ión na svojej ceste medzi elektródami môže zapríčiniť tiež ionizáciu. Táto ionizácia je



Obr. 3. Závislosť výbojového prúdu i od potenciálneho rozdielu na rovinných rovnobežných elektródach. U_i je štatistické prierné napätie, i_0 je fotoionizačný prúd katódy.

charakterizovaná Townsendovým druhým koeficientom ionizácie β , ktorý udáva počet iónových párov, vytvorených kladným iónom, pri prejení vzdialenosti 1 cm vo smere poľa. V tomto prípade rovnica (1) prejde do tvaru

$$i = i_0 \frac{(\alpha - \beta) e^{(\alpha - \beta)d}}{\alpha - \beta e^{(\alpha - \beta)d}}. \quad (2)$$

V prípade, že pôsobením fotónov je zapríčinená sekundárna emisia z katódy, ionizačný prúd je rovný

$$i = i_0 \frac{\alpha e^{\alpha d}}{\alpha - \Theta \eta g e^{(\alpha - \mu)d}} \quad (3)$$

kde Θ je počet fotónov, vytvorených elektrónom po prejení vzdialenosti 1 cm vo smere poľa, η je množstvo fotónov, potrebných na uvoľnenie jedného fotoelektrónu

z katódy, g je geometrický faktor, charakterizujúci relatívny počet fotónov dopadajúcich na katódu a μ je koeficient absorpcie fotónov v plyne.

Ako vidíme, pri emisii elektrónov z katódy nedochádza len k ionizácii plynu, charakterizovanej koeficientom α , ale aj k iným typom nepružných zrážok, v dôsledku ktorých molekuly a atómy plynu môžu prejsť do vzbuđeného alebo metastabilného stavu. Vzbuđené a metastabilné molekuly a atómy pri prechode do pôvodného stavu, ako aj kladné ióny môžu zapríčiniť ďalšiu ionizáciu.

Ak budeme uvažovať prípad nešamostatného výboja, podstatná časť sekundárnych elektrónov vyletujúcich z katódy bude vytvárať kladné ióny, bombardujúce katódu.

Nech n je počet elektrónov prichádzajúcich na anódu za 1 sec., n_0 počet elektrónov vyletujúcich z katódy pod vplyvom ľubovoľného vonkajšieho činiteľa, n_+ celkový počet elektrónov vyletujúcich z katódy pod vplyvom bombardovania kladnými iónmi a γ počet elektrónov vyletujúcich z katódy pod účinkom jedného dopadajúceho kladného iónu.

Potom

$$n = (n_0 + n_+) e^{\alpha d} \quad (4)$$

$$n_+ = \gamma [n - (n_0 + n_+)]. \quad (5)$$

Ak z rovníc (4) a (5) vylúčime n_+ dostaneme

$$n = n_0 \frac{e^{\alpha d}}{1 - \gamma(e^{\alpha d} - 1)}, \quad (6)$$

alebo

$$i = i_0 \frac{e^{\alpha d}}{1 - \gamma(e^{\alpha d} - 1)}. \quad (7)$$

Koeficient γ sa nazýva Townsendovým tretím koeficientom ionizácie a udáva ako už bolo uvedené, počet elektrónov vyletujúcich z katódy, pod účinkom jedného kladného iónu, dopadajúceho na katódu. Ak sa vezmú do úvahy procesy na katóde, ako i procesy ionizácie plynu kladnými iónmi, platí všeobecnejší vzťah

$$i = i_0 \frac{(\alpha - \beta) e^{(\alpha - \beta)d}}{(1 + \gamma)d - (\alpha\gamma + \beta) e^{(\alpha - \beta)d}}. \quad (8)$$

Ak v tejto rovnici položíme β rovné 0, dostaneme rovnicu (7), ak γ je rovné 0, dostaneme rovnicu (2), ak $\beta = \gamma = 0$, dospejeme k rovnici (1), pri ktorej neberieme do úvahy sekundárne procesy na katóde, ani priestorovú ionizáciu kladnými iónmi. V súčasnosti sa všetky formy sekundárnej ionizácie charakterizujú jediným koeficientom ionizácie, udávajúcim počet sekundárnych elektrónov, pripadajúcich na jeden kladný ión.

Pri stacionárnom, samostatnom výboji nepotrebujeme pôsobenie vonkajšieho ionizátora pre prvotnú emisiu elektrónov z katódy, preto hodnota výrazu $\gamma(e^{\alpha d} - 1)$, ktorá pri nízkych gradientoch potenciálu je rovná nule, musí pri vysokých hodnotách gradientu, ktoré sú na to potrebné, narásť až k hodnote jedna.

$$\gamma(e^{\alpha d} - 1) = 1. \quad (9)$$

Pri tejto hodnote menovateľ v rovnici (7) sa stane nulou a hodnota ionizačného prúdu sa stane neurčitou. Podľa Townsendovej teórie podmienka (9) udáva teda začiatok

vzniku iskrového prierazu. Pri prieraze koeficient α sa stáva obyčajne takým veľkým, že $e^{ad} \gg 1$, a preto podmienku (9) môžeme prepísať takto

$$\gamma e^{ad} = 1. \quad (10)$$

Pre $\gamma e^{ad} < 1$ sa výboj nemôže stať samostatným. Prúd i , určený rovnicou (7), bude smerovať k nule, ak po oddialení vonkajšieho zdroja žiarenia i_0 bude klesať k nule.

Pri $\gamma e^{ad} = 1$ počet iónových párov e^{ad} , vytvorených jednou elektrónovou lavínou vo výbojovom priestore, je dostatočne veľký, aby kladné ióny, bombardujúce katódu, mohli uvoľniť aspoň jeden sekundárny elektrón a takto vyvolať opakovanie procesu. V tomto prípade sa výboj stane samostatným a môže sa udržať i za neprítomnosti vonkajšieho zdroja žiarenia, vytvárajúceho počiatočný prúd i_0 . Podmienka (10) udáva preto prah objavenia sa iskry.

Pri $\gamma e^{ad} > 1$ sa iskrový výboj rozvíja tým rýchlejšie, čím väčšia je hodnota γe^{ad} , čím viac prevyšuje hodnotu 1.

Hodnoty γ a e^{ad} nie sú konštantné, ale kolíšu okolo svojich stredných hodnôt, preto súčin γe^{ad} sa bude meniť od lavíny k lavíne. Následkom toho bude existovať určitá pravdepodobnosť, že iskrový výboj nastane i pri napätí U o niečo menšom, než je U_s , ktoré prislúcha strednej hodnote $\gamma e^{ad} = 1$. Rozptyl prahu objavenia sa iskry je pritom pomerne malý, v dôsledku silnej závislosti súčinu γe^{ad} od gradientu potenciálu.

Townsendova podmienka (10) nám dáva možnosť určiť štatistické prierazné napätie U_s pomocou závislostí

$$\frac{\alpha}{p} = f_1\left(\frac{E}{p}\right), \quad \gamma = f_2\left(\frac{E}{p}\right) \quad (11)$$

kde p je tlak plynu v mm Hg, E intenzita poľa vo V/cm. Zhoda s experimentom je pomerne dobrá pri znížených tlakoch v plyne, za predpokladu, že výboj nastáva pri napätí menšom než 10 kV.

Pri určovaní štatistického prierazného napätia U_s sa dobre osvedčila experimentálne zistená Paschenova závislosť. Podľa tejto závislosti pri zmene vzdialenosti elektród d [cm] a tlaku plynu p [mm Hg], pri ktorej ich súčin $p \cdot d$ ostáva konštantný U_s ostáva tiež konštantné. Teda každému súčinu $p \cdot d$ odpovedá presne určené štatistické prierazné napätie U_s (pri konštantnej teplote).

V prípade väčších vzdialeností d dochádza však k odklonu od Paschenovho zákona.

Townsendova podmienka vzniku iskrového výboja

$$\gamma e^{ad} = 1$$

pomerne dobre súhlasí s experimentálnymi hodnotami pri zníženom tlaku. Ak zoberieme do úvahy sekundárne procesy, spojené s bombardovaním katódy kladnými iónmi môžeme očakávať, že doba vytvárania iskry bude totožná s dobou, potrebnou pre prechod kladných iónov cez výbojový priestor. Pri atmosferickom tlaku a pri väčších vzdialenostiach elektród je však rýchlosť rozvitia výboja väčšia a blíži sa k rýchlosti pohybu elektrónov cez výbojový priestor. Boli zistené aj kratšie doby rozvitia výboja, keď k výbojovému priestoru sa privádzalo impulzné napätie, vyššie než je štatistické prierazné napätie U_s .

Pomocou Townsendovej teórie je ťažké vysvetliť dobu rozvitia výboja pri vyšších tlakoch a väčších vzdialenostiach elektród. V tejto oblasti je vhodnejšie použiť streamrovú teóriu iskrového výboja.

Streamerová teória iskrového výboja

Streamerová teória iskrového výboja berie do úvahy menšie množstvo parametrov než Townsendova teória. Mechanizmus výboja sa vysvetľuje pomocou ionizačných procesov, závisiacich len od plynu, ionizácie elektrónmi (charakterizovanou len koeficientom fotoionizácie) a pôsobenia priestorového náboja, vytvoreného lavínami a streamermi. Približný výpočet poľa priestorového náboja, vytvoreného lavínou, sa robí nasledovne [1].

Uvažujme dvojicu rovinných rovnobežných elektród, vzdialených od seba na d cm, medzi ktorými je intenzita elektrického poľa E V/cm, a tlak plynu p mm Hg. Ak pomer E/p bude dostatočne veľký, elektróny vyletujúce z katódy budú ionizovať molekuly plynu. Sekundárne elektróny budú tiež urýchľované a vytvoria sekundárnu ionizáciu. Ak primárny elektrón prejde dráhu x vo smere poľa, vytvorí na svojej ceste e^{ax} sekundárnych elektrónov. Tento proces veľmi rýchle narastá (obr. 4) a nazýva sa elektrónovou lavínou.

V poli, nevyhnutnom pre vznik prierazu, sa elektróny pohybujú rýchlosťou $\sim 2 \cdot 10^7$ cm/sec a vzniknuté kladné ióny $\sim 2 \cdot 10^5$ cm/sec. Teda kladné ióny, ktorých počet je tiež e^{ax} , v porovnaní s elektrónmi môžeme považovať za nepohyblivé. Z tohto dôvodu lavína sa bude šíriť vo forme záporného elektrónového mraku, ktorý zanecháva za sebou kladný priestorový náboj, vytvorený kladnými iónmi.

K najväčšiemu narušeniu homogenity poľa dochádza tam, kde sa práve nachádza čelo lavíny, lebo tam je hustota iónov maximálna. Pole priestorového náboja E_n zvyšuje intenzitu vonkajšieho poľa E a navyše vytvára radiálne pole, vzhľadom na os lavíny. Ak predpokladáme, že

$$E_n = KE, \quad (12)$$

potom pole priestorového náboja zväčšuje intenzitu poľa vo smere osi lavíny do maximálnej hodnoty

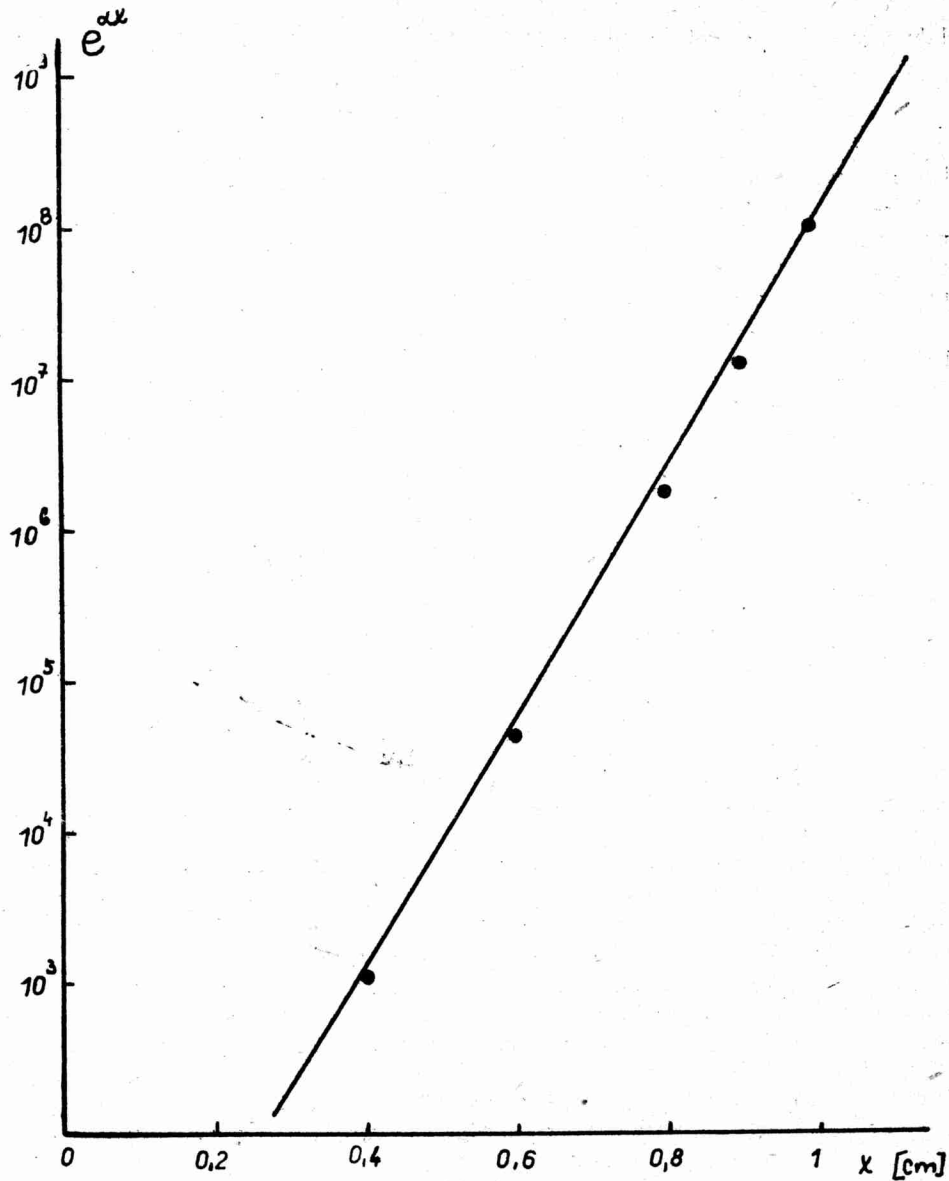
$$E_{\max} = (1 + K) E. \quad (13)$$

Keď lavína prejde celú vzdialenosť medzi elektródami, elektróny dopadnú na anódu, kladné ióny, ktoré ostali v kužeľovitom objeme, začnú sa šíriť vo výbojovom priestore. Hustota iónov okrem oblasti blízkej k anóde je pomerne nízka; preto prítomnosť kladných iónov ešte nestačí na prieraz. Avšak pod účinkom fotónov, vyletujúcich zo silne ionizovaného stĺpca lavíny, vznikajú v okolitom plyne fotoelektróny, ktoré podmieňujú vznik dodatočných lavín. Ak intenzita poľa priestorového náboja, vytvoreného základnou lavínou, je rádovo rovná intenzite vonkajšieho poľa, potom nové lavíny sa budú pohybovať k stope hlavnej lavíny. Najväčšie zväčšenie počtu elektrónov v týchto dodatočných lavínach nastane pozdĺž osi základnej lavíny, kde sa intenzita poľa priestorového náboja približuje k intenzite vonkajšieho poľa. Kladné ióny, ostávajúce pozadu za týmito lavínami, podstatne predlžujú a zväčšujú priestorový náboj základnej lavíny smerom ku katóde; proces sa rozvíja ako samostatne sa šíriaci streamer. Streamer prejde celým výbojovým priestorom a vytvorí medzi elektródami silne vodivú niť vysokoionizovaného plynu. Vytvorenie tejto vodivej niti je prvou fázou rozvoja iskrového kanálu, cez ktorý prejde výboj.

Keď napätie na elektródach prevyšuje minimálne prierazné napätie, pole priestorového náboja, vytvoreného lavínou, nadobudne intenzitu, blízku intenzite vonkajšieho poľa ešte predtým, než lavína dosiahne anódu. V tomto prípade streamer

musia vznikaf v strede výbojového priestoru, čo v skutočnosti aj bolo pozorované.

Elektrónová lavína prejde v streamer, ak radiálne pole E_r , vytvorené kladnými iónmi, v hlave lavíny dosahuje intenzitu vonkajšieho poľa E , t. j. ak $E_r = KE$, kde $K \sim 1$.



Obr. 4. Počet iónových párov e^{ax} vytvorených elektrónovou lavínou pri prechode cez vzdialenosť 1 cm pri atmosférickom tlaku, medzi rovinými elektródami pri štatistickom prieraznom napätí U_s ($\alpha = 18,4$) [1].

Podľa Loeba a Meeka [1] pre prípad vzduchu možno E_η vyjadriť nasledovne

$$E_\eta = 5,27 \cdot 10^{-7} \frac{\alpha e^{ax}}{(x/p)^{\frac{1}{2}}} \text{ V/cm} \quad (14)$$

kde x je vzdialenosť, ktorú prešla lavína. Všeobecne

$$E_\eta = \frac{4\epsilon\alpha e^{ax}}{3 \sqrt{(2D/k) \cdot (x/E)}} \quad (15)$$

kde k je pohyblivosť elektrónov, D koeficient difúzie a ϵ elektrický náboj.

Pomocou rovníc (12) a (14) možno určiť minimálne prierné napätie pri danom d pre vzduch pri tlaku p . Takto určené hodnoty minimálneho prierného napätia sú v pomerne dobrom súlade s experimentálnymi hodnotami. Hodnota k , ako ukázali niektoré práce, neprevyšuje 0,5.

V tabuľke I sú uvedené teoretické a experimentálne hodnoty prierných napätí pre rôzne d vo vzduchu, pri $p = 760 \text{ mm Hg}$ [1]

Tabuľka I

d cm	U_i teoret. kV	U_i exp. kV
0,1	5,19	4,60
0,5	18,25	17,10
1,0	32,20	31,60
2,0	58,00	59,60
2,5	70,50	73,00
5,0	132,00	138,00
6,0	154,80	164,40
10,0	249,00	264,00
15,0	363,00	386,00
16,0	384,00	412,80
20,0	474,00	510,00

Z porovnania teoretických a experimentálnych hodnôt prierných napätí sa dá usúdiť, že mechanizmus priarazu veľmi malých d je skôr Townsendovským než streamerovým.

Streamerová teória dáva možnosť vypočítať prierné napätie v homogénnom poli vo vzduchu, ktoré v prvom priblížení súhlasí s experimentálnymi údajmi. Táto teória neberie do úvahy sekundárne procesy na katóde, čo je v súlade s experimentálnym zistením, že vplyv materiálu katódy na prierné napätie sa znižuje so zväčšovaním p a d .

Podľa Loeba nevyhnutnými podmienkami pre šírenie sa streamrov sú:

1. prítomnosť dostatočného množstva fotoelektrónov o vysokej energii v počiatočnej lavíne, nevyhnutných pre ionizáciu niektorých atómov plynu;
2. pohlcovanie takto vzniknutých fotónov (a tým vznik fotoelektrónov) v dostatočne malej vzdialenosti od vrcholu streamru;
3. prítomnosť dostatočne silného priestorového náboja za čelom lavíny, aby sa mohli vytvárať príslušné sekundárne lavíny.

III. Oneskorenie iskrového výboja a detekcie u iskrových počítačov a komôr

V doterajšej literatúre je určitá nejednotnosť v definovaní veličín, s ktorými sa operuje v tejto kapitole, preto je nutné ich predovšetkým jednoznačne definovať, prípadne niekoľko nových definícií zaviesť. Prítom sa pridržujeme streamerovej teórie iskrového výboja, ktorá najlepšie vystihuje procesy, prebiehajúce v iskrových počítačoch a iskrových komorách.

U iskrových počítačov, u ktorých je na elektródach konštantné napätie, pod oneskorením iskrového výboja T_{IV} budeme rozumieť časový interval medzi okamihom objavenia sa ionizujúcej častice v pracovnom priestore počítača a okamihom dovŕšenia prierazu medzi elektródami. V prípade impulzných iskrových počítačov a iskrových komôr definujeme oneskorenie iskrového výboja T_{IV} ako časový interval medzi momentom objavenia sa vysokonapäťového impulzu na elektródach a momentom dovŕšenia prierazu medzi elektródami.

Moment objavenia sa vysokonapäťového impulzu na elektródach je nutné tiež upresniť. Niektorí autori pokladajú za tento moment okamih objavenia sa začiatku nábehovej hrany vysokonapäťového impulzu na elektródach, iní pokladajú za tento moment okamih dosiahnutia maximálnej amplitúdy vysokonapäťového impulzu na elektródach. V prvom i druhom prípade takto určený časový okamih je zaťažený určitou chybou, spôsobenou tým, že vysokonapäťový impulz nemá ideálnu pravouhlú formu. Nábehová hrana vysokonapäťového impulzu v mnohých prípadoch nie je lineárna, najmä nie jej horná časť. Z toho dôvodu bolo by najúčelnejšie považovať za okamih objavenia sa vysokonapäťového impulzu objavenie sa začiatku nábehovej hrany. Takto definovaný okamih je zaťažený menšou neurčitostou než v druhom prípade, i keď plne ani toto nevyhovuje.

Oneskorenie iskrového výboja T_{IV} možno rozdeliť na dve zložky; na štatistické oneskorenie iskrového výboja T_s a na dobu formovania sa prierazu (streamera) T_p medzi elektródami:

$$T_{IV} = T_s + T_p. \quad (16)$$

Štatistické oneskorenie v prípade iskrových počítačov s konštantným napätím na elektródach predstavuje štatistický rozptyl medzi okamihom objavenia sa ionizujúcej častice v počítači a okamihom dovŕšenia iskrového výboja. V prípade impulzných iskrových počítačov a iskrových komôr je to štatistický rozptyl medzi okamihom privedenia vysokonapäťového impulzu na elektródy a okamihom dovŕšenia iskrového výboja.

Dobu formovania sa prierazu T_p za tých istých podmienok môžeme považovať za konštantnú veličinu, ktorá udáva dobu, potrebnú na prerastanie streameru od jednej elektródy k druhej, prípadne k obom, ak vznikne v strede výbojového priestoru.

Oneskorením detekcie T_D nazveme časový interval, medzi okamihom objavenia sa častice v iskrovom počítači alebo v iskrovej komore a okamihom dovŕšenia prierazu medzi elektródami. V prípade iskrových počítačov $T_D = T_{IV}$. V prípade impulzných iskrových počítačov a iskrových komôr T_D sa skladá z dvoch zložiek:

$$T_D = T_{VNI} + T_{IV}, \quad (17)$$

kde T_{VNI} je oneskorením vysokonapäťového impulzu a udáva časový interval medzi okamihom objavenia sa častice v pracovnom priestore počítača a okamihom privedenia vysokonapäťového impulzu na elektródy počítača. Podľa povahy zdroja

vysokonapäťového impulzu je T_{VNI} zaťažené určitým štatistickým rozptylom $T_{VNI,s}$, t. j.

$$T_{VNI} = T_{VNI,s} + T_{VNI,K}, \quad (18)$$

kde $T_{VNI,K}$ je konštantnou zložkou oneskorenia vysokonapäťového impulzu. Ďalej platí

$$T_D = T_{D,s} + T_{D,K} \quad (19)$$

kde

$$T_{D,s} = T_{VNI,s} + T_s, \quad T_{D,K} = T_{VNI,K} + T_p \quad (20)$$

Iskrové počítače sa používajú veľmi často v koincidenčnom zapojení. V tomto prípade T_s je vlastne kombináciou T_s od oboch iskrových počítačov.

Jedným z dôležitých parametrov iskrových počítačov a iskrových komôr je ich časová rozlišovacia schopnosť ξ . Je jasné, že ξ je určené hlavne tvarom a pološírkou krivky rozloženia T_s , prípadne $T_{D,s}$. Pod pološírkou rozumieme celú šírku krivky rozloženia T_s v polovici jej celkovej výšky.

Z hľadiska fyzikálnych meraní najvýznamnejšie sú iskrové počítače a iskrové komory s rovnobežnými rovinými elektródami, teda s homogénnym elektrickým poľom medzi elektródami. Všimnime si preto podrobnejšie uvedenej veličiny pre prípad homogénneho elektrického poľa.

Už z predošlých prác [1] je známe, že štatistické oneskorenie T_s spočiatku rýchle, potom miernejšie, ale stále sa znižuje s prepätím U_p .

L. Madansky a R. W. Pidd [4] dosiahli u iskrových počítačov v koincidenčnom zapojení pri prepätí $U_p = 5$ V, $T_s = 10^{-6}$ sec. Zvýšením U_p na 300 V zmenšil sa T_s na $1,8 \cdot 10^{-8}$ sec. Ďalším zvýšením U_p na 1000 V kleslo T_s na $6 \cdot 10^{-9}$ sec. Rozloženie T_s pre $U_p = 300$ V a $U_s = 1000$ V znázorňuje obrázok 5. Podobné výsledky boli dosiahnuté aj v ďalších prácach [5, 6, 7], v ktorých boli iskrové počítače zapojené tiež v koincidenzii. Namerané hodnoty pološírky krivky rozloženia relatívnych oneskorení T_s medzi sebou dobre súhlasia a majú hodnotu $5 \cdot 10^{-9}$ sec.

Keuffel [5] spozoroval, že rozloženie T_s je vlastne zložené z troch zložiek. Prvá zložka tzv. „dlhé T_s “, ktoré svojou hodnotou ďaleko prevyšuje zbývajúce zložky, je spôsobená okrajovým efektom, zapríčineným nehomogenitami a zoslabením poľa na okrajoch elektród. Začne sa podstatnejšie prejavovať pri vyšších hodnotách prepätia. Vzhľadom na jeho relatívne veľkú hodnotu je ľahko rozoznateľné od ďalších zložiek. Druhá zložka tzv. „krátke T_s “ je zapríčinená nehomogenitami poľa vyvolaného nerovnosťami na povrchu elektród. Tretou zložkou T_s je vlastná štatistická fluktuácia streamerového výboja. Aby bolo možné určiť, aká časť z celkového štatistického oneskorenia T_s je zapríčinená okrajovým efektom, aká časť pochádza od nerovnosti povrchu a aká časť pripadá na štatistický rozptyl iskrového výboja, by bolo potrebné uskutočniť rozsiahle experimentálne vyšetrenie.

Babykin a spolupracovníci [8] dosiahli $T_s = 4 \cdot 10^{-10}$ sec. pri $E = 100 - 150$ kV/cm. Vzdialenosť elektród bola 0,2 mm, tlak plynu do 10 atm. Paralelnosť elektród bola zaručená na $2 \cdot 10^{-3}$ mm. Ako plynová náplň bol použitý argón s prímiesou éteru.

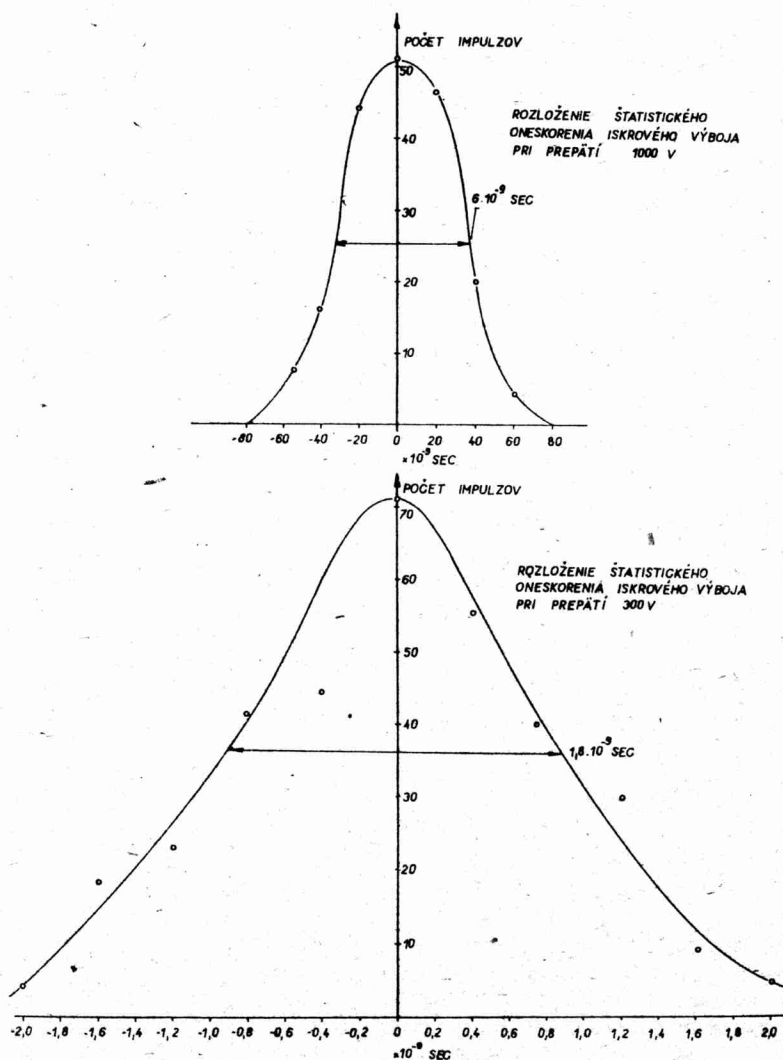
Ďalšie skrátenie T_s bolo dosiahnuté Zavojskim a Smolkinom [9] ktorí u iskrových počítačov v koincidenčnom zapojení dosiahli $T_s = 10^{-10}$ sec. Táto hodnota bola dosiahnutá pri $E = 180$ kV/cm, tlaku $p = 13$ atm a vzdialenosti elektród $d = 0,2$ mm.

Takáto vysoká intenzita elektrického poľa medzi elektródami kladie značné požiadavky na homogenitu poľa. Povrch elektród musí byť vysoko leštený a nesmú

na ňom ostať ani najmenšie stopy po nečistote. Nedostatočná paralelnosť elektród znižuje tiež dosiahnuteľné prepätie. Podobne okraje elektród musia byť veľmi starostlivo riešené, zaoblené alebo potiahnuté izolačnou vrstvou, aby nehomogenity poľa spôsobené okrajmi elektród boli minimálne.

Madansky a Pidd [4] zmenšením vzdialenosti elektród zo 4 mm na 1 mm skrátili T_s z $3 \cdot 10^{-9}$ sec. na $1 \cdot 10^{-9}$ sec. Zároveň so zmenšovaním vzdialenosti elektród je však nutné zvýšiť tlak plynovej náplne a organických prímiesí, aby počítač pracoval spoľahlivo a mal dostatočnú účinnosť.

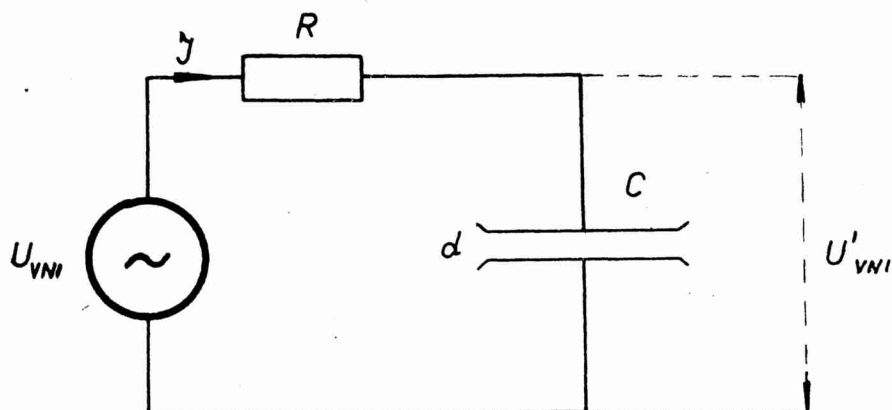
Vplyv organických prímiesí, ako i samotnej plynovej náplne na T_s je značný.



Obr. 5. Typické rozloženie štatistického oneskorenia T_s pre iskrový počítač s rovinnými elektródami pri prepätí $U_p = 300$ V a $U_p = 1000$ V [4].

Parciálny tlak organických prímiesí silne vplyva na prahové napätie. Zmena tlaku pár alkoholu o 200 mm Hg posunula prahové napätie o 700 V vyššie pri $d = 0,2$ mm, čo odpovedá zvýšeniu intenzity poľa E o 35 kV/cm, čo môže zbadateľne zmenšiť T_s [8].

Podrobnejšie vyšetrenie vplyvu rôznych parametrov na priemernú hodnotu T_{IV} pre iskrové komory a pre impulzné iskrové počítadlá uskutočnili Fischer a Zorn [10]. Pre porovnanie experimentálnych údajov s hodnotami vyplývajúcimi z teórie, sa Fischer a Zorn pridržovali prác F. B. Dickeya [11] a R. C. Fletchera [12]. Náhradný obvod pre výpočet T_{IV} je uvedený na obr. 6.



Obr. 6. Náhradný obvod pre výpočet oneskorenia iskrového výboja u iskrových počítadlov a iskrových komôr [10].

Predpokladajme, že v čase $t = 0$ už leží na iskrovej komore predstavovanej svojou kapacitou C napätie U_{VNI} , privedené z generátora vysokonapäťových impulzov cez odpor R , a že v priestore medzi elektródami, vzdialenými od seba na d cm, je N_0 voľných elektrónov, vytvorených ionizujúcou časticou, ktorá prešla cez iskrovú komoru. Budeme ďalej predpokladať, že elektrónová lavína sa vytvorí ešte pred dosiahnutím anódy elektrónami, t. j. že doba potrebná na prechod elektrónov cez d je väčšia ako T_{IV} . Za týchto predpokladov v súlade s Dickeyom platí nasledovný vzťah v čase $t > 0$ pre $U_{VNI}(t)$ na kapacite C :

$$U'_{VNI}(t) = U_{VNI} - \frac{1}{C} \left[\sum_{i=1}^N \frac{e}{d} (X_i^- - X_i^+) - \int_0^t J dt \right] \quad (21)$$

kde

$$J = \frac{U_{VNI} - U'_{VNI}}{R}$$

je prúd vo vonkajšom obvode (indukčnosť obvodu je zanedbaná). N je počet elektrónov medzi elektródami, X_i^+ je vzdialenosť i -tého kladného iónu vzhľadom na katódu, meraná v smere poľa a X_i^- je vzdialenosť i -tého elektrónu.

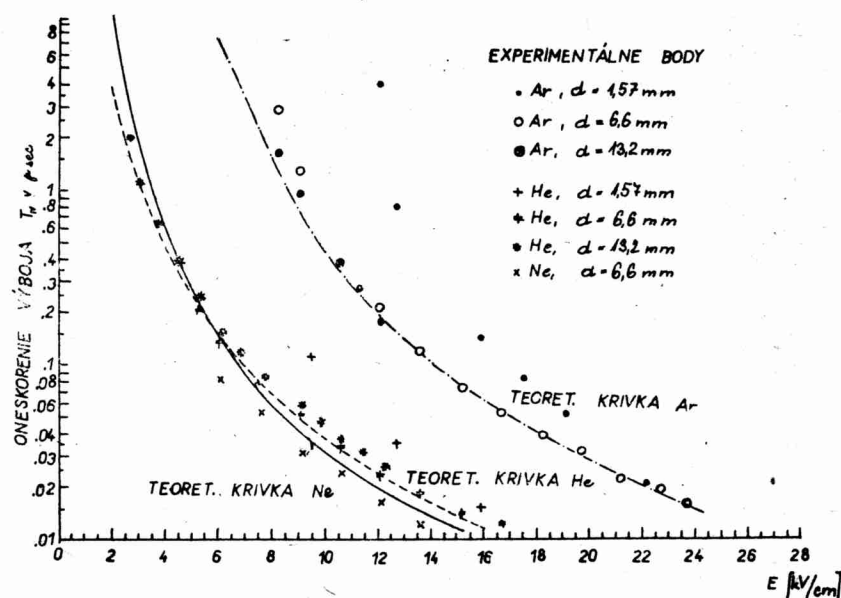
Podľa Dickeya rovnica (21) môže byť napísaná v nasledovnom tvare

$$C \frac{dU'_{VNI}}{dt} = -\frac{e v N_0}{d} \cdot e^{\int_{av} dt} + J \quad (22)$$

kde α je Townsendov prvý koeficient ionizácie vyjadrený počtom iónových párov na 1 cm a v je priemerná rýchlosť driftu v cm/sec. Ak v čase od $t = 0$ do $t = T_{IV}$, keď dochádza k rýchlemu prechodu lavíny v streamer, považujeme α a v za nepremenné, dostaneme nasledovné riešenie pre T_{IV} :

$$T_{IV} = \frac{1}{\alpha \cdot v} \ln \left[\frac{J \cdot d}{N_0 \cdot e \cdot v} (1 + RC\alpha v) \right] \quad (23)$$

Použitím rovnice (23) bola vypočítaná hodnota T_{IV} pre $d = 1,57$ mm; 6,6 mm a 13,2 mm. Výsledok porovnania experimentálnych údajov s vypočítanými hodnotami znázorňuje obr. 7.

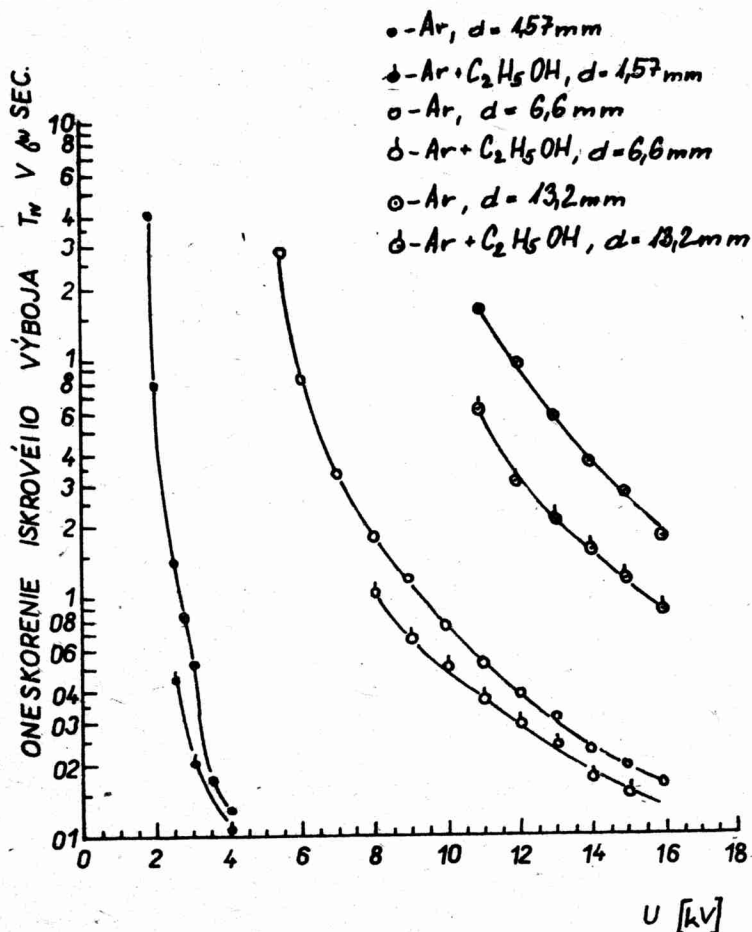


Obr. 7. Porovnanie vypočítaných hodnôt oneskorenia iskrového výboja T_{IV} s experimentálnymi údajmi v závislosti od intenzity poľa [10].

Odchýlky od vypočítaných hodnôt môžu byť zapríčinené nedostatočnými experimentálnymi údajmi pre α a v , ale i vplyvom prímiesí, ktoré môžu zapríčiniť značnú zmenu α a v . Naskytá sa problém, aký stupeň znečistenia inertných plynov začne badateľne vplývať na T_{IV} a akým spôsobom.

Pri porovnaní výsledkov pre rôzne d bol zistený pomerne dobrý súhlas pre $d = 6,6$ mm a 13,2 mm. Pri menších vzdialenostiach ($d = 1,57$ mm) vypočítaná hodnota T_{IV} je menšia, než bola experimentálne zistená. Pri tejto vzdialenosti doba potrebná na prechod elektrónu cez d je pomerne malá vzhľadom na T_{IV} , čo je v rozpore s predpokladom [13]. Tým, že elektróny dopadnú na anódu skôr, než dôjde k rýchlemu rozvoju prierazu, zmenší sa počet elektrónov vo výbojovom priestore, čo vedie k predĺženiu doby potrebnej na rast lavíny do kritických rozmerov, čo súhlasí s experimentálnymi údajmi. Pri vyšších napätiach je súhlas pri malých vzdialenostiach elektród lepší, pravdepodobne preto, že α závisí viac od E ako

od v . Vzhľadom na rovnicu (23) pri uvedenej interpretácii môžeme pozorovať, že T_{IV} je len mierne ovplyvnené narastaním N_0 z jeho minimálnej hodnoty rovnkej jednej. N_0 je úmerné ionizačnej schopnosti častice prešlej cez iskrovú komoru, preto môžeme dodať, že ani ionizačná schopnosť častice podstatnejšie neovplyvní oneskorenie iskrového výboja. Vplyv zmeny parametrov R , C , J a α bude zrejme tiež mierny.

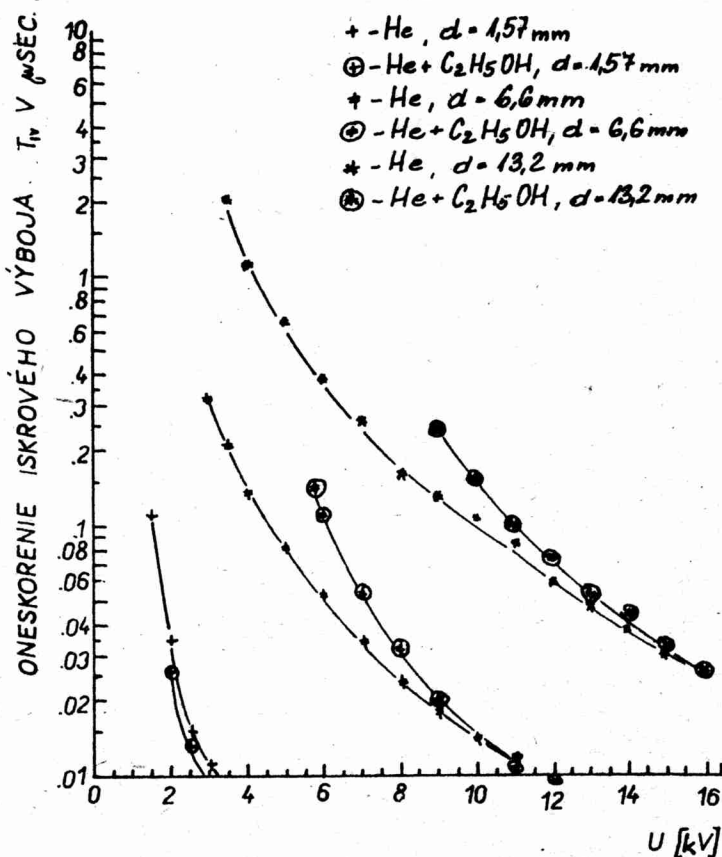


Obr. 8. Experimentálna závislosť oneskorenia iskrového výboja T_{IV} , pre Ar a pre Ar s prímiesou alkoholu, od použitého napätia [10].

Pri zmene T_{VNI} od $2 \cdot 10^{-7}$ sec. do $1 \cdot 10^{-6}$ sec. nebol zistený značnejší rozdiel v hodnote T_{VNI} v plynoch bez alkoholu a pre prípad, že U_e bolo opačnej polaroty ako vysokonapäťový impulz. Ani častice napätie U_e do 120 V nemalo badateľný vplyv na T_{IV} . V zmesi argónu a hélia s prímiesou alkoholu bolo použité $U_e = +600$ V, pripojené ku katóde, aby sa dosiahla účinnosť η blízka nule. V plynoch bez alkoholu vplyvom metastabilných atómov a fotoelektrického javu je ťažké dosiahnuť účinnosť blízku nule. Ani v prípade, že $\eta \approx 0$ nebola zistená podstatnejšia zmena v hodnote T_{IV} .

Ľani zmena materiálu elektród, podobne ako predošlé parametre, nespôsobila značnejšiu zmenu T_{IV} .

Výsledky experimentálneho vyšetrovania T_{IV} pre rôzne d v závislosti od U_{VNI} a plynovej náplne znázorňuje obr. 8, 9 a 10. Z nich možno vyčítať nasledovné všeobecné charakteristiky: a) T_{IV} rýchle klesá, až o niekoľko rádov, pri zvyšovaní intenzity poľa. b) T_{IV} je rôzne pre rôzne plyny. c) Pridaním organických pár (alko-

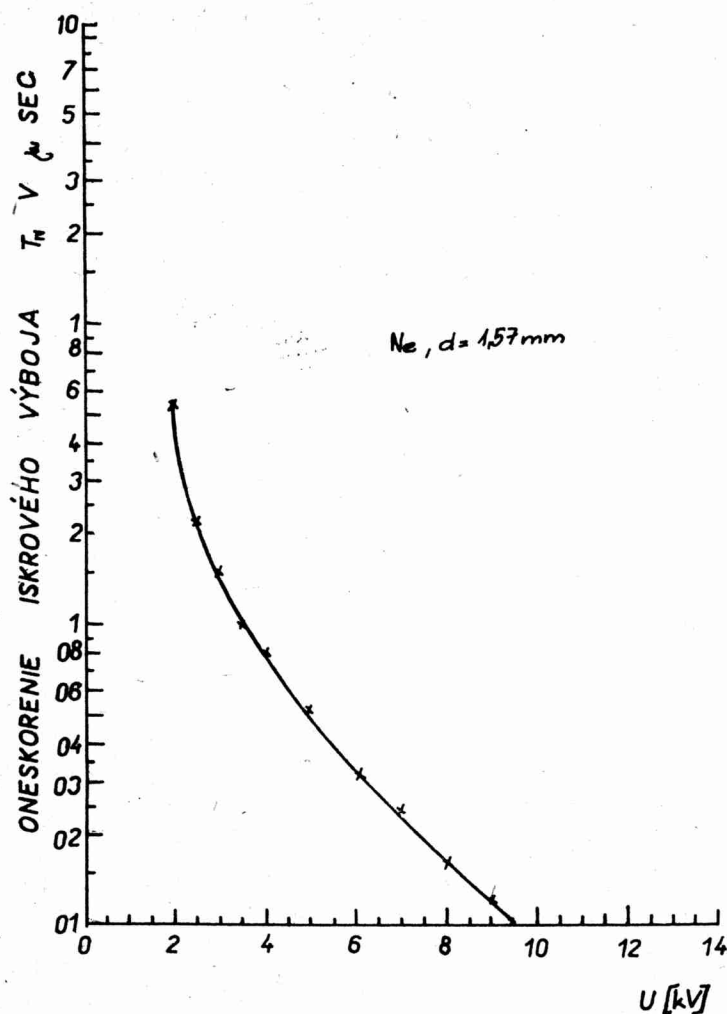


Obr. 9. Experimentálna závislosť oneskorenia iskrového výboja T_{IV} , pre He a pre He s prímiesou alkoholu, odpoužitého napätia [10].

holu) do plynovej náplne výsledná krivka T_{IV} sa posunie smerom ku kratším časom pre argón a smerom k dlhším časom pre hélium.

Z údajov Fischera a Zorna [10] vyplýva, že podstatný vplyv na priemernú hodnotu T_{IV} má napätie U_{VNI} a použitá plynová náplň. Tieto výsledky sú v súlade s výsledkami Fletschera [12], ktorý porovnal experimentálne údaje T_{IV} s vypočítanými (obr. 11) za predpokladu, že T_{IV} je určené predovšetkým dobou, potrebnou pre rast lavíny do kritických rozmerov. Podľa Fletchera T_{IV} závisí len od E a nezávisí

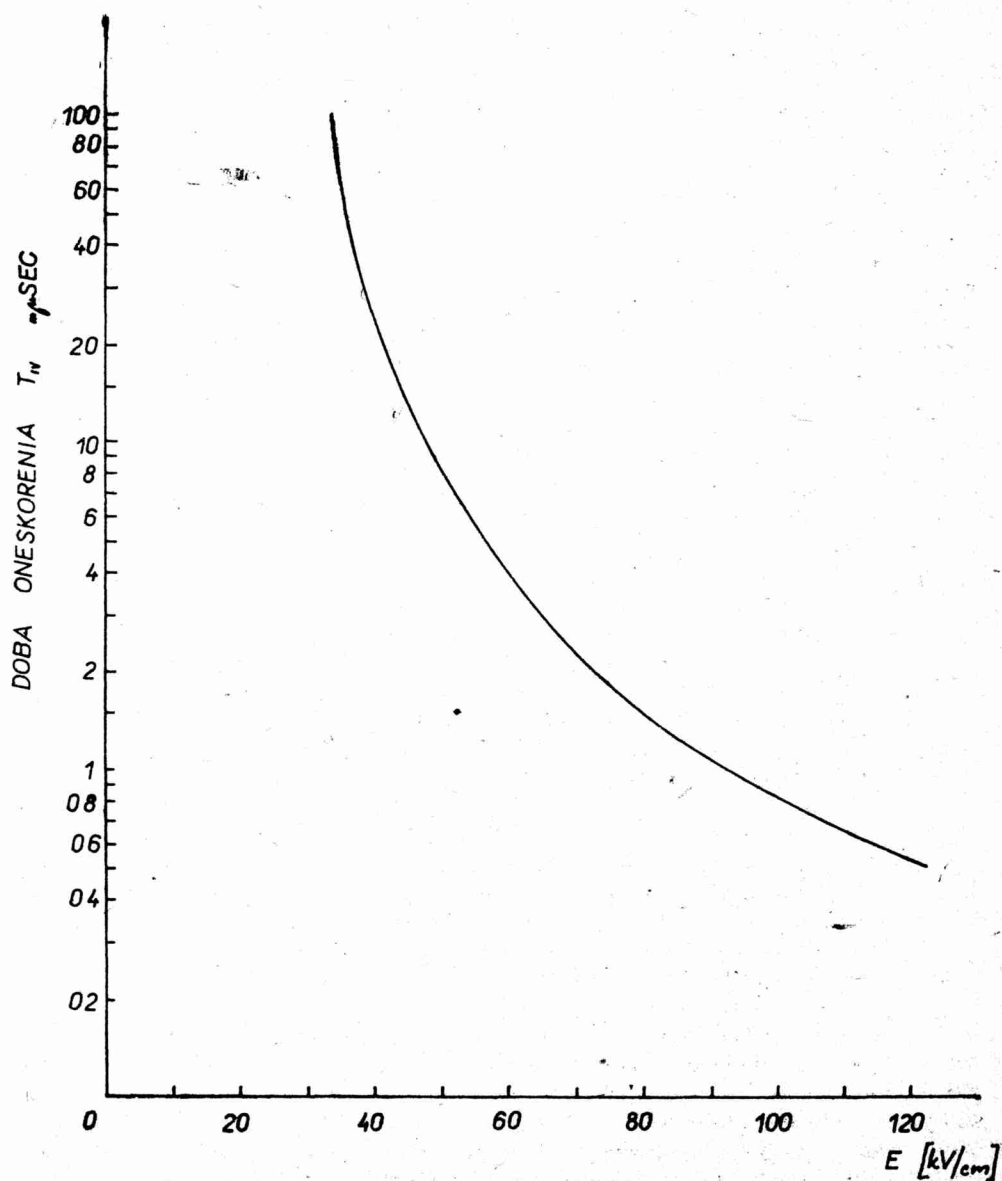
od d a U . V prípade väčších intenzít poľa tento záver bol aj experimentálne potvrdený. V prípade veľmi malých prepätí veľká hodnota T_{IV} je vysvetľovaná tým, že proces prierazu je viazaný pôsobením kladných iónov. So zväčšovaním prepätia nastáva nepretržité znižovanie T_{IV} , čo svedčí o tom, že s rastúcou intenzitou poľa vplyv



Obr. 10. Experimentálna závislosť oneskorenia iskrového výboja T_{IV} , pre Ne, od použitého napätia [10].

kladných iónov postupne slabne, až nakoniec T_{IV} sa stane takým krátkym, že kladné ióny možno považovať za nepohyblivé cez celé obdobie rozvoja iskrového výboja. Kladné ióny v tomto prípade budú pôsobiť na rozvoj iskrového výboja len sekundárne deformáciami poľa medzi elektródami. Otázka vplyvu kladných iónov na rozvoj iskrového výboja, a teda aj na T_{IV} nie je však doriešená.

Pre skrátenie T_{IV} na minimálnu možnú mieru aj v súlade s predošlými prácami [4, 5, 7, 8, 9] je nutné povrch a okraje elektród upraviť tak, aby bolo možné použiť čo najväčšie prepätie, prípadne čo najväčšiu amplitúdu vysokonapäťového impulzu. Za tým istým účelom je nutné vyhnúť sa takým prímiesiam v plynovej náplni, ktoré by absorbovali elektróny a vytvárali negatívne ióny. Problém je v tom, že práve po-



Obr. 11. Závislosť oneskorenia iskrového výboja od intenzity poľa pre prípad vzduchu podľa Fletchera [12].

užívané zhasiacie prímеси majú veľkú schopnosť absorpcie elektrónov. Z toho by vyplývala nutnosť používať veľmi čisté plyny bez organických prímеси. Tento záver nie je však jednoznačný a problém plynovej náplne a organických prímеси z hľadiska skrátenia T_{IV} by vyžadoval ďalší podrobný experimentálny i teoretický rozbor.

IV. Rozlišovacia schopnosť

Časová rozlišovacia schopnosť iskrových počítačov ξ_{IP} je určená štatistickým rozptylom oneskorenia iskrového výboja T_s a dĺžkou nábehovej hrany napätového impulzu, vytvoreného iskrovým výbojom. Pre rozlišovaciu schopnosť ξ_{IP} konštantná zložka oneskorenia t. j. doba formovania streameru T_P nemá význam.

Pre porovnanie možno uviesť, že u G – M trubíc je ξ v najoptimálnejších prípadoch 10^{-7} sec. Ako sme videli v kapitole III. štatistické oneskorenie iskrového výboja v prípade rovinných elektród je najčastejšie okolo 10^{-9} sec, ale v niektorých prácach bolo dotiahnuté aj $\xi_{IP} = 10^{-10}$ sec. [9]. Tento markantný rozdiel v rozlišovacej schopnosti u oboch typov plynových počítačov je určený predovšetkým tvarom elektrického poľa medzi elektródami. U iskrových počítačov s rovinnými elektródami je pole všade homogénne a umožňuje rozvoj iskrového výboja bez driftu primárnych elektrónov do oblasti silnejšieho poľa, ako je to nutné pri inom geometrickom usporiadaní elektród.

Pri Gaussovskom rozložení štatistického oneskorenia iskrového výboja je jedna pätina pološírky krivky rozloženia T_s najkratší poločas, ktorý možno ešte zmerať počítačmi v koincidenčnom zapojení. Iskrovým počítačom, vytvoreným Zavojskim [9], možno teda merať poločasy až $2 \cdot 10^{-11}$ sec. Pri takých krátkych dejoch začínajú byť merania silne ovplyvnené registračným zariadením. Ukazuje sa výhodným použiť ako registračné zariadenie elektrónovo-optické konvertory, ktoré dosahujú rozlišovaciu schopnosť $6 \cdot 10^{-12}$ sec. [14], prípadne ešte lepšiu. Použitie elektrónovo-optického konvertora je umožnené svetelným zábleskom iskrového výboja.

U iskrových počítačov je nábehová hrana napätového impulzu za určitých podmienok značne kratšia ako u iných typov počítačov, najmä plynových. Nábehová hrana napätového impulzu je určená predovšetkým dobou prierazu iskrového výboja. Táto doba, ako sme videli v predchádzajúcej kapitole, je mimoriadne krátka u iskrových počítačov s rovinnými elektródami pri veľkom prepätí. Amplitúda impulzov od iskrového výboja môže dosiahnuť hodnotu niekoľko sto, ba až tisíc voltov, čo umožňuje skrátiť celkovú dĺžku impulzu napríklad použitím derivačného obvodu na 10^{-9} sec., alebo ešte viac. Veľmi krátke nábehové hrany boli dosiahnuté v prácach [4, 8; 9, 15, 16]. Rozdelením povrchu elektród na viac sekcií, navzájom izolovaných, dá sa doceliť krátka nábehová hrana a dĺžka impulzu aj u veľkoplošných počítačov [8]. Tieto výsledky ukazujú, že rozmery elektród majú vplyv na dobu rozvoja iskrového výboja.

Pod časovou rozlišovacou schopnosťou impulzných iskrových počítačov a iskrových komôr ξ_{IK} budeme rozumieť minimálnu dobu, ktorá musí uplynúť medzi prechodom dvoch častíc cez iskrovú komoru, aby pravdepodobnosť registrácie stopy staršej častice poklesla na nejakú danú hodnotu. Za túto hodnotu si môžeme zvoliť napr. 1 %. Počet iónových párov, vytvorených medzi elektródami ionizujúcou časticou, prešlou cez iskrovú komoru, klesá úmerne s časom, ktorý uplynie od okamihu ich vytvorenia. Úmerne s týmto časom bude klesať i pravdepodobnosť vytvorenia iskrového výboja v mieste prechodu častice cez iskrovú komoru po privedení

vysokonapäťového impulzu. Úmerne s časom sa pokles pravdepodobnosti vyvolania iskrového výboja zmiernuje zásluhou záporných iónov a metastabilných atómov, vytvorených pri prechode ionizujúcej častice cez plynovú náplň iskrovej komory. Z tohoto dôvodu nebolo by užitočné a ani dosť dobre možné pri definovaní ξ_K uvedenú pravdepodobnosť položiť rovnú nule. Taký parameter by veľmi nedostatočne vyjadroval rozlišovaciu schopnosť iskrových komôr, prípadne impulzných iskrových počítačov.

V literatúre je pomerne veľká rôznorodosť pri definovaní rozlišovacej schopnosti iskrových komôr. Napríklad dobou zapamätania (memory time) T_Z sa nazýva časový interval, ktorý uplynie medzi momentom prechodu ionizujúcej častice cez iskrovú komoru s momentom privedenia vysokonapäťového impulzu na iskrovú komoru, počas ktorého pravdepodobnosť vytvorenia iskrového výboja klesne k nejakej danej hodnote. Za túto hodnotu sa vyberá obyčajne polčas zapamätania (storage half-life) $T_{1/2}$, alebo T_Z sa vzťahuje k 1 % — $T_{1\%}$, prípadne k základu prirodzených logaritmov e . $T_{1/2}$ je doba, za ktorú klesne pravdepodobnosť vzniku iskrového výboja na polovicu. Niekedy sa používa namiesto predošlých termínov tzv. čistiaca doba T_c (clearing time) alebo výraz rovnakého významu tzv. doba zachovania stopy (storage time). V mnohých prípadoch nie je jasné, o ako definovanú rozlišovaciu schopnosť ide, preto porovnanie dosiahnutých výsledkov je dosť ťažké.

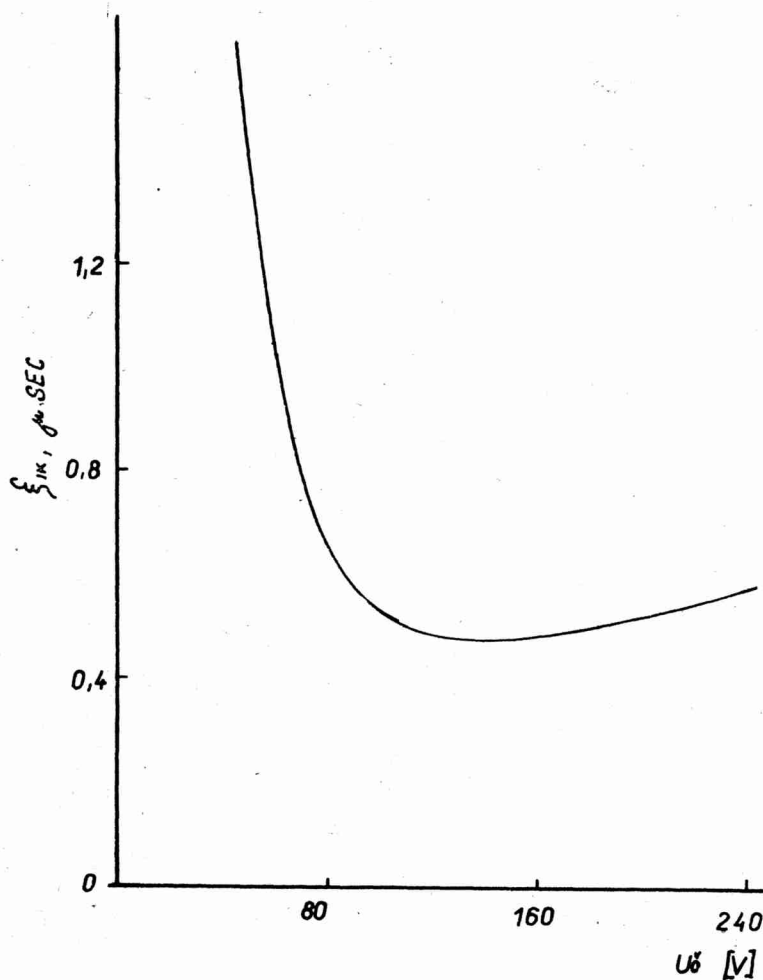
Príliš malá rozlišovacia schopnosť ξ_{IK} , prípadne veľká doba zapamätania by mohla byť žiaduca pri registrácii nejakých oneskorených procesov. V prevažnej väčšine prípadov však malé ξ_{IK} nie je žiadúce, lebo vnáša do meraní neistotu ohľadom totožnosti registrovaných častíc, najmä ak iskrová komora pracuje v intenzívnom zväzku. Okrem toho zbytočne predlžuje mŕtvu dobu T_m . Zlepšenie ξ_{IK} sa docieľuje tým, že medzi elektródy iskrovej komory sa priloží konštantné, nie príliš veľké jednosmerné napätie, tzv. čistiace napätie U_c (clearing voltage).

Čistiace napätie U_c musí byť menšie, než je minimálna hodnota štatistického priemeru napätia. U_c usmerní a urýchli pohyb primárnych iónov a elektrónov smerom k elektródam. Takto možno zmenou U_c v určitých hraniciach meniť ξ_{IK} . Mnohí autori dosiahli $\xi_{IK} = 10^{-7} - 10^{-6}$ sec. [10, 17, 18, 19, 20] pri $U_c \approx 0 - 400$ V. Ďalšie zlepšenie ξ_{IK} bolo vo väčšine prípadov obmedzené oneskorením vysokonapäťového impulzu T_{VNI} . Bolo by zrejme ťažké nájsť uplatnenie pre iskrovú komoru, ktorá by nebola schopná zapamätať si stopu častice, ktorá spustením koincidenčného obvodu uviedla iskrovú komoru do činnosti, i keď ani taká možnosť nie je vylúčená. Problém zlepšenia ξ_{IK} vedie teda predovšetkým k problému skrátiť oneskorenie spúšťacieho koincidenčného obvodu a generátora vysokonapäťových impulzov. ξ_{IK} , lepšie ako 10^{-6} sec. sa dosahuje použitím vzácnych plynov (Ar, Ne, He). V prípade, že v náplni iskrovej komory sa nachádzajú elektricky záporné plyny, ξ_{IK} je značne horšie. V prípade vzduchu, N_2 a CO_2 je $\xi_{IK} = 10^{-4}$ sec. [21, 22]. Pri skúmaní ξ_{IK} ako funkcie U_c Cronin [18] zistil, že táto krivka má plytké minimum (obr. 12). Po tomto minime, ktoré v tomto prípade bolo pri $U_c = 140$ V, ξ_{IK} sa začalo znovu zhoršovať. Bolo by však potrebné urobiť podrobnejšiu analýzu tejto závislosti a zistiť, či také minimum je charakteristické len pre určitý prípad, alebo platí všeobecne.

Fischer a Zorn [10] vyšetrovali vzťah medzi minimálnym U_c , potrebným pre zamedzenie detekcie a medzi oneskorením vysokonapäťového impulzu (obr. 13) pre Ar a He s nasýtenými parami alkoholu a $d = 6,6$ mm. Krivka je rovnaká pre zmes Ar + C_2H_5OH , i pre He + C_2H_5OH , z čoho možno usudzovať, že prevláda vplyv alkoholu pre danú závislosť. Získané hodnoty dovoľujú určovať priemernú hod-

notu driftu elektrónov v rôznych plynových zmesiach. Je zrejmé, že polarita čistiacieho napätia má byť opačná, než je polarita vysokonapäťového impulzu.

Oproti predošlým prácam dosiahol pomerne lepšie výsledky Lederman [23], ktorý za určitých špeciálnych podmienok dosiahol $T_{VNI} \leq 5 \cdot 10^{-8}$ sec., čo mu dovolilo použiť $U_c = 900$ V.

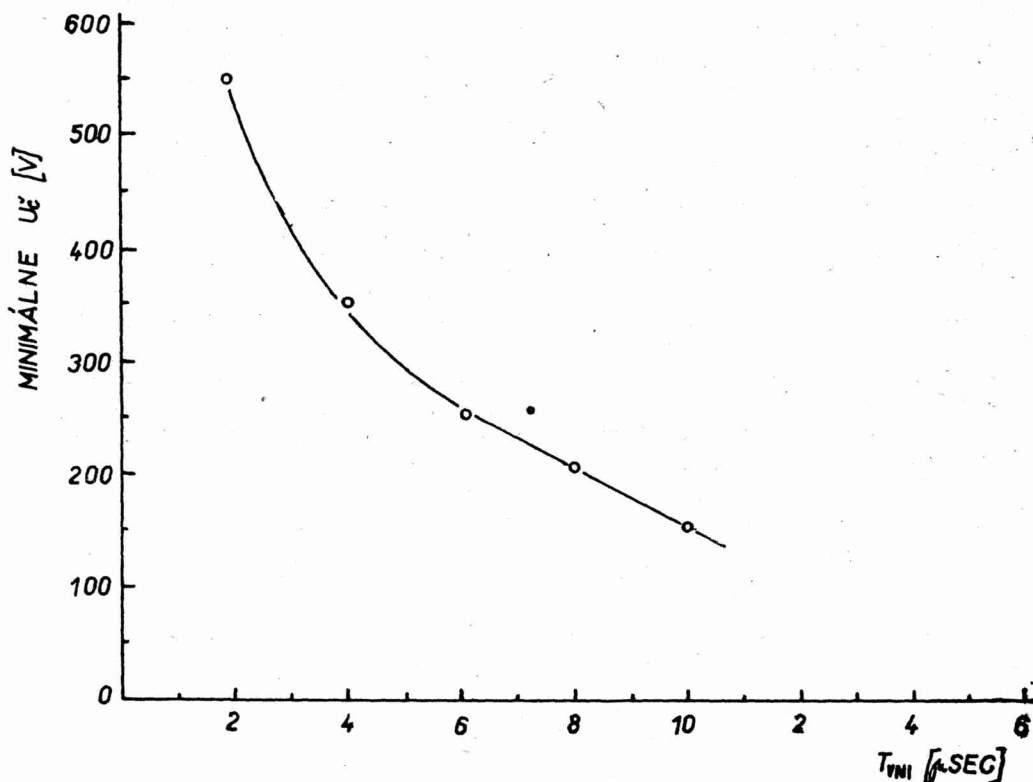


Obr. 12. Závislosť rozlišovacej schopnosti (doby citlivosti) iskrovej komory od použitého čistiacieho napätia [18].

Zhoršenie ξ_{IK} nastáva, ak iskrová komora pracuje v magnetickom poli. Vplyvom magnetického poľa sa spomaľuje odsávanie elektrónov čistiacim poľom, čo nevyhnutne vedie k predĺženiu doby zapamätania, t. j. k zníženiu ξ_{IK} . Vyšetrovanie závislosti T_z od magnetického poľa uskutočnil Cork [18].

Bolo by potrebné uvážiť, do akej miery je citlivá iskrová komora na registráciu

častic počas doby, keď sa už medzi elektródami vytvoril iskrový výboj. V prípade, že by sa spozorovalo vytváranie iskrového výboja medzi elektródami, spôsobeného ionizujúcou časticou, prešliou cez iskrovú komoru počas trvania iskrového výboja, vnieslo by to do ξ_{IK} ďalšiu neistotu, lebo ξ_{IK} by bolo závislé od dĺžky vysokonapäťového impulzu.



Obr. 13. Závislosť minimálneho čistiacieho napätia potrebného na zamedzenie detekcie, od oneskorenia vysokonapäťového impulzu. $d = 6,6$ mm, plynová náplň Ar + alkohol, alebo He + alkohol [10].

V. Mŕtva doba

Problém mŕtvej doby T_m je spoločný pre iskrové počítače i pre impulzné iskrové počítače a iskrové komory. Mŕtvou dobou u iskrových počítačov nazývame taký časový interval, po uplynutí ktorého, po opätovnom privedení vysokého napätia na iskrový počítač alebo vysokonapäťového impulzu na iskrovú komoru, pravdepodobnosť, že sa znovu objaví predchádzajúci iskrový výboj, klesne na určitú hodnotu. Za totu hodnotu možno si zvoliť napr. 1 %. V prípade iskrovej komory mŕtva doba T_m úzko súvisí s časovou rozlišovacou schopnosťou ξ_{IK} , ináč povedané s dobou zapamätania stopy častice T_z , nie sú však tieto veličiny totožné. Mŕtva doba je vlastne dobou zapamätania stopy iskrového výboja. Dĺžka mŕtvej doby sa pohybuje obvykle medzi 10^{-2} a 10^{-3} sec. Pomerne veľká mŕtva doba u iskrových

počítačov je spôsobená prevažne tými istými príčinami ako dlhá doba zapamätania T_z . Je to predovšetkým vytváranie metastabilných atómov v plynovej náplni. Aby počet znovuzapálených iskrových výbojov na staršej stope bol napr. iba 1 % z celkového počtu impulzov, je nutné, aby v okamihu privedenia vysokého napätia alebo vysokonapäťového impulzu, v mieste prechodu novej častice bola relatívne oveľa väčšia koncentrácia elektrónov a kladných iónov než na mieste predchádzajúceho iskrového výboja. To bude splnené iba vtedy, ak pri znovuprivedení vysokého napätia podstatná časť metastabilných atómov už prešla do pôvodného stavu. Ak sa napätie privedie predčasne, môže sa stará iskra zapáliť znova, alebo za určitých podmienok súčasne aj iskra na novej stope [24].

Z používaných inertných plynov najviac metastabilných atómov vzniká v argóne [23], $T_m = 10^{-3}$ sec. pre Ar; $5 \cdot 10^{-4}$ sec. pre Ne, a ďaleko menšie pre He. V prípade argónu môže nastať znovuzapálenie starej iskry aj po viac ako jednej sec., i keď s malou pravdepodobnosťou. Počet vytvorených metastabilných atómov bude zrejme závisieť od dĺžky použitého vysokonapäťového impulzu, množstva náboja prešlého cez výboj, ako aj od celkového napätia. Zmenšenie vplyvu metastabilných atómov nastane použitím organických prímiesí v plynovej náplni. Napr. pridaním pár alkoholu do argónu až do hodnoty blízkej nasýtenému stavu sa podarilo zmenšiť vplyv metastabilných atómov. Značnú závislosť mŕtvej doby od materiálu katódy iskrových počítačov zistili Pidd a Madanský [7]. Oneskorená emisia elektrónov z povrchu katódy značne predlžuje mŕtvu dobu u niektorých kovov. Pri $U_p = 200$ V našli tieto hodnoty uvedené v tab. II.

Tabuľka II

sec.	10^{-1}	10^{-2}	10^{-3}
materiál katódy	Al Au Pt mosadz	Cu Bi	Pb Sn

Pri týchto meraniach sa mŕtva doba vzťahovala k 10 % znovuzapálených iskier.

Použitie čiastice napätia u iskrových komôr a iskrových počítačov vedie ku skráteniu mŕtvej doby. Iskrové komory môžu v súčasnosti pracovať maximálnou frekvenciou 200–250 záberov za sec., vzhľadom na nevyhnutnú mŕtvu dobu.

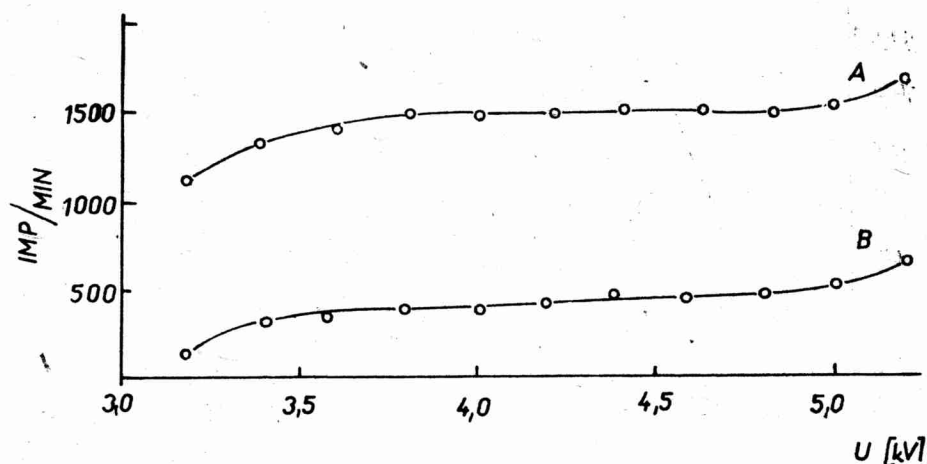
VI. Účinnosť

Účinnosť iskrových počítačov η s trvalým napätím na elektródach je pomer počtu zaregistrovaných častíc N_1 k počtu častíc N_0 , prešlých cez pracovný priestor počítača za tu istú dobu, t. j.

$$\eta = \frac{N_1}{N_0} \cdot 100 \%$$

U dobrých iskrových počítačov sa môže účinnosť priblížiť k 100 %. Pracovná oblasť iskrového počítača sa začína tam, kde je napätie medzi elektródami dosta-

točné k tomu, aby niektoré lavíny, zapríčinené ionizujúcou časticou, ktorá prešla cez iskrový počítač, mohli prerásť v streamer. Ďalším zvyšovaním prepätia účinnosti počítača spočiatku rýchlo stúpa, až kým dosiahne plateau, ktoré v prípade iskrových počítačov dosahuje dĺžku niekoľkých tisíc voltov. Koniec pracovnej oblasti je pri takom prepätí, pri ktorom počet nepravých prierazov začne silne narastať. Sklon plateau býva niekoľko percent [5] a ukazuje miernu závislosť od mŕtvej doby, čo platí aj pre dĺžku plateau. U dobrých iskrových počítačov sa dosahuje 98–99 %-ná účinnosť už aj pri menšom prepätí. To naznačuje, že sklon plateau bude asi zapríčinený okrajovými a povrchovými nehomogenitami, nedostatočnou paralelnosťou elektród,



Obr. 14. Napäťová charakteristika dvoch iskrových počítačov s rovinnými elektródami. Plynová náplň $O_2 + Ar$; $p(O_2) = 600 \text{ mm Hg}$, $p(Ar) = 3,7 \text{ atm}$ [15].

ako aj pôsobením metastabilných atómov, prípadne ešte niekoľkými ďalšími príčinami. Typický priebeh napäťovej charakteristiky iskrového počítača znázorňuje obr. 14.

Teoretickou účinnosťou iskrovej komory η_i je pravdepodobnosť, že v okamihu privedenia vysokonapäťového impulzu na elektródy sa nachádza v pracovnom objeme aspoň jeden ión, schopný zapríčiniť iskrový výboj. Experimentálnou účinnosťou η_e je pomer počtu iskrových výbojov N k počtu pravých koincidencií spúšťačieho obvodu N_0 .

$$\eta_e = 100 \frac{N}{N_0} \% . \quad (24)$$

Pre určenie η_i pre prípad vzduchovej náplne vypracovali Cranshaw a De Beer [21] nasledujúcu metódu.

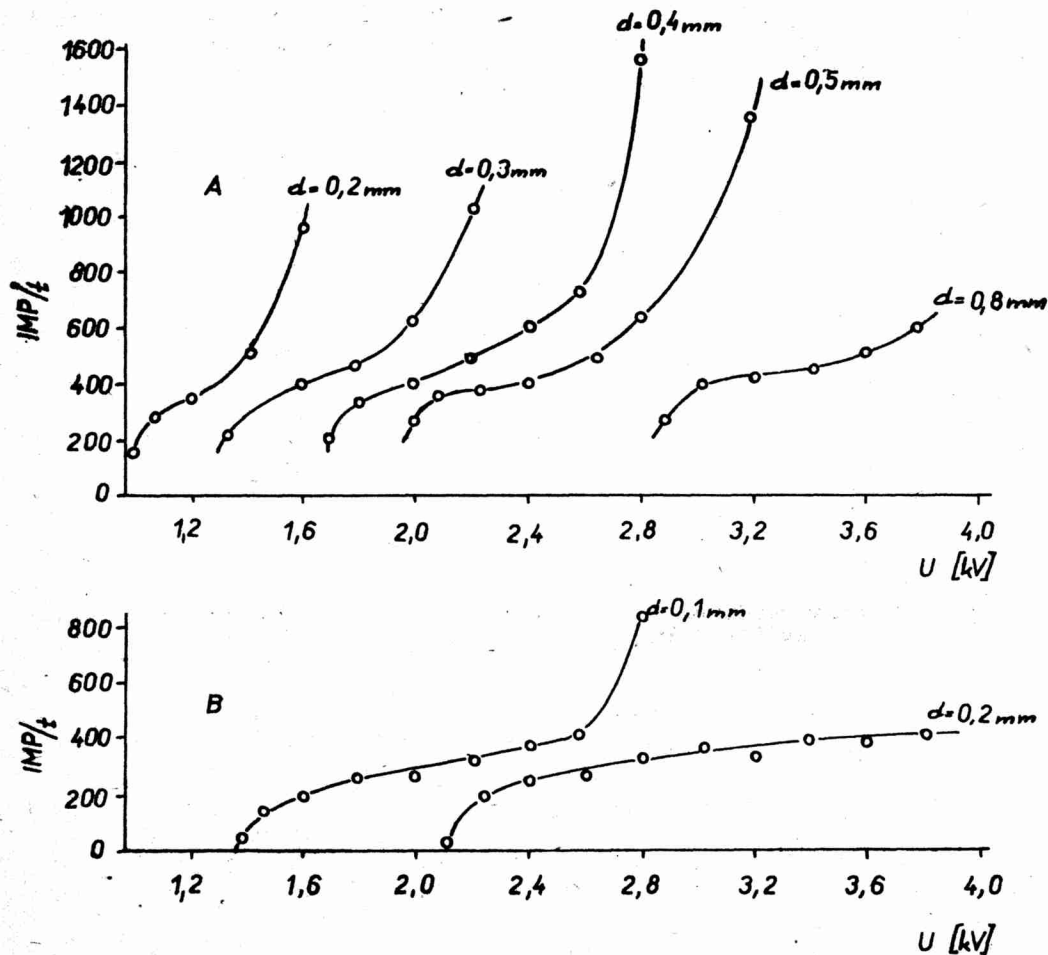
Predpokladajme, že v okamihu privedenia vysokonapäťového impulzu počet iónov dosahuje kritickú hodnotu, nevyhnutnú pre začatie iskrového výboja. V dôsledku silnej elektrónovej afinity kyslíka všetky elektróny, hneď po ich vytvorení sú zachytené. Ionizačný proces zapríčiňuje preto vytváranie kladných iónov dusíka a rovnakého počtu záporných iónov kyslíka. Ak predpokladáme ďalej, že pohyblivosť

kladných a záporných iónov je rovnaká, potom ich rýchlosť musí byť úmerná U_g :

$$v = kU_g, \quad (25)$$

v ďalšom Cranshaw a De Beer rozlišujú dva prípady

1. ióny hociktorej polaroty môžu zapríčiniť iskrový výboj
2. ióny len jednej polaroty môžu zapríčiniť iskrový výboj.



Obr. 15. Závislosť napäťovej charakteristiky iskrového počítacza s rovinnými elektródami od vzdialenosti elektród. A—p (alkohol) = 600 mm Hg, B—p (alkohol) = 400 mm Hg, tlak argonu niekoľko atm [8].

Za predpokladu, že vzdialenosť $v \cdot t$, ktorú v 1. prípade prejdú ióny hociktorej polaroty za čas t , bude $> d/2$, bude medzi elektródami existovať taký priestor x , že po čase t nebude sa v ňom nachádzať žiadny ión (obr. 17A). V prvom prípade

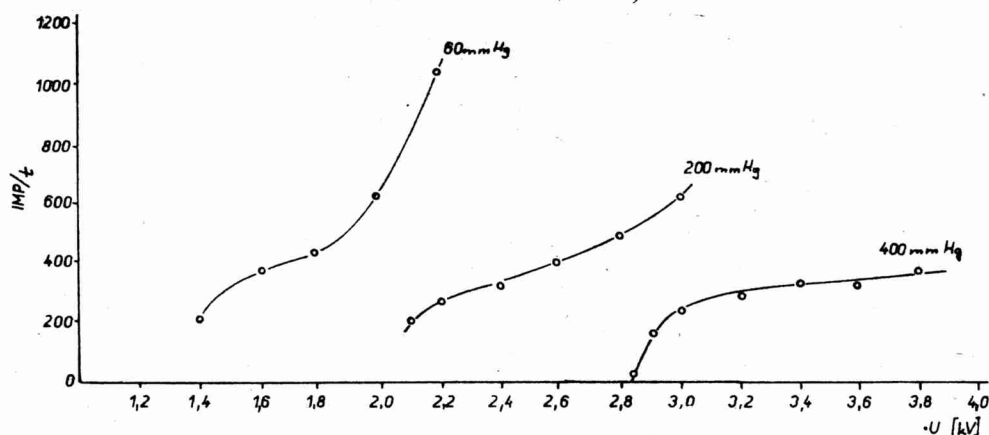
$$\begin{aligned} x &= 2v \cdot t - d & \text{pre } vt > d/2, \\ x &= 0 & \text{pre } vt \leq d/2, \end{aligned} \quad (26)$$

z čoho pre citlivý priestor S dostaneme vzťah

$$\begin{aligned} s &= d - x = 2(d - vt) & \text{pre } vt > d/2, \\ s &= d - 0 = d & \text{pre } vt \leq d/2. \end{aligned} \quad (27)$$

V druhom prípade

$$\begin{aligned} x &= vt, \\ s &= d - x = d - vt, \end{aligned} \quad (28)$$



Obr. 16. Závislosť napäťovej charakteristiky iskrového počítača s rovinnými elektródami, plneného argónom o tlaku niekoľko atm., od parciálneho tlaku alkoholovej prímiesy [8].

z čoho v prvom prípade

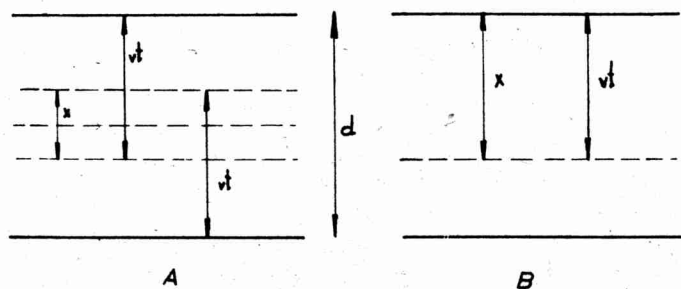
$$\begin{aligned} \eta_t &= 100[1 - e^{-2e(d-vt)}] \% & \text{pre } vt > d/2, \\ &= 100[1 - e^{-ed}] \% & \text{pre } vt \leq d/2. \end{aligned} \quad (29)$$

v druhom prípade

$$\eta_t = 100[1 - e^{-e(d-vt)}] \% \quad (30)$$

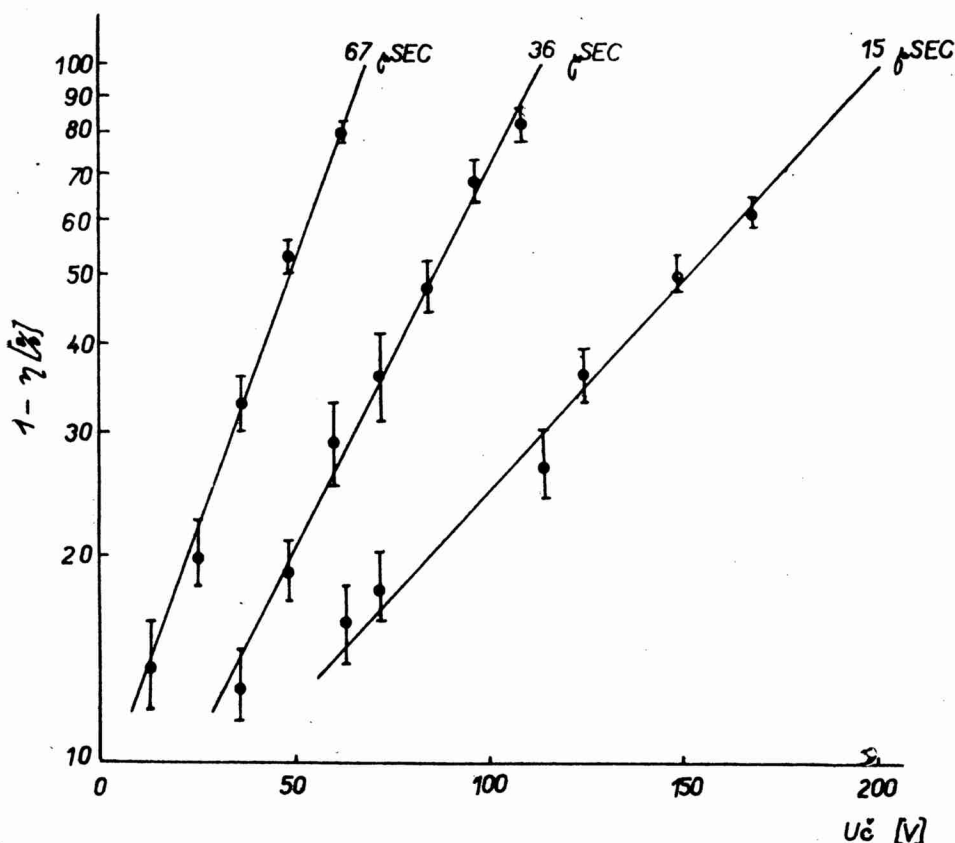
Pre prípad vzduchu $\rho = 22$ iónových párov na centimeter, z čoho pre $d = 1$ m vyšla maximálna teoretická účinnosť $\eta_t = 90$ % v oboch prípadoch.

Vplyv amplitúdy, tvaru a dĺžky vysokonapäťového impulzu na účinnosť iskrových komôr. O vplyve amplitúdy vysokonapäťového impulzu na účinnosť platí to, čo



Obr. 17.

platí o veľkosti použitého prepätia u iskrových počítačov. Dĺžka vysokonapäťového impulzu, ako sa dá aj predpokladať, za normálnych okolností nemá vplyv na účinnosť iskrových komôr. Pri príliš veľkej dĺžke zvýši sa však absolútny počet nepravých prerazov, čo je ale spôsobené predĺžením doby citlivosti iskrovej komory. V prípade, že dĺžka impulzu je kratšia než T_{IV} , v danom prípade dochádza k rýchlemu poklesu účinnosti [25].



Obr. 18. Závislosť neúčinnosti $1 - \eta$ od použitého čistiacieho napätia pri oneskorení vysokonapäťového impulzu 67, 36, 15 μ sec a amplitúdy 7,2 kV [21].

Za prítomnosti čistiacieho napätia oneskorenie vysokonapäťového impulzu značne vplyva na účinnosť, ako to vyplýva aj z obr. 18. Podobne strmosť nábehovej hrany vysokonapäťového impulzu má veľký vplyv na účinnosť. Čistiaci účinok impulzu sa prejavuje dovtedy, kým jeho amplitúda nedosiahne hodnotu, pri ktorej dochádza k vytváraniu elektrónových lavín. Strmosť nábehovej hrany závisí od veľkosti odporu, zapojeného do série s iskrovou komorou, t. j. od odporu vybíjacieho obvodu a jeho parazitnej kapacity.

Vplyv čistiacieho napätia. Je jasné, že pre dané oneskorenie impulzu bude účinnosť závisieť od veľkosti čistiacieho napätia. Ako vidno z obr. 18, účinnosť klesá rýchlejšie s čistiacim napätím pri väčších oneskoreniach vysokonapäťového impulzu. Účinnosť

má rôznu hodnotu podľa polarítu čistiacieho napätia vzhľadom na polaritu impulzu. Ako sa zistilo, [21] pre čistenie pracovného priestoru od iónov je možné využiť čistiacie napätie hociktorej polarítu vzhľadom na čistiaci účinok vysokonapäťového impulzu. Pre danú strmosť impulzu, tento čistiaci účinok je nezávislý od čistiacieho napätia a možno ho vyjadriť konštantou C . Ak čistiacie napätie má rovnakú polaritu ako vysokonapäťový impulz, konštanta C sa pripočíta k vt a výraz pre účinnosť môžeme vyjadriť takto

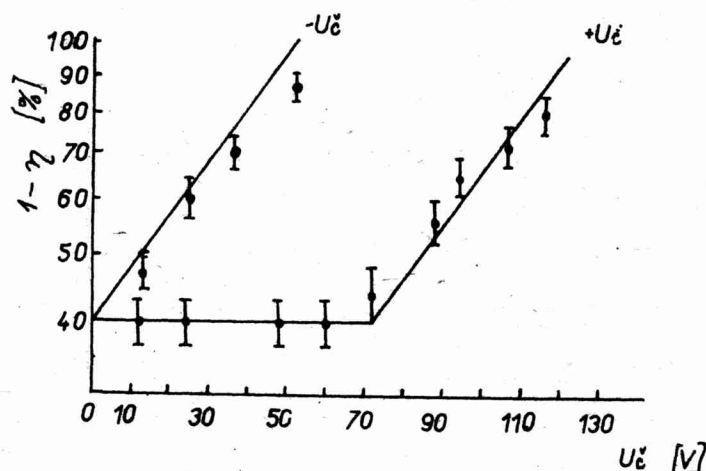
$$\eta = 100[1 - e^{-e(d-vt-c)}] \% \quad (31)$$

Ak polarita čistiacieho napätia je opačná vzhľadom na polaritu impulzu, čistiaci účinok ostane rovný konštante C dovtedy, kým $vt < C$ a bude rovné vt ak $vt \geq C$.

$$\begin{aligned} \text{V tomto prípade} \quad \eta &= 100[1 - e^{-e(d-c)}] \% && \text{pre } vt < C, \\ &= 100[1 - e^{-e(d-vt)}] \% && \text{pre } vt \geq C. \end{aligned} \quad (32)$$

Ak $v = 0$ (t. j. $U_c = 0$), rovnice (31) a (32) dávajú rovnakú hodnotu pre maximálnu účinnosť

$$\eta_{\max} = 100[1 - e^{-e(d-c)}] \% \quad (33)$$



Obr. 19. Závislosť neúčinnosti $1 - \eta$ od veľkosti čistiacieho napätia a jeho polarítu vzhľadom na polaritu vysokonapäťového impulzu. Oneskorenie impulzu je $34 \mu\text{sec}$, jeho amplitúda 7 kV [21].

Experimentálne zistená závislosť účinnosti od čistiacieho napätia a jeho polarítu určená v [21] je uvedená na obr. 19. Z uvedenej závislosti vychádza $\eta_{\max} \approx 60 \%$, čo znamená, že $C \approx 0,058 \text{ cm}$. Vypočítané priamky na obr. 19, pre ktoré bola vzatá uvedená hodnota C , a $k = 24 \text{ cm/sec}$. V, pomerne dobre sa zhodujú s nameranými hodnotami.

Vplyv čistiacieho poľa E_c na účinnosť iskrových komôr vyšetrovali aj Borisov a spolupracovníci [25]. Výsledok experimentálneho vyšetovania znázorňuje obr. 20. Z uvedených závislostí je možné určiť tú časť vzdialeností elektród d_{ef} , z ktorej nábehová hrana impulzu už neodsaje elektróny na elektródy. Po časovom intervale T_{VNI} je $\eta = 0$, ak

$$\begin{aligned} d_- + d_{VNI} &= d, \\ d_+ &= d, \end{aligned} \quad (34)$$

kde d_{VNI} je tá časť d , z ktorej nábehová hrana impulzu odsaje elektróny, d_- a d_+ sú tie časti d , z ktorých odsaje elektróny čistiace pole E_ϵ , príslušnej polarite za dobu T_{VNI} :

$$\begin{aligned} d_- &= k_1 E^- T_{VNI}, \\ d_+ &= k_2 E_\epsilon^+ T_{VNI}, \end{aligned} \quad (35)$$

kde k_1 a k_2 sú pohyblivosti elektrónov v poliach E_ϵ^- a E_ϵ^+ . Pretože $k_1 \approx k_2$, dostaneme

$$d_{VNI} = d \left(1 - \frac{E_\epsilon^-}{E_\epsilon^+} \right) \quad (36)$$

$$d_{ef} = d - d_{VNI}. \quad (37)$$

Za predpokladu, že amplitúda impulzu je dostatočná na to, aby každý voľný elektrón nachádzajúci sa medzi elektródami mohol zapríčiniť iskrový výboj, dostaneme pre η_{IK} výraz

$$\eta_{IK} = 100[1 - e^{-p \cdot d_{ef} \cdot e}] \%, \quad (38)$$

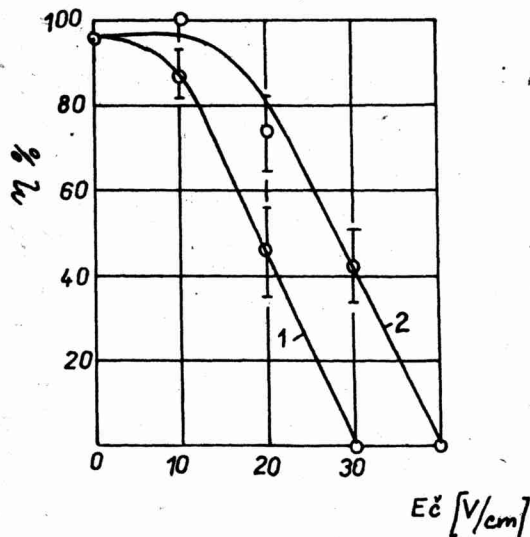
kde p je tlak plynu v atm. V uvedenej práci, pre minimálnu ionizáciu kozmickými lúčami v argóne, pri normálnych podmienkach bola vzatá hodnota $q = 29,4$ iónov/cm. Z obr. 20 vychádza pri daných podmienkach $E_\epsilon^- = 30$ V/cm a $E_\epsilon^+ = 40$ V/cm, z čoho $d_{VNI} = 0,25d$, teda $d_{ef} = d - d_f = 0,75d$. Pri $p = 0,5$ atm a $d = 10$ mm, je $\eta_{IK} = 99,99$ %.

Počet nepravých impulzov, ako zistil Dajon a spolupracovníci [22], je možné tiež zmenšiť použitím čistiaceho napätia. Zvýšením napätia U_ϵ dochádza k zmen-

šeníu počtu nepravých impulzov. V spomínanej práci počet nepravých iskrových výbojov sa pohyboval medzi 1–3 % v závislosti od použitého U_ϵ .

Vplyv plynovej náplne a prímiesi. U vzduchom plnených iskrových počítačov a iskrových komôr η ukazuje závislosť od koncentrácie záporných iónov. Je to zrejmé aj z nasledujúcich úvah. Väzbová energia elektrónu v kyslíkovej molekule je len 0,34 V a pri hodnote $E/p = 90$ V/mm Hg. cm môže sa oddeliť a získať energiu, potrebnú na začatie elektrónovej lavíny. Masívnejšie kladné ióny nemôžu získať medzi dvoma zrážkami energiu, potrebnú pre ionizáciu. Z uvedených príčin obsah vodných pár vo vzduchu u vzduchom plnených iskrových počítačov a iskrových komôr vedie k zlepšeniu účinnosti.

Účinok organických prímiesí je tiež podstatný. Pri parciálnom tlaku alkoholu 60 mm Hg mal počítač veľmi veľký sklon plateau (obr. 16) [8]. Zrejme ide o zvýšenie počtu nepravých impulzov vyvolaných ultrafialovým žiarením, ktoré je len slabo absorbované organickými parami. Pri parciálnom tlaku alkoholu 400 mm Hg došlo už k podstatnému zlepšeniu pracovnej charakteristiky, t. j. k značnému zmenšeniu sklonu plateau, k jeho predĺženiu a posunu k vyšším napätiam. Ako vidno



Obr. 20. Závislosť účinnosti iskrovej komory od veľkosti a polarite čistiaceho poľa. Krivka 1 zodpovedá súhlasnej polarite čistiaceho poľa a vysokonapäťového impulzu, krivka 2 opačnej polarite. Oneskorenie impulzu je $0,7 \mu\text{sec.}$, jeho dĺžka $0,1 \mu\text{sec.}$ a amplitúda 14 kV/cm ; $p = 0,5 \text{ atm}$ [25].

aj z obrázku, zmenou parciálneho tlaku alkoholu o 200 mm Hg, posunulo sa prahové napätie o 700 V.

Aby nedochádzalo k zmene účinnosti, je nutné sa vyhnúť pri konštrukcii organickým materiálom. Použitie gumového tesnenia a obalu z organického skla vedie po niekoľkých sto impulzoch k značnému zníženiu účinnosti pri T_{VNI} niekoľko μsec [26]. Pri neprítomnosti organických prímiesí v plynovej náplni nedochádzalo k zmene účinnosti.

Podrobnejšie vyšetrenie pracovnej charakteristiky iskrových počítáčov s rovinými elektródami uskutočnil Babykin a spolupracovníci [8]. Zvýšením vzdialenosti d od 0,2 mm do 0,8 mm sa podstatne zmenšil sklon plateau a jeho dĺžka sa zväčšila. Súčasne sa posunula pracovná oblasť k vyšším napätiam (obr. 15).

V prípade, že celkový tlak plynovej náplne je dostatočne veľký, alebo ak sa zvýši o potrebnú hodnotu, zmenou vzdialenosti elektród, nedochádza k zmene účinnosti.

Materiál katódy nemá badateľnejší vplyv na účinnosť [10]. V prípade, že niektorá z elektród (prípadne obe elektródy) sú oddelené od výbojového priestoru izolátorom, napr. tenkou sklenou doskou, prahové napätie sa posunie k vyšším hodnotám, keďže izolátor pôsobí ako kapacitný delič napätia.

VII. Izolátor medzi elektródami

Fletcher [12] a Dickey [11] urobili zaujímavý experiment. Umiestili medzi elektródy do iskrového výbojového priestoru izolátor. Podľa očakávania izolátor zabránil iskrovému výboju úplne sa rozvinúť; po počiatočnom rýchlom poklese napätia dochádzalo k jeho pozvoľnému narastaniu na pôvodnú hodnotu. Rovnaké výsledky sa dosiahli v oboch prípadoch, s izolátorom umiestneným na anóde alebo na katóde. Počiatočný skok napätia bol rovnaký pre prípad elektród bez izolátora, ako aj s izolátorom (obr. 21).

Keď niektorá elektróda je zakrytá izolátorom, výbojový priestor v náhradnej schéme môžeme považovať za dva výbojové priestory, zapojené do série, s možnosťou prierezu iba v jednom z nich (obr. 22).

Ak povrch elektród je ekvipotenciálnou hladinou, príslušnú diferenciálnu rovnicu môžeme vyjadriť nasledovne

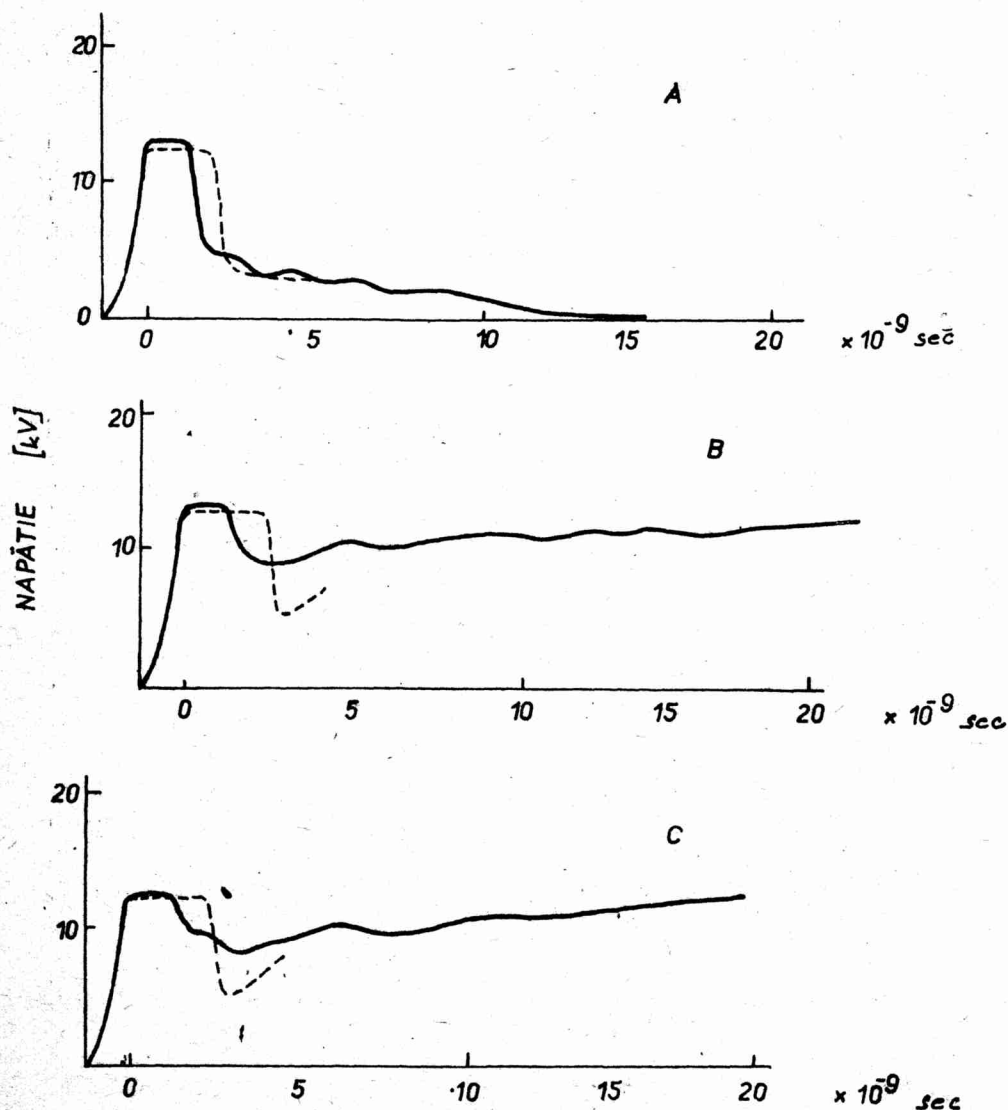
$$C_2 \frac{dU_{VN}}{dt} = -\frac{evN_0}{d_2} e^{\int \alpha v dt} + \left(\frac{C_1 + C_2}{C_1} \right) \cdot \left(\frac{U_{VN} - U'_{VN}}{R} \right) \quad (39)$$

kde C_1 je kapacita izolátora, C_2 kapacita zbývajúcej medzery medzi elektródami d_2 , α a v sú určené intenzitou poľa E na d_2 , ktorá v tomto prípade sa rovná

$$E = \frac{1}{d_2} \left[U'_{VN} - \frac{C_2}{C_1 + C_2} U_{VN} - \frac{1}{C_1} \int_0^t \frac{U_{VN} - U'_{VN}}{R} dt \right] \quad (40)$$

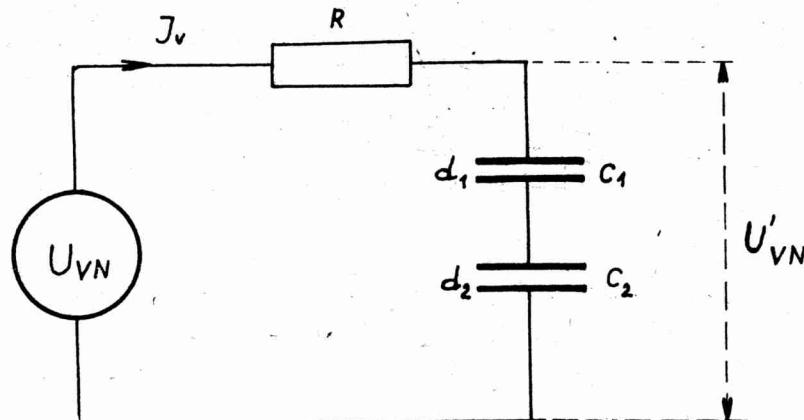
Vypočítané hodnoty sú vyznačené čiarkovane na obr. 22. Ako vidno podľa výpočtov, napäťový skok by mal byť väčší. Zrejme predpoklad o ekvipotenciálnosti povrchu izolátora nie je dosť dobre splnený. Podľa Dickeya rovnice (39) a (40) by boli lepšie splnené, keby sa naniesla tenká vodivá vrstva na povrch izolátora, ktorá by však nebola spojená s elektródami.

Nápad Fletchera použili Fischer a Zorn [10], ktorí vytvorili iskrovú komoru, v ktorej pokryli buď jednu, alebo obe elektródy tenkou sklenou platničkou. Počiatkový prúd cez iskrovú komoru bol daný iba jej vlastnou kapacitou. K zmene oneskorenia iskrového výboja nedošlo. Pri konci výboja nastane spätný výboj, keďže výsledný efektívny prúd je nulový. Povrch elektród ostane po výboji pravdepodobne bez väčšieho povrchového náboja. Počas výboja vznikala žiara okolo výboja, blízko



Obr. 21. Experimentálny a teoretický (čiarkovaný) príbeh napäťového impulzu na elektródach za prítomnosti izolátora medzi elektródami. A – prípad bez izolátora ($d = 1,52$ mm). B – prípad izolátora na katóde ($d = 1,74$ mm). C – prípad izolátora na anóde ($d = 1,74$ mm).

izolátora, čo bolo vyvolané pravdepodobne účinkom priestorového náboja na povrch izolátora. Tento jav sa dá však potlačiť, ak sa na povrch izolátora naniesie tenká vodivá vrstva, ktorá nie je spojená s vonkajšími vodivými elektródami.



Obr. 22. Náhradný obvod iskrového výbojového priestoru s izolátorom medzi elektródami.

VIII. Iskrové výbojové komory

Fukui a Miyamoto [33] zaujímavým spôsobom použili iskrový počítač s rovinovými elektródami, spúšťaný vysokonapäťovým impulzom. Ionizujúce častice nechali prechádzať medzi elektródami rovnobežne s rovinou elektród (obr. 23). Zistili, že aj v tomto prípade dochádza k iskrovým výbojom. Výboj sleduje stopu častice vo forme iskrových výbojov, vzdialených od seba na niekoľko milimetrov.

Borisov a spolupracovníci [25] sledovali hustotu výbojov po dráhe častíc funkciou amplitúdy vysokonapäťového impulzu. S rastom amplitúdy počet iskrových výbojov pripadajúcich na 1 cm sa znižuje, ale zväčšuje sa svietivosť jednotlivých výbojov. Veľmi hustý sled výbojov nastane, ak amplitúda vysokonapäťového impulzu je v blízkosti prahového napätia. Hustota výbojov je taká veľká, že pripomína stopy častíc vo Wilsonovej komore. Táto oblasť bola široká až 1 kV.

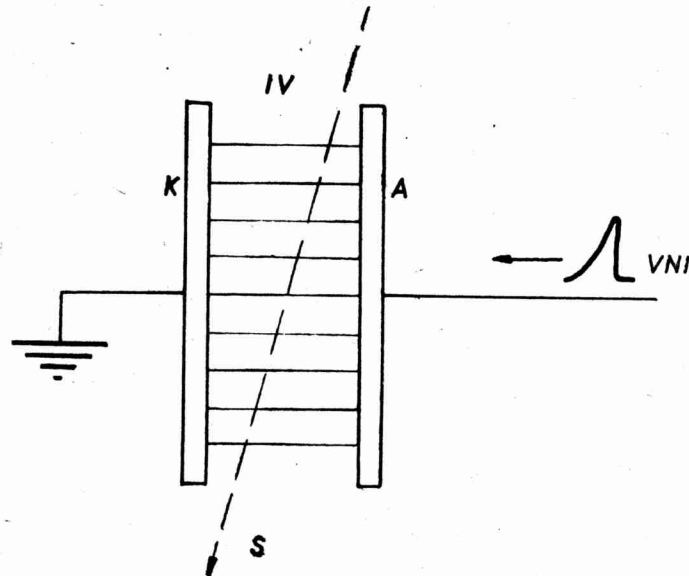
V prípade, že vodivé elektródy boli oddelené od výbojového priestoru sklenými elektródami (hrúbky 1,7 mm), rozšírila sa táto oblasť na 4 kW.

Vzhľadom na pomerne malú svietivosť iskier, nepodarilo sa autorom vyhotoviť fotografické snímky, i keď výboje bolo možné v tmavej miestnosti vizuálne pozorovať. Problém fotografovania vyriešili tým, že okrem základného vysokonapäťového impulzu priviedli po čase $t \leq 12 \mu\text{sec}$ ďalší, dlhší impulz s menšou amplitúdou, čím došlo k dostatočnému zvýšeniu svietivosti výbojov. Charakter výbojov sa však tiež podstatne zmenil. Namiesto veľkého počtu slabo svietiacich iskier vznikol malý počet jasne svietiacich iskier. Nie je však ani to vylúčené, že slabé výboje ostávajú tiež zachované, ale popri jasne svietiacich iskrách ich nevidno.

Zdá sa, že u iskrových výbojových komôr, charakter (počet) iskrových výbojov závisí od ionizačnej schopnosti častíc. Ak by ďalšie experimenty ukázali reprodukovateľnú závislosť počtu iskrových výbojov od ionizačnej schopnosti sledovaných

častíc, bolo by možné rozšíriť počet sledovaných vlastností častíc iskrovým výbojom a ich ionizačnú schopnosť.

Iskrové výbojové komory na rozdiel od iskrových komôr dovoľujú sledovať aj dráhy slaboenergetických častíc. Nevýhodou iskrových výbojových komôr je veľká



Obr. 23. Základná schéma iskrovej výbojovej komory. A — anóda, K — katóda, IV — iskrové výboje, VNI — vysokonapäťový impulz, S — stopa častice.

neurčitosť tretej súradnice stopy častice (súradnice vo smere normály k elektródam), ktorá je ohraničená iba vzdialenosťou elektród. Kombináciou s iskrovou komorou by sa však tento nedostatok dal odstrániť.

IX. Fotografická metóda registrácie stopy ionizujúcich častíc

Na vizuálne sledovanie stopy ionizujúcich častíc bolo v posledných rokoch vyvinuté niekoľko typov zariadení, založených na vzniku výboja v plynch s dostatočným svetelným výťažkom vo viditeľnej oblasti spektra.

1. Sú to hodoskopy [27–31], u ktorých stredná kvadratická chyba určenia stopy častice je okolo 1,8 mm pri priemere trubíc 6 mm.

2. Iskrové komory a impulzné iskrové počítače.

3. Iskrové výbojové komory prvýkrát použité Fukuim a Miyamotom [33, 34].

U iskrových komôr, iskrových výbojových komôr a impulzných iskrových počítačov stredná kvadratická chyba pri určení stopy častice je približne o jeden rád menšia ako u hodoskopov. Thompson a Wolfendale [35] dosiahli strednú kvadratickú chybu 0,38 mm; Dajon, Volynskij a spolupracovníci [22, 17] ~0,22 mm. Uhlové merania stôp ionizujúcich častíc u iskrových komôr sa dajú robiť s presnosťou lepšou ako 1°. Predpokladá sa [18], že pri menších vzdialenostiach elektród by sa táto presnosť dala ešte zlepšiť.

Iskrové počítače a iskrové komory dovoľujú použiť fotografickú metódu registrácie stopy detekovaných častíc, vďaka veľkému svetelnému impulzu iskrového výboja a jeho lokalizácii na stopu častice. Pri vhodných podmienkach je možné zaregistrovať dráhu viac častíc súčasne. Rozoberme podrobnejšie uvedené problémy súvisiace s fotografickou metódou registrácie.

Lokalizácia iskrového výboja na stopu detekovanej častice. Miesto vzniku iskrového výboja vykazuje štatistický rozptyl vzhľadom na stopu ionizujúcej častice, ktorá zapríčinila vznik iskrového výboja. V prípade vzduchom plnených iskrových komôr [35] tento rozptyl je ďaleko väčší, než by sa očakávalo od difúzie kyslíkových iónov, ktoré sú nositeľmi elektrónov schopných zapríčiniť iskrový výboj. Väčšie rozloženie bude spôsobené pravdepodobne fotoelektrónmi, uvoľnenými z povrchu katódy fotónmi emitovanými malými lavínami, vytvorenými po stope ionizujúcej častice.

Je pravdepodobné, že pri väčšej špecifickej ionizácii by došlo k zmenšeniu štatistického rozptylu iskrového výboja vzhľadom na stopu častice. K overeniu tohto predpokladu chýbajú však zatiaľ experimentálne údaje.

S predĺžovaním T_{VNI} dochádza k výraznejšej difúzii elektrónov, vytvorených ionizujúcou časticou kolmo na stopu častice, čo prispieva tiež k rozptylu iskrového výboja vzhľadom na stopu častice [20]. Čistiace pole neukazuje značnejší vplyv na štatistický rozptyl, čo naznačuje, že toto pole nezapríčiňuje podstatnejšie zväčšenie postrannej difúzie elektrónov. V blízkosti stopy ionizujúcej častice sa môžu vyskytnúť δ -elektróny. Iskrový výboj v určitom počte prípadov sa môže rozvinúť po stope δ -elektrónu a nie po stope pôvodnej častice [35].

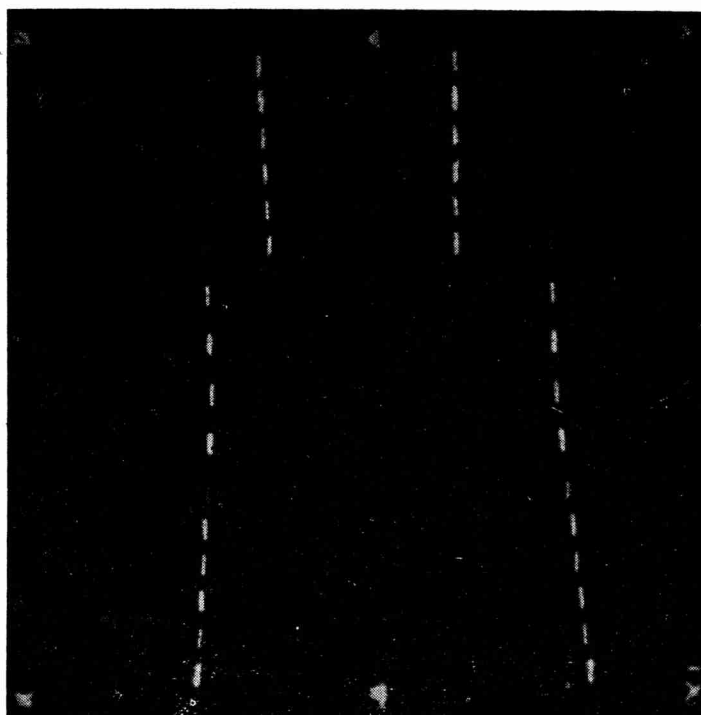
V prípade vzduchovej náplne iskrovej komory sa niekedy objavili dve iskry vedľa seba, medzi tými istými elektródami. Jedna z nich bola vždy posunutá oproti stope častice o 1–2 mm. Tieto satelitné iskry sú pripisované tiež δ -elektrónom [21].

Na fotografických snímkach môžeme vidieť aj iskrové výboje pochádzajúce od nepravých prierazov, zapríčinených nehomogenitami poľa, okrajovým efektom, metastabilnými atómami a pod. V prípade iskrových komôr sú však ľahko rozoznateľné, lebo sa vyskytujú nepravidelne a netvoria súvislú stopu cez všetky medzery medzi elektródami, ako je tomu v prípade ionizujúcich častíc, prechádzajúcich cez celú iskrovú komoru.

Detekcia viac častíc súčasne. Oneskorenie vysokonapäťového impulzu je vo väčšine prípadov $\sim 10^{-7}$ sec. Za túto dobu môže dôjsť k prechodu ďalších ionizujúcich častíc cez iskrovú komoru. Čistiace pole počas oneskorenia vysokonapäťového impulzu odsaje najviac elektrónov zo stopy prvej častice, ktorá vyvolala koincidenciu. V okamihu objavenia sa impulzu na elektródach iskrovej komory najväčšia koncentrácia elektrónov bude na stope tej častice, ktorá prešla najneskôr cez komoru, v extrémnom prípade v okamihu objavenia sa impulzu na komore. Takto sa môžu objaviť dve alebo viac stôp po privedení impulzu.

Môže však nastať aj ten prípad, že novšia stopa absorbuje celú energiu impulzu a pôvodná stopa sa vôbec neobjaví. Na obr. 24 je znázornený prípad, keď novšia stopa úplne „pohltila“ pôvodnú stopu. Nedochádza však vždy k úplnému pohlteniu pôvodnej stopy. Niekedy popri jasnej stope novšej častice je vidno slabšiu stopu pôvodnej častice. Intenzita tejto stopy býva však niekedy veľmi slabá, na fotografickej snímke sa vôbec neobjaví, iba voľným okom je pozorovateľná. Je to pravdepodobne vysvetlenie aj pre slabé iskrové výboje pozorované popri jasných iskrových výbojoch Volynskim, Dajonom a Ponosovom [17].

Ak dochádza k prechodu viac častíc cez iskrovú komoru súčasne, alebo pri interakcii dopadajúcej častice s hmotou elektród, alebo absorbátorov v iskrovej



Obr. 24. Stereo-snímka prípadu úplného „pohltenia“ staršej stopy, stopou častice, ktorá prešla cez iskrovú komoru neskoršie [18].

komore vzniká viac častíc súčasne, potom za predpokladu, že ich ionizačné schopnosti nie sú príliš rozdielne, pravdepodobnosť vzniku iskrového výboja bude rovnaká pre všetky častice. Takéto častice budú zaregistrované s rovnakou účinnosťou, a teda na fotografickej snímke ich stopy budú rovnaké. Toto umožňuje súčasne pozorovať aj prípad súčasného „vzniku“ častíc od prípadu ich postupného prechodu cez iskrovú komoru. U vzduchom plnených iskrových komôr nie je možné sledovať stopu viac častíc súčasne. Tam dochádza k absorpcii celej energie impulzu jedinou stopou.

Svetelnosť iskrového výboja. Z hľadiska citlivosti filmov a pomerne veľkej vzdialenosti fotografického zariadenia od komory (najmä pri veľkých rozmeroch elektród)



Obr. 25. Fotografická snímka zariadenia na vyhodnocovanie snímok z iskrových komôr. Na obr. ľavo je vlastné meracie a kontrolné zariadenie, vpravo elektronická časť zariadenia.

a krátkeho trvania iskrového výboja je v niektorých prípadoch, predovšetkým u iskrových výbojových komôr nutné prihliadať aj na svetelný výťažok. Svetelný výťažok iskier závisí od viacerých faktorov, ale najmä od intenzity a trvania výbojového prúdu, použitého napätia a plynovej náplne [36]. Ukazuje sa [25, 18], že organické prímеси vo vzácnych plynoch značne zvýšia svetelnosť. Pridanie alkoholu do Ar a He viedlo k značnému zvýšeniu svetelnosti. Podobne pridanie malého množstva Ar do Ne zvýšilo účinnosť ionizácie. Vyhodnocovanie snímok z iskrových komôr



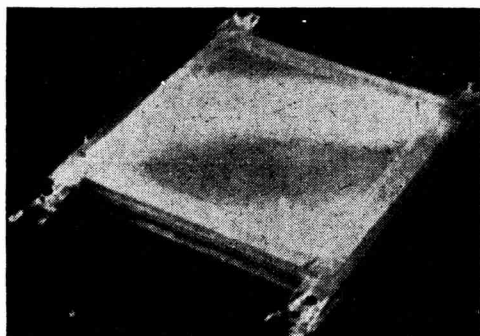
Obr. 26. Fotografická snímka z iskrovej komory, zhotovená pracovníkmi Argonne National Laboratory v CERNu, na ktorej je zachytený vznik a rozpad hyperónu.

je obdobné ako snímok z bublinových komôr. Po menších úpravách sa dajú použiť automatické zariadenia, používané na vyhodnocovanie snímok z bublinových komôr. Je však výhodnejšie použiť zariadenie postavené priamo na spracovanie snímok z iskrových komôr. Takéto zariadenie postavili napríklad v Argonne National Laboratory [39]. Na tomto zariadení, znázornenom na obr. 25, sa robí projekcia, počítanie a záznam stôp častíc. Okolo 100 iskrových výbojov sa premeria za 70 sec. v plynulom slede, teda asi 1,5 iskier za sekundu. Na záznam polohy a formy rámu je potrebných 15 sec, na prehliadanie snímky 2 sec a na značkovanie stopy 2 sec.

Premeranie prípadu troch stôp, znázornených na obr. 26, boli potrebné 2 min., pre celú stereosnímku 4 min.

X. Použitie iskrových počítačov a iskrových komôr

V posledných rokoch iskrová komora sa stáva jedným z najdôležitejších detekčných zariadení vo fyzike vysokých energií. Oproti iným druhom detektorov značne uľahčuje prácu v intenzívnom sväzku častíc. Jej veľkou výhodou je i to, že za určitých podmienok je možné sledovať stopu viac častíc súčasne. Meniteľnosť rozlišovacej schopnosti ξ_{IK} dovoľuje podľa

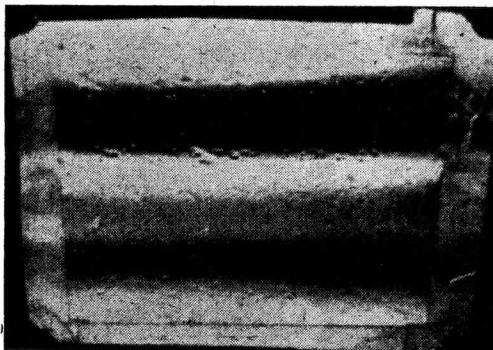


Obr. 27. Iskrová komora vyhotovená z hliníkovými fóliovými elektródami, hrubými 25μ [10].

povahy experimentu buď vylúčiť, alebo sledovať oneskorené častice.

Rozmery elektród môžu dosiahnuť plochu až niekoľkých m^2 , s objemom tiež viac m^3 , čo oproti iným detektorom neobyčajne zvyšuje efektívnosť registrácie. To má mimoriadny význam pri veľmi vzácnych dejoch, napr. pri experimentoch s neutrínovými lúčmi. V súčasnosti sú iskrové komory vôbec najvhodnejším zariadením na detekciu neutrín. Iskrová komora bola použitá napríklad pri experimentálnom dôkaze existencie dvoch rôznych vidov neutrín (ν_e , a ν_μ).

Ako ukázali Pontecorvo a Schwartz, zväzok neutrín, vytvorený na urýchľovači, musí vytvoriť za 24 hodín niekoľko interakcií s hmotou 10 ton. V experimente [40] uskutočnenom na Brookhavenskom urýchľovači (30 BeV) zväzok neutrín sa



Obr. 28. Fóliová iskrová komora, poškodená iskrami a tlakovými vlnami iskrových výbojov [10].

získal rozpadom π -mezónov, získaných bombardovaním berýliového terčika s protónmi o energii 15 BeV. Častice dopadali na železnú stenu, hrubú 13,5 m vo vzdialenosti 21 m od terčika. Prípady interakcie neutrín s hmotou sa sledovali v iskrovej komore s hliníkovými elektródami o celkovej váhe 10 000 kg. Počas experimentu bolo zaregistrovaných 113 prípadov interakcie neutrín s hmotou.

Podľa povahy experimentu tvar elektród možno zvoliť ľubovoľne, za predpokladu, že homogenita poľa medzi elektródami je narušená v prípustných medziach. Napr. pri vyšetrovaní rozptylu K^- -mezónov na protónoch elektródy iskrovej komory boli vyrobené vo forme koncentrických valcov [37].

Veľmi dobrá uhlová rozlišovacia schopnosť iskrových komôr dovoľuje ich použiť pri rôznych rozptylových meraniach, kde sa iskrovými komorami dosahuje uhlové rozlíšenie lepšie než u iných druhov počítačov. Medzi najjednoduchšie experimenty s iskrovou komorou patrí pružný rozptyl vysokoenergetických, nabitých častíc, ďalej rozptyl polarizovaných protónov napr. s grafitovými analyzátormi. Použitím iskrovej komory v magnetickom poli boli zmerané hybnosti častíc až do 100 BeV/c

[17, 22, 26]. Použitím absorbátorov iskrové komory možno tiež s výhodou použiť na meranie dobehu nabitých častíc. Pre tieto účely sa hodia iskrové komory s malými vzdialenosťami elektród. Pri vyšetrovaní rozsiahlejších spŕšok kozmického žiarenia sa tiež dajú s výhodou použiť iskrové komory [21]. Podobne na sledovanie spektra μ -mezónov z kozmického žiarenia boli s úspechom použité iskrové počítače [26, 38, 39, 40].

V prípade, že sa elektródy iskrových komôr vyhotovia z tenkých fólií, je možné ich použiť aj pri experimentoch vo fyzike nízkych energií. Jedna z takých iskrových komôr je opísaná v [10], kde sa použili hliníkové fólie (obr. 27) hrúbky 25μ . Takéto fóliové elektródy sú však veľmi háklivé. Aj pri pomerne malom výkone vysokonapäťového impulzu dochádza k poškodeniu fólie pri preskoku iskry (obr. 28). Dokonca aj samotná expanzia plynu pri iskovom výboji vedie k deformáciám fólií.

Literatúra

- [1] J. H. Meek and J. D. Craggs: *Electrical Breakdown of Gases*, Oxford 1953
- [2] L. Leb: *Osnovnye processy električeskich razrjadov v gazach*. Moskva=Leningrad 1950
- [3] N. A. Kapcov: *Elektronika*, Moskva 1953
- [4] L. Madansky, R. W. Pidd, *Rev. Sci. Instr.* 21, No 5, 407, 1950
- [5] J. W. Keuffel, *Rev. Sci. Instr.* 20, No 3, 202, 1949
- [6] E. Robinson, *Proc. Phys. Soc.*, 66A, 79, 1953
- [7] R. W. Pidd and L. Madansky, *Phys. Rev.*, 75, No 8, 1175, 1949
- [8] M. V. Babykin, A. G. Plachov, J. F. Skačkov, V. V. Šapkin, *Atomnaja energija*, No4, 38, 1956
- [9] E. K. Zavodskij, G. E. Smolkina, *Atomnaja energija*, No 4, 46, 1956
- [10] J. Fischer and G. T. Zorn, *Rev. Sci. Instr.*, 32, Num. 5, 499, 1961
- [11] F. B. Dickey, *J. Appl. Phys.* 23, 1336, 1952
- [12] R. C. Fletcher, *Phys. Rev.*, 76, 1501, 1949
- [13] P. M. Davison, *British J. Appl. Phys.*, 4, 170, 1953
- [14] E. K. Zavojskij, S. D. Fančenko, *DAN — SSSR*, 108, 218, 1956
- [15] L. I. Artemenkov, M. V. Babykin, *Prib. Techn. Eksp.*, No. 5, 48, 1958
- [16] O. C. Allkofer, E. Bagge, P. G. Henning and L. Schmieder, *Atomkernenergie*, 2, 88, 1957
- [17] V. Ch. Volynskij, M. I. Dajon, A. K. Ponosov, *Prib. techn. Eksp.*, No. 3, 155, 1961
- [18] A. Roberts, *Rev. Sci. Instr.*, 32, Num. 5, 479, 1961
- [19] J. G. Rutherglen and J. M. Paterson, *Rev. Sci. Instr.*, 32, Num. 5, 519, 1961
- [20] J. G. Rutherglen and J. M. Paterson, *Rec. Sci. Instr.*, 32, Num. 5, 522, 1961
- [21] J. E. Cranshaw, J. F. De Beer, *Nuovo Cimento*, 5, 1107, 1957
- [22] M. I. Dajon, V. Ch. Volynskij, L. I. Potopov, *Prib. Techn. Eksp.*, No. 2, 47, 1961
- [23] L. M. Lederman, *Rev. Sci. Instr.*, 32, Num. 5, 523, 1961
- [24] O. C. Allkofer, *Z. Physik*, 158, 274, 1960
- [25] A. A. Borisov, B. A. Domošein, B. I. Lučkov, L. V. Rešetin, V. I. Ušakov, *Prib. Techn. Eksp.*, No. 1, 49, 1962
- [26] V. A. Michajlov, N. N. Pojnišvill, G. E. Čikovani, *Prib. Techn. Eksp.*, No. 1, 39, 1961
- [27] M. Conversi and A. Gozzini, *Nuovo Cimento*, 2, 189, 1955
- [28] M. Conversi, S. Focardi, C. Franzinetti, A. Gozzini and P. Murtas, *Suppl. Nuovo Cimento*, 4, 234, 1956
- [29] H. Coxell and A. W. Wolfendale, *Proc. Phys. Soc.*, 75, 378, 1961
- [30] G. Barsanti, M. Conversi, S. Focardi, G. Murtas, G. Rubbia and G. Torelli: *Proc. of CERN Symp.*, 2, 56, 1956
- [31] F. Ashton, S. Kisdnasamy and A. W. Wolfendale, *Nuovo Cimento*, 8, 615, 1958
- [32] M. Gardener, S. Kisdnasyny, E. Rössle and A. W. Wolfendale, *Proc. Phys. Soc.*, B 70, 687, 1957
- [33] S. Fukui and S. Miyamoto, *Nuovo Cimento* 11, 113, 1959
- [34] S. Fukui and S. Miyamoto, *Physical Institute Nagoya University Japan*, preprint, 1959
- [35] M. G. Thompson and A. W. Wolfendale, *Suppl. Nuovo Cimento*, Vol. 23, Serie 10 Num. 1, 144, 1962
- [36] A. A. Tjapkin, *Proc. Intern. Conf. of High—Energy Instrumentation*, Berkeley 1960

- [37] M. A. Wahlig, A. Buffington, D. H. Hill, L. Sodickson, Rev. Sci. Instr., 33, N° 5, 539 (1962)
- [38] O. C. Allkofer, Atomkernenergie, 4, 389 (1959)
- [39] J. A. DeShong, Rev. Sci. Instr., 33, 859 (1962)
- [40] G. Danby, J. M. Gaillard, K. Goulianos, L. M. Lederman, N. B. Mistry, M. Schwartz, J. Steinberg

Adresa autora:
Katedra jadrovej fyziky UK.
Bratislava, Šmeralova 2A

Do redakcie dodané 15. V. 1963

Искровые счетчики и искровые камеры с параллельными электродами

Ш. Шаро

Резюме

В обзоре показан принцип работы искровых счетчиков и искровых камер с параллельными электродами, подробно розобраны их свойства и возможности применения. Коротко приведена теория искрового разряда.

The Parallel-Plate Spark Counters and Spark Chambers

By Š. Šáró

Abstract

In this summary article principle of work of the parallel-plate spark counter and spark chamber is described. They characteristics in detail are discussed and possibility their application is shown. For the completeness also theory of spark discharge is shortly described.

Iskový počítač alfa-častic

Š. ŠÁRÓ, M. HANUSKOVÁ

V článku sa uvádzajú výsledky experimentálneho vyšetrovania niektorých vlastností iskrového počítača s rovinnou katódou a vláknovou anódou. Počítač bol skonštruovaný pre detekciu alfa-častic a pracoval na vzduchu pri atmosferickom tlaku. Pozadie počítača bolo prakticky nulové i za prítomnosti silných beta a gama žiaričov.

Úvod

Využitie oblasti trvalého výboja na detekciu častic radioaktívneho žiarenia sa začína prácou Greinachera [1]. Táto práca, ako i niektoré ďalšie práce, zamerané na využitie iskrového výboja na detekciu častic nedosiahli však patričný ohlas a až v posledných rokoch sa pristúpilo k systematickému vyšetrovaniu vlastností iskrových počítačov a k ich praktickému využitiu pri detekcii častic. V súčasnosti existuje už niekoľko prác, v ktorých sa opisujú vlastnosti iskrových počítačov a možnosti ich použitia [2–8].

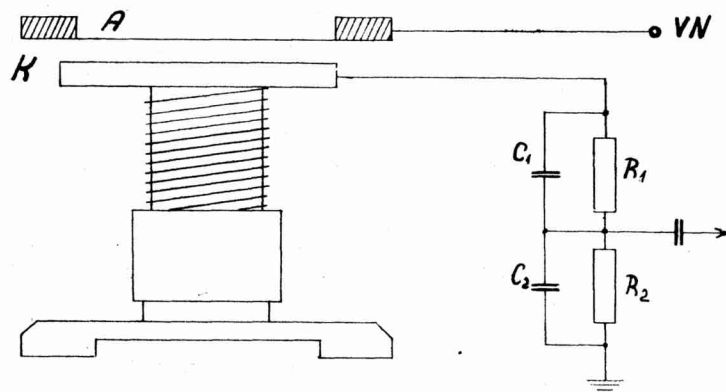
V tejto práci sa vyšetrovali vlastnosti iskrového detektora alfa-častic, pracujúceho na vzduchu pri atmosferickom tlaku. Ako sa ukazuje, v niektorých prípadoch má iskový počítač určité výhody pred inými druhmi počítačov.

V prípade vyšetrovaného počítača geometrické usporiadanie elektród bolo také, že elektrické pole okolo elektród bolo silne nehomogénne. Navyše súčin $p \cdot d$ (p je tlak vzduchu v mm Hg . cm a d vzdialenosť elektród v cm) sa pohyboval medzi 100–250 mm Hg . cm.

Pri uvedených podmienkach sa dá predpokladať, že teoretické vyšetrovanie vlastností uvažovaného typu počítača by neviedlo k praktickým výsledkom. V uvedenej časti Townsendova teória iskrového výboja a podobne teória streamerov nedávajú uspokojivý súhlas s experimentálnymi výsledkami. V začiatkovej fáze tvorenia výboja v počítači pritom rozhodujúcu úlohu hrá koronový výboj.

Alfa-častice, dopadajúce do priestoru medzi anódou a katódou, ionizáciou plynovej náplne uvoľnia prvotné elektróny, ktoré vzhľadom na veľký gradient vonkajšieho elektrostatického poľa, nárazovou ionizáciou spôsobujú vznik lavín. Nárazová ionizácia a fotoionizácia nakoniec vytvorí lavínu, ktorá prejde v streamer, vytvorí sa vodivý kanál, ktorým prejde iskový výboj. Preskokom iskry vytvorí sa impulz na zhášacom odpore, pripojenom k počítaču, napätie na počítači sa zníži o spád

napätia na odpore a výboj sa preruší, kým prelet ďalšej častice nespôsobí nový výboj. Okrem zaznamenávania impulzov dekadickým počítačom môžu sa jednotlivé častice počítať i fotografickým záznamom príslušných iskrových výbojov medzi elektródami počítača. Pri geometrickom usporiadaní elektród vlákno—rovina, citlivou oblasťou počítača je úzky pás na oboch stranách anódového vlákna. Spôsobené je to tým, že v prípade vláknovej anódy gradient poľa má značnú intenzitu len do malej vzdialenosti od vlákna. Podmienkou prerastania lavíny v streamer je, aby



Obr. 1.

intenzita elektrostatického poľa bola väčšia ako 24 kV/cm . Pre uvedený typ počítača vzdialenosť od vlákna, kde táto podmienka je splnená, siaha pri vzdialenosti elektród $1,5 \text{ mm}$ približne do $1/3$ vzdialenosti elektród.

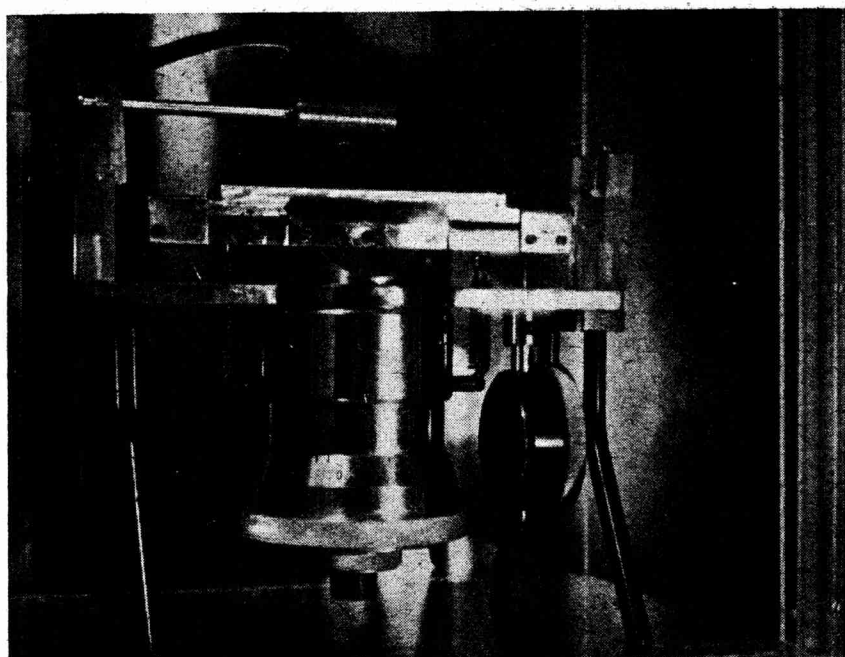
Alfa-častice, prichádzajúce v smere kolmom na os vlákna a rovinu katódy, uvoľnia pozdĺž svojich dráh také veľké množstvo sekundárnych elektrónov, že lavíny od seba nezávisle narastajú. Výsledok silového pôsobenia vonkajšieho poľa a polí priestorových nábojov za sebou idúcich lavín je ten, že lavíny ľahko môžu vytvoriť súvislý stĺpec a prejsť v streamer. Pravdepodobnosť takéhoto mechanizmu je zrejme klesajúca, ak uhol medzi stopou dopadajúcej častice a normálou sa zväčšuje.

Konštrukcia počítača

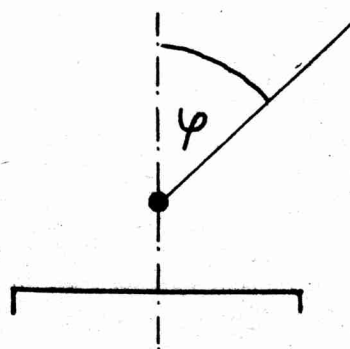
Konštrukcia počítača je znázornená na obr. 1. Anódou je volfrámový drôt o priemeru $0,1 \text{ mm}$, pripevnený na nosník z plexiskla. Katódu tvorí hliníková platnička $30 \times 100 \text{ mm}^2$. Vzdialenosť medzi elektródami sa dala regulovať mikrometrickou skrutkou od 0 do 5 mm . Celý počítač bol umiestnený do obalu z plexiskla, čím sa zamedzilo znečisteniu povrchu elektród a vplyvu atmosférických podmienok. Zdrojom alfa častíc bol preparát Po 210, umiestnený tak, aby vzdialenosť preparátu od anódového vlákna bola menšia, než je stredný dobeh alfa-častíc vo vzduchu. Fotografická snímka iskrového počítača je uvedená na obr. 2.

Pre vyšetrovanie závislosti účinnosti počítača od uhla φ , ktorý zvierá kolmica k anódovému vláknu a k rovine katódy so smerom dopadu alfa častíc, preparát Po 210 bol umiestnený na špeciálnom držiaku s kolimátorom, ktorý umožňoval otáčanie preparátu od $\varphi = 0^\circ$ do $\varphi = 90^\circ$ (obr. 3).

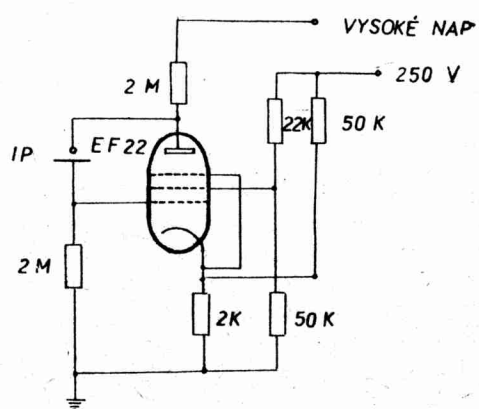
Vysoké napätie sa privádzalo zo zdroja cez delič napätia priamo na anódu. Katóda je cez odporový zhášací obvod uzemnená. Zhášací odpor sa skladal z dvoch odporov, premostených kondenzátormi a využíval sa aj ako delič napätia pre dekadický počítač impulzov. Pretože pri zmene pracovných hodnôt počítača dochádzalo k veľkým zmenám amplitúdy výstupného impulzu, bol začlenený medzi počítač a dekadický reduktor elektronický tvarovací obvod. Bol vyskúšaný aj elektronický zhášací



Obr. 2.



Obs. 3.

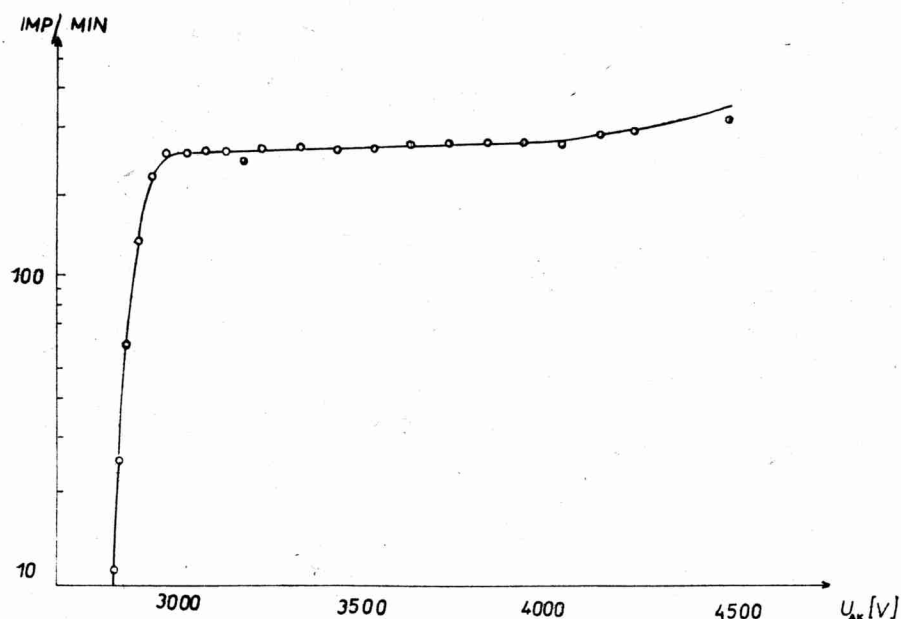


Obr. 4.

obvod, uvedený na obr. 4. Zhášací odpor je možné meniť medzi hodnotami $R_{\max}$ a $R_{\min}$, pričom $R_{\max}$ je odpor, nad ktorým počítač už nemôže pracovať v stabilnom režime a $R_{\min}$ je odpor, pod ktorým výboj sa stane trvalým.

Výsledky experimentálneho vyšetřovania vlastností iskrového počítača

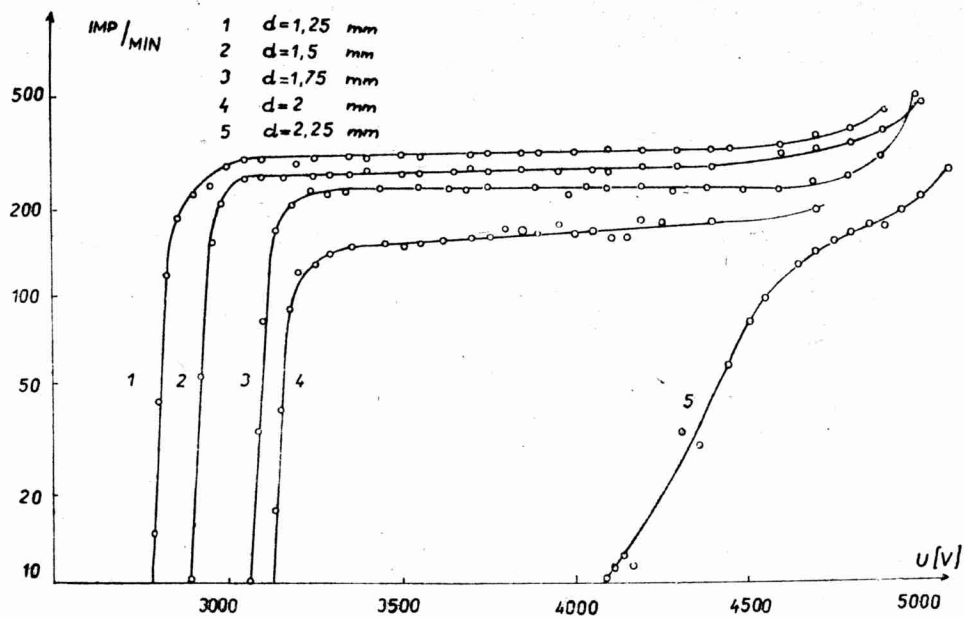
Napáťová charakteristika iskrového počítača je oproti iným, plynom plneným počítačom oveľa lepšia. Na vyšetřovanom počítači bolo dosiahnuté plateau, ktorého dĺžka prevyšuje 1000 V, pri stúpaní v strede plateau menšom ako 1 %/100 V. Typická napáťová charakteristika počítača je uvedená na obr. 5. Prah citlivosti počítača je v blízkosti napätia, pri ktorom sa objavuje koronový prúd cez počítač.



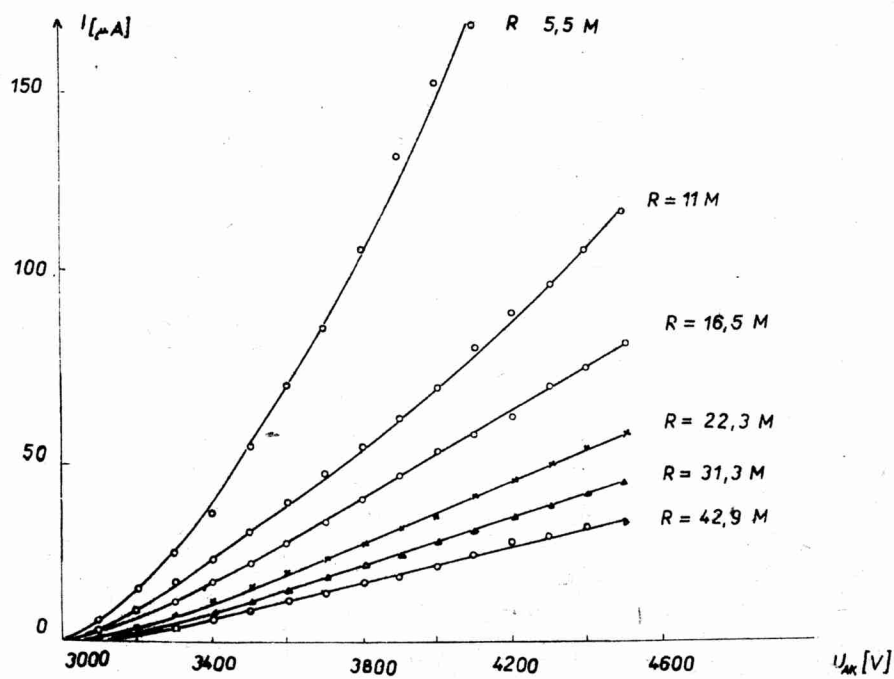
Obr. 5.

Vzájomná vzdialenosť elektród má značný vplyv na napáťovú charakteristiku počítača. Ako ukazuje obr. 6, pri vzdialenosti elektród 2,25 mm plateau sa úplne stratilo a počet zaregistrovaných alfa-častíc tiež silne poklesol. Pri malej vzájomnej vzdialenosti elektród a vyšších napätiach koronový prúd počítača nadobúda takú hodnotu, že podstatne ovplyvní jeho vlastnosti. Ak napätie U privádzame na anódu počítača, je menšie ako napätie, pri ktorom vzniká koronový výboj, trvalý prúd cez počítač je taký malý, že efektívne napätie U_{ef} a privádzané napätie U sa prakticky zhodujú. Pri koronovom prúde I , napätie U_{ef} je funkciou vonkajšieho odporu R .

$$U_{ef} = U - RI.$$



Obr. 6.



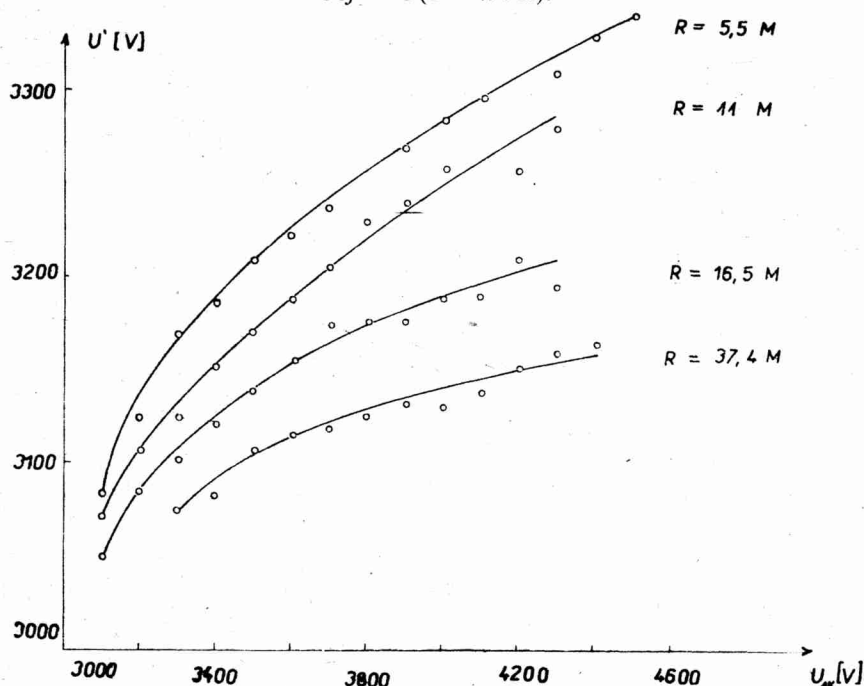
Obr. 7.

Pre danú hodnotu R , ako ukazuje obr. 7, je závislosť $I = f(U)$ skoro lineárna. Uvedenú závislosť môžeme písať v tvare

$$I = k(R) U,$$

kde k je koeficient pre dané R . Ak dosadíme túto hodnotu do predošlej rovnice, dostaneme vzťah

$$U_{ef} = U(1 - k \cdot R).$$

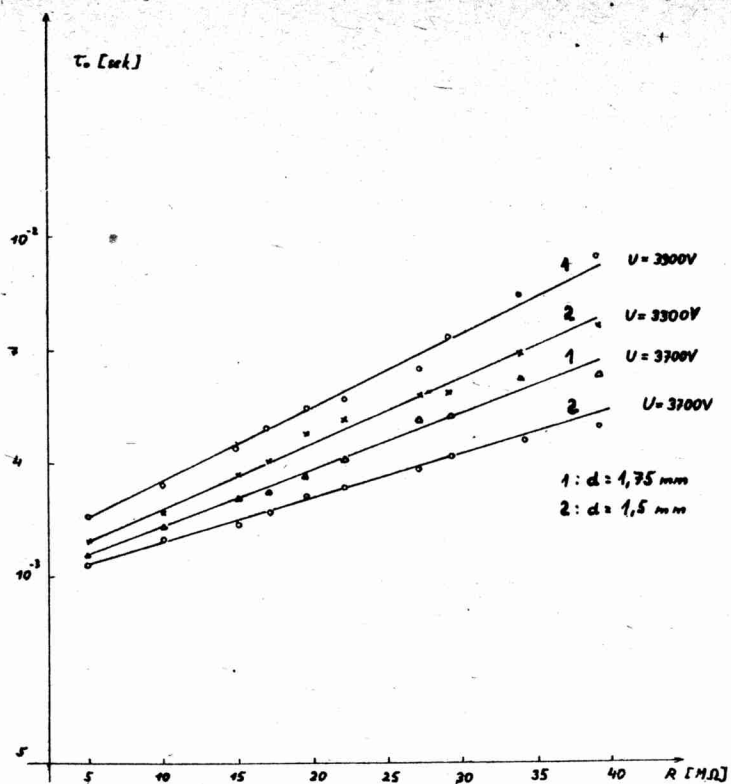


Obr. 8.

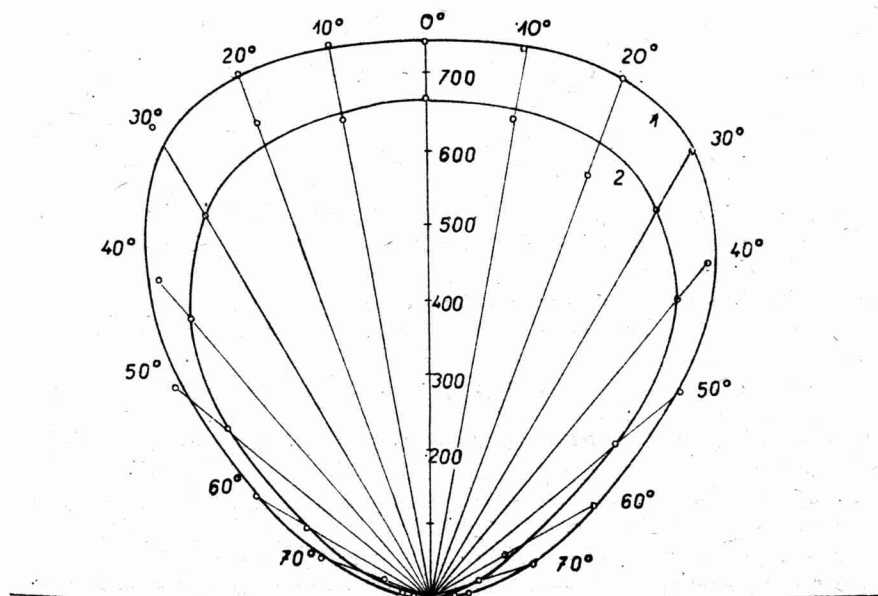
Pre hodnoty $k < 1/R$ bude U_{ef} narastať úmerne s U . Pre väčšie hodnoty R môže sa však stať, že $k > 1/R$ a v tomto prípade so zvyšovaním U bude U_{ef} klesať. Dôsledkom tohto efektu je záporný sklon napäťovej charakteristiky. Takúto zápornú napäťovú charakteristiku vykazoval počítač, vyšetrovaný Connorom [5]. V našom prípade, ako ukazuje obr. 8, pri uvedených hodnotách napätia, vzdialenosti elektród a zhášacieho odporu záporný sklon $\Delta U_{ef}/\Delta U$, a teda ani záporný sklon pracovnej charakteristiky sa nevyskytol.

Mŕtva doba iskrového počítača je pomerne veľká, čo je jednou z jeho nevýhod. U vyšetrovaného počítača sa pohybovala medzi 10^{-3} až 10^{-2} sec, podľa zvolených parametrov. Zmenou vzdialenosti elektród od 1,5 mm do 1,75 mm sa zmenšila mŕtva doba asi o 20 %. Zvýšením pracovného napätia dochádza tiež k zmenšeniu mŕtvej doby (obr. 9).

Na obr. 10 je uvedený výsledok vyšetrovania smerových vlastností iskrového počítača. Meranie sa uskutočnilo pri napätiach 3300 V a 4000 V. Ako vidieť i z grafu, počet zaregistrovaných častíc, dopadajúcich pod uhlom $\varphi > 30^\circ$, prudko klesá.



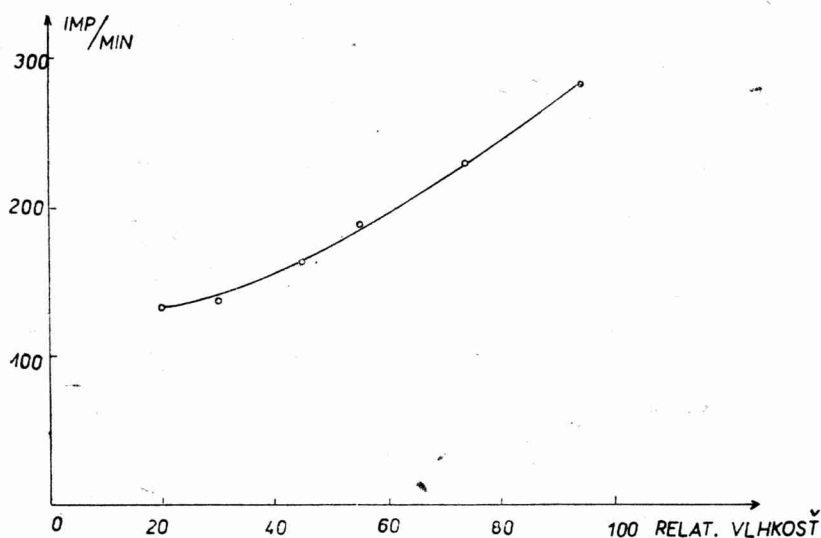
Обр. 9.



Обр. 10.

Pozadie vyšetrovaného počítacza bolo veľmi malé, menšie ako 1 imp/min. Iskrový počítáč vykazuje starnutie, čo sa prejavuje posunutím napäťovej charakteristiky a skrátením dĺžky plateau. Po 10^7 impulzoch počítáč už nezaručoval reprodukovateľnosť nameraných výsledkov. Je nutné z času na čas povrch elektród očistiť, prípadne anódové vlákno vymeniť, pričom môže však dôjsť k menším zmenám charakteristiky počítacza.

Pre iskrové počítache, pracujúce na vzduchu, je veľkou nevýhodou značná závislosť od obsahu vodných pár vo vzduchu. Ako ukazuje obr. 11, pri zmene relatívnej vlhkosti vzduchu zo 100 % na 20 % sa zmenšila účinnosť počítacza o 46 %.



Obr. 11.

Záverom možno zhrnúť prednosti a nedostatky vyšetrovaného iskrového počítacza alfa-častíc v porovnaní s inými druhmi počítáčov.

1. Tým, že počítáč pracuje bez krytu, ktorý u iných počítáčov absorbuje pomerne veľkú časť alfa-častíc, možno ho použiť ako veľmi efektívny detektor alfa častíc. Absolútna účinnosť počítacza je nad 90 %.

2. Počítáč je prakticky necitlivý na ľubovoľne veľké pozadie beta a gama žiarenia, čo u iných typov počítáčov sa buď vôbec nedá dosiahnuť, alebo v oveľa menšej miere.

3. Smerové vlastnosti uvedeného typu počítacza v niektorých prípadoch by sa dali vhodne využiť.

4. Výstupný impulz môže dosiahnuť amplitúdu až niekoľko sto voltov so strmou nábehovou hranou.

5. Konštančné zhotovenie počítacza je veľmi nenáročné.

Za nevýhodu počítacza môžeme považovať:

1. pomerne veľkú mŕtvu dobu, ktorá je rádovo 10^{-3} sec.,

2. starnutie počítacza po $10^7 - 10^8$ imp., a tým vzniknutú zmenu pracovnej charakteristiky.

3. závislosť účinnosti počítacza od obsahu vodných pár vo vzduchu.

Literatúra

- [1] H. Greinacher, Zeits. f. Physik, 16, 165 (1935)
- [2] W. Y. Chang and S. Roseblum, Phys. Rev., Vol. 67, Num. 7-8, 222 (1945)
- [3] J. W. Keuffel, Rev. Sci. Instr. Vol. 20, Num. 3, 202 (1949)
- [4] L. Madansky and R. W. Pidd, Rev. Sci. Instr., Vol. 21, Num. 5, 407 (1950)
- [5] R. D. Connor, Proc. Phys. Soc., 618, 30 (1954)
- [6] E. Andreešev i B. M. Isaev, Žurnal eksp. i teoret. fiz., T 28, Vyp. 3, 335 (1955)
- [7] L. Daddi and L. De Franceschi, Nuovo Cimento, Vol. VII. N. 6, 895 (1958)
- [8] L. Daddi and L. De Franceschi, Rev. Sci. Instr., Vol. 30, Num. 6, 419 (1959)

Искровой счетчик альфа-частиц

Ш. Шаро, М. Ганускова

Резюме

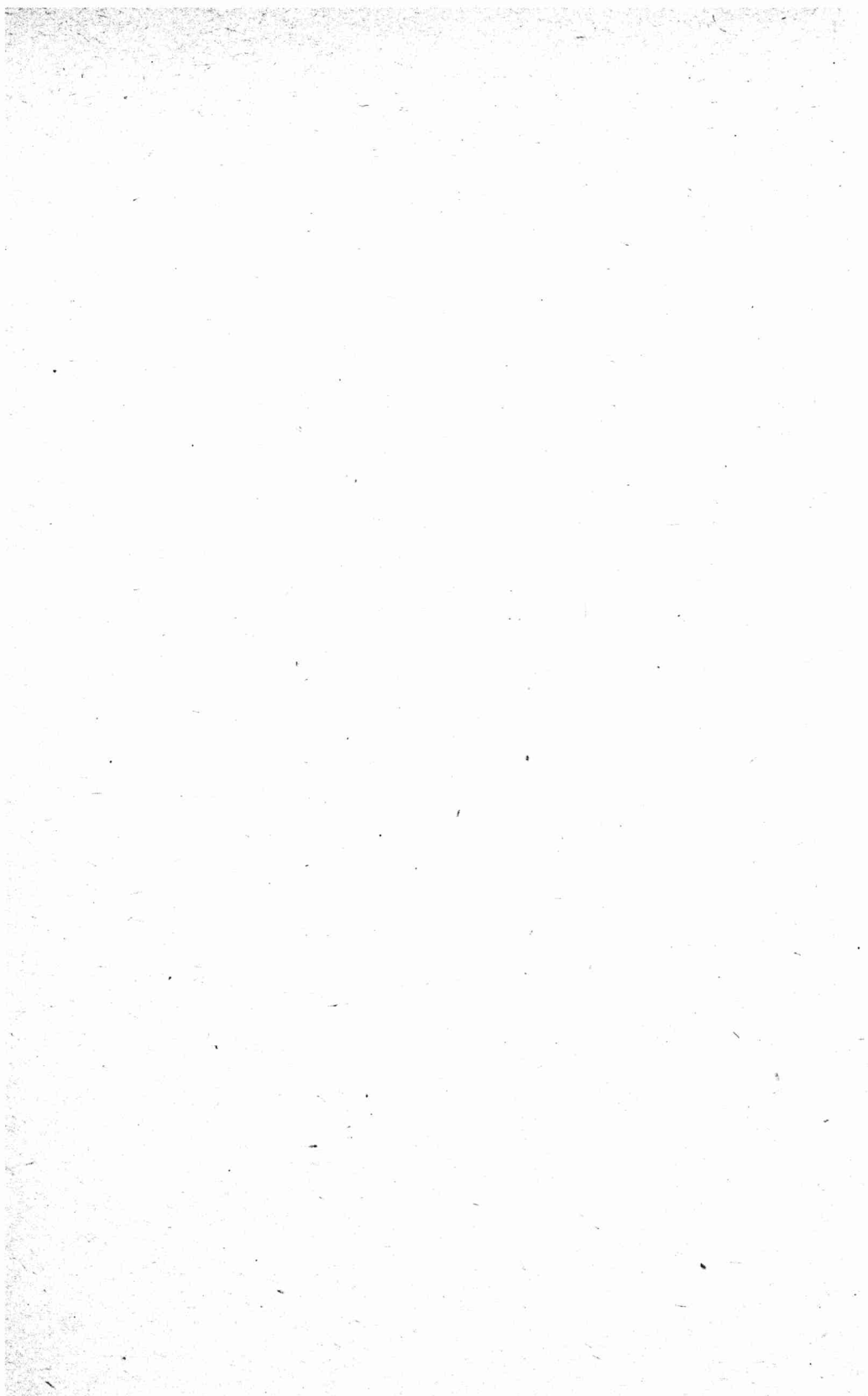
В статье приведены результаты экспериментального исследования некоторых свойств искрового счетчика с плоским катодом и нитяным анодом. Счетчик был сконструирован для регистрации альфа-частиц и работал в воздушной среде при атмосферном давлении. Фон счетчика оказался практически нулевым даже в присутствии сильных бета- и гамма-излучателей.

The Spark Counter, Operating as an Alfa-Particle Detector

Sh. Šáró and M. Hanusková

Abstract

In this article is shown result of the experimental investigation some properties of the spark counter, having single-wire anode and plane-cathode. The spark counter was constructed as an alfa-particle detector, filling about 1 atm. air. The backgr-ound counting rate was practically zero even in intensive beta- and gama-rays.



ACTA FACULTATIS RERUM NATURALIUM UNIVERSITATIS COMENIANAE

sú fakultný zborník určený k publikáciám vedeckých prác interných a externých učiteľov našej fakulty, interných a externých aspirantov a našich študentov. Absolventi našej fakulty môžu publikovať práce, v ktorých spracovávajú materiál získaný za dobu pobytu na našej fakulte. Redakčná rada vyhradzuje si právo z tohto pravidla urobiť výnimku.

Práce musia byť doporučené katedrou. Práce študentov musia byť doporučené študentskou vedeckou spoločnosťou a príslušnou katedrou.

Publikovať možno v jazyku slovenskom alebo českom, prípadne v ruskom alebo anglickom, francúzskom alebo nemeckom. Práce podané na publikovanie majú byť písané strojom na jednej strane papiera, ob riadok, tak aby jeden riadok tvorilo 60 úderov a na stránku pripadlo 30 riadkov. Rukopis treba podať dvojmo a upraviť tak, aby bolo čo najmenej chýb a preklepov. Nadmerný počet chýb zdražuje tlač a ide na účet autora.

Rukopis upravte tak, že najprv napíšete názov práce, pod to meno autora. Pracovisko, pokiaľ je na našej fakulte, sa neuvádza. Iba tam, kde je viac spolupracovníkov a niektorý z nich je z mimofakultného pracoviska, sa uvádzajú všetky pracoviská. Tiež tam, kde práca bola vypracovaná na dvoch pracoviskách, treba ich obidve uviesť.

Fotografie načím podať na čiernom lesklom papieri a uviesť meno autora, zmenšenie a text pod obrázok. Kresby treba urobiť tušom na priehľadnom papieri (pauzák) alebo na rysovacom papieri a taktiež uviesť meno autora, zmenšenie a text pod obrázok.

Každá práca musí mať resumé v ruskom a niektorom západnom jazyku. K prácam, publikovaným v cudzom jazyku, načím pripojiť resumé v slovenskom (českom) jazyku a v jazyku západnom v prípade publikácie v ruskom jazyku, alebo v ruskom jazyku v prípade publikácie v jazyku západnom. *Nezabudnite pri resumé uviesť vždy názov práce a meno autora v rovnakom poradí ako v základnom texte.* Za správnosť prekladu zodpovedá autor.

Autori dostávajú stĺpcové a zlámané korektúry, ktoré treba do 3 dní vrátiť. Rozsiahlejšie zmeny v priebehu korektúry idú na ťarchu autorského honoráru. Každý autor dostane okrem príslušného honoráru i 50 separátov.

Redakčná rada.

OBSAH

S. Šáró: Iskové počítače a iskové komory s rovinnými elektrodami	1
S. Šáró, M. Hanusková: Iskový počítač alfa-částic	39
III. Шаро: Искровые счетчики и искровые камеры с параллельными электродами	38
III. Шаро, М. Ганускова: Искровой счетчик альфа-частиц	47
Š. Šáró: The Parallel-Plate Spark Counters and Spark Chambers	38
Š. Šáró, M. Hanusková: The Spark Counter, Operating as an Alfa-Particle Detector	47