



Karol Marton*

ELEKTROFYZIKÁLNE ZÁKLADY SNÍMANIA ČIASTKOVÝCH VÝBOJOV SENZORMI KAPACITNÝMI A INDUKTÍVNÝMI

Streszczenie: V príspevku je podaná matematicko-fyzikálna analýza priebehu prúdového impulzu čiastkového výboja. Pritom sa vychádza netradične z prúdového modelu výboja v dutine. Táto úvaha vedie k teórii mikrožiariča vo forme dutinky, ktorá plní funkciu anténky, vyzarujúcej signál, charakterizovaný zložkou elektrického a magnetického poľa. Tieto zložky je možné snímať kapacitnými a induktívnymi sondami, ktoré boli zavedené v diagnostike izolačných systémov. Teoretický rozbor je doplnený experimentálnymi dôkazmi ako aj výsledkami meraní induktívnymi a kapacitnými sondami.

Słowa kluczowe: čiastkový výboj, prúdový impulz, náhradný model výboja, kapacitná a induktívna sonda, mikrožiarič, elektromagnetické pole

1. Úvod

Pokiaľ sa v diagnostike izolačných systémov zariadení vysokého a veľmi vysokého napätia aplikovala prama (galvanická) metóda snímania čiastkových výbojov, v plnom rozsahu sme vystačili s meraním a spracovaním impulzných prúdov (resp. napätí) o vysokej strmosti čela impulzu. Merania boli realizované prostredníctvom meracej impedancie, širokopásmového zosilňovača a PC techniky.

Súčasná meracia technika umožňuje sledovanie tzv. tranzientných javov (strmé impulzy) o vysokej strmosti čela prúdového dI/dt resp. napät'ového dU/dt impulzu kapacitnou, prípadne induktívnou väzbou. Signál sa získa zo zdroja čiastkových výbojov, ktorými sú spravidla defektné miesta v izolačných systémoch. Z fyzikálneho hľadiska sa tieto zdroje chovajú ako žiariče elektromagnetického vlnenia v širokom

* Katedra techník vysokých napätí FEI TU, Másiarska 74, 04 120 Košice, Slovakia

rozsahu (pásme) frekvencií. Táto skutočnosť nás vedie k myšlienke aplikovať na šírenie sa takéhoto druhu signálu Maxwellove rovnice, ktoré v plnom rozsahu popisujú zložky elektrického ako aj magnetického pol'a, čo sa dá využiť pri zachytení a ďalšom spracovaní emitovaných impulzov buď kapacitnými (zložka E) alebo induktívnymi snímačmi (zložka H) s využitím feromagnetického alebo ferimagnetického jadra s vysokou počiatočnou permeabilitou.

Pri analýze typu žiariča dospievame k názoru, že nie je možné presne definovať žiarič ako anténu čo do geometrie. Takzvanú anténu môže reprezentovať z teoretického hľadiska dráha výboja v samotnej dutine (mikrožiarič), v elektrickom resp. vodnom stromčeku, alebo tiež anténu môže tvoriť sprostredkovane vinutie vn zariadenia, prípadne pracovné uzemnenie stroja alebo transformátora.

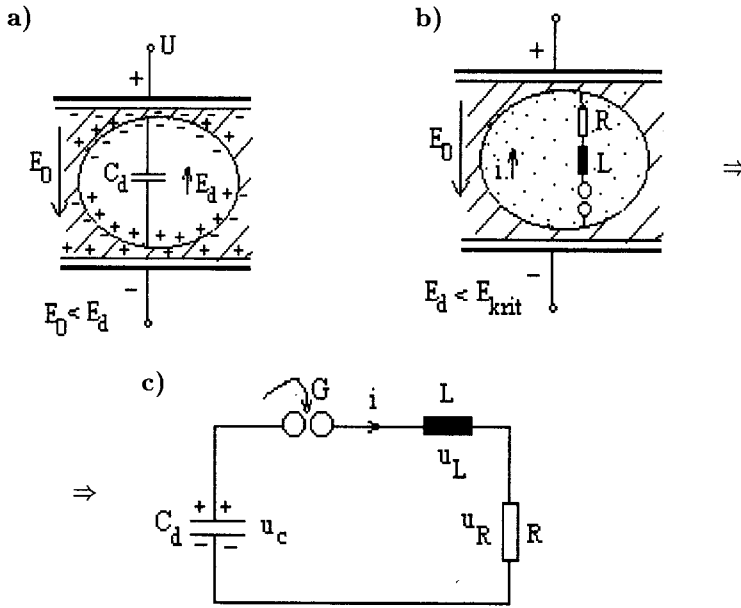
Vychádzajúc z toho, zásadne je potrebné rešpektovať vlastnosti dielektrického (ϵ_r) a magnetického (μ_r) prostredia, v ktorom sa prenos signálu odohráva. Súčasne musíme pri vyžarovaní a šírení signálu zohľadniť to, že „anténa“ emituje impulzy majúce charakter (priebeh) rozdielu dvoch exponenciálnych funkcií a nie kontinuálny harmonický priebeh prúdu. Rýchlosť s akou sa elektromagnetické pole šíri priestorom, rovná sa rýchlosti, s akou sa v tom istom prostredí šíri svetlo.

Taktiež je potrebné zvážiť to, či je možné aplikovať Maxwellove zákony vo všeobecnosti pre všetky typy izolačných systémov (vrstvené, kombinované izolácie a pod.), nakoľko je všeobecne známe, že tieto zákony platia v plnom rozsahu pre prostredie kvázi ideálne, resp. homogénne. V takomto prípade musíme počítať s určitými korekciami, nakoľko homogénne a izotropné prostredie sa vyskytuje najmä v PE kábloch a čiastočne v izoláciách tvorených epoxidovými živcami.

2. Model defektného miesta ako žiariča

Heller a Veverka [10], Kranz [9], Wlodek [6] a Marton [7] vytvorili modely dutín v izolácii. Modelovanie viedlo spravidla k analýze napät'ových, nábojových a výkonových (energetických) pomerov v dutinách dielektrika. Po zavedení nekonvenčných metód na detekciu čiastkových výbojov, založených na snímaní elektrickej (E), prípadne magnetickej (H) zložky elektromagnetického vlnenia sa ukázalo (ako to v ďalšej časti dokážeme), že absolútne hodnoty amplitúd týchto veličín (E a H) sú priamo úmerné amplitúde prúdu, tečúceho žiaričom, prípadne defektným miestom. Tento fyzikálny jav nás vedie k postaveniu prúdového modelu defektného miesta. Kvli jednoduchosti vychádzame z jednej plynom vyplnenej dutiny v izolácii, napr. v tvare rotačného elipsoidu. V tejto dutine pri prekročení kritickej hodnoty intenzity elektrického pol'a vzniká výboj, ktorý navonok reprezentuje mikrožiarič elektromagnetického vlnenia. Elektrofyzikálne procesy vystihuje obr. 1.

V plynom vyplnenej dutine je po priložení napätia na elektródy intenzita elektrického pol'a E_d . Objem dutiny predstavuje mikrokapacitný útvar o hodnote C_d (obr. 1a). Po prekročení intenzity pol'a v dutine z hodnoty E_d na E_{krit} ($E_{krit} > E_d$) dochádza k „zapáleniu“ výboja, pričom výbojovým kanálom o odpore R a indukčnosti L tečie prúd i (obr. 1b). Pre model na obr. 1c po vzniku výboja na fiktívnom gul'ovom



Rys. 1. Náhradný model dutinky znázornený prúdovým impulzným generátorom

iskrišti G napíšeme diferenciálnu rovnicu [5]:

$$L \frac{di}{dt} + Ri + \frac{1}{C} \int i dt = 0 \quad (1)$$

ktorá po úprave derivovaním podľ'a dt získa tvar diferenciálnej rovnice druhého rádu pre prúd:

$$L \frac{d^2i}{dt^2} + R \frac{di}{dt} + \frac{1}{C} i = 0 \quad (2)$$

Charakteristická rovnica je $L\alpha^2 + r\alpha + \frac{1}{C} = 0$, ktorej korene sú:

$$\alpha_{1,2} = -\frac{R}{2L} \pm \sqrt{\frac{R^2}{4L^2} - \frac{1}{LC}} = -\delta \pm \sqrt{\delta^2 - \omega^2} = -\delta \pm \beta \quad (3)$$

pričom sme zaviedli označenia: $\delta = R/2L$ a $\omega = 1/\sqrt{LC}$. Kruhový rezonančný kmitočet ω (uhlová rýchlosť) sa vzťahuje na príslušný náhradný obvod. Z troch prípadov $\alpha_1 \neq \alpha_2$, $\alpha_1 = \alpha_2$, α_1, α_2 sú komplexné budeme uvažovať prípad prvý. Všeobecný tvar riešenia je nasledovný:

$$i(t) = A_1 e^{\alpha_1 t} + A_2 e^{\alpha_2 t} \quad (4)$$

Pri matematicko-fyzikálnej analýze vzniku a priebehu čiastkového výboja vychádzame z počiatočných podmienok, ktoré sú rovnaké pre jednotlivé prípady:

- $i(0) = 0$, čo znamená, že pred vznikom čiastkového výboja netečie žiaden prúd dutinou,
- $u_c = -U_0$, čo svedčí o tom, že pred výbojom je na kapacite C_d napätie U_0 .

Ďalšia matematická podmienka $i'(0)$ sa určí z rovnice (1) za predpokladu, že $t = 0$:

$$L \left(\frac{di}{dt} \right)_{t=0} + Ri(0) + u_c(0) = 0 \quad (5)$$

Po úprave: $L \cdot i'(0) - U_0 = 0$, takže dostávame pre $i'(0)$

$$i'(0) = \frac{U_0}{L} \quad (6)$$

Výskumom bolo dokázané, že priebeh prúdového impulzu má charakter aperiódickej funkcie. Tomu zodpovedá riešenie základnej rovnice, ak sú korene α_1 a α_2 reálne a rôzne. Tento prípad nastane vtedy, ak bude diskriminant v (3) kladný, čo znamená:

$$\frac{R^2}{4L^2} > \frac{1}{LC} \quad \text{prip.} \quad R > 2\sqrt{\frac{L}{C}}$$

Z toho vyplýva, že rovnica (4) po vyriešení integračných konštánt a po dosadení koreňov α_1 a α_2 bude mať tvar:

$$i(t) = I_0 \left(e^{-\frac{t}{\tau_1}} - e^{-\frac{t}{\tau_2}} \right) \quad (7)$$

kde

$$\tau_1 = \frac{1}{\delta - \beta} = \frac{1}{\frac{R}{2L} - \sqrt{\frac{R^2}{4L^2} - \frac{1}{LC}}} \quad (8)$$

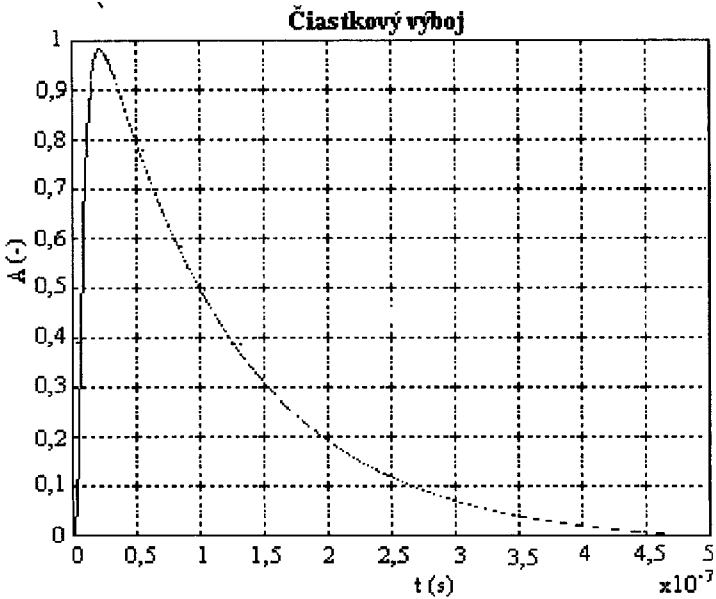
$$\tau_2 = \frac{1}{\alpha + \beta} = \frac{1}{\frac{R}{2L} + \sqrt{\frac{R^2}{4L^2} - \frac{1}{LC}}} \quad \text{sú časové konštanty} \quad (9)$$

Z hľadiska strmosti čela a tylu impulzu čiastkového výboja je pozoruhodné, že časové konštanty τ_1 a τ_2 určujú tvar a charakter priebehu impulzu, ktorý je prirodzene úmerný zdanlivému náboju q čiastkového výboja. Dominujúcimi zložkami sú prvky R a C . Nakoľko $\delta > \beta$, bude $\tau_1 > 0$ aj $\tau_2 > 0$ avšak $\tau_1 > \tau_2$. To znamená, že zložka prúdu $i_1(t) = I_0 e^{-t/\tau_1}$ bude zanikať pomalšie než zložka $i_2(t) = I_0 e^{-t/\tau_2}$. Výsledný priebeh získaný modelovaním počítačom je na obr. 2.

Čas, kedy $t = t_m$, to znamená kedy prúd dosiahne maximálnu hodnotu, dostaneme z podmienky $di/dt = 0$, pričom $I_0 \neq 0$:

$$t_m = \frac{\tau_1 \cdot \tau_2}{\tau_1 - \tau_2} \ln \frac{\tau_1}{\tau_2} \quad (10)$$

Rovnako je možné určiť aj priebehy napätí na jednotlivých pasívnych prvkoch náhradného modelu.

Rys. 2. Priebeh $i(t)$

3. Princíp prenosu signálu z výboja

Kvôli existencii a šíreniu sa elektromagnetického pol'a priestorom je bezpodmienečne nutné, aby jestvovalo niekde v priestore také miesto, v ktorom sa mení v závislosti na čase hustota elektrického priestorového náboja ρ alebo hustota elektrického prúdu I . V opačnom prípade, keby aj existoval v priestore prúd alebo náboje, ale keď sa v čase nemenia, vznikne v priestore statické magnetické resp. elektrické pole, ktoré sa po ustálení už ďalej nijako nemení, teda ani priestorom sa nešíri. Ak jedna z týchto veličín sa v závislosti na čase mení, môžeme určiť elektrickú a magnetickú zložku elektromagnetického pol'a, ktoré sa šíri priestorom od miesta, kde príslušná zmena v čase nastáva. Miesto, kde k tomu dochádza, definujeme pojmom žiarič elektromagnetického pol'a.

Predpokladajme, že prúd alebo náboje sú sústredené iba na žiariči. Keďže ostatné obklopujúce prostredie je dokonale nevodivé, v tejto časti nebudeme uvažovať iné elektrické prúdy.

Riešme taký prípad, kedy sa mení prúd v čase podľa rovnice (7) t.j.

$$i(t) = I_0 \left(e^{-\frac{t}{\tau_1}} - e^{-\frac{t}{\tau_2}} \right)$$

Rovnica bola odvodená v kapitole 2 za predpokladu, že v dutine vzniká výboj a pod podmienkou, že výboj neprechádza do oblúka. V defektnom mieste takého typu dochádza k vyžarovaniu energie, pričom výkon, ktorý sa odvádza jednotkou objemu

do okolitého prostredia v uvažovanom mieste je [4]

$$w = -\bar{E}\varepsilon \frac{\partial \bar{E}}{\partial t} - \bar{H}\mu \frac{\partial \bar{H}}{\partial t} \quad (11)$$

Dej, ktorý sa pritom v priestore odohráva možno opísať štyrmi Maxwellovými rovnicami [1], [2], [3], [4] v diferenciálnom tvare:

$$\nabla \times \bar{H} = \bar{I} + \frac{\partial \bar{D}}{\partial t}, \quad \nabla \times \bar{E} = -\frac{\partial \bar{B}}{\partial t}, \quad \nabla \cdot \bar{D} = \rho, \quad \nabla \cdot \bar{B} = 0 \quad (12)$$

Symbolika je známa z teórie elektrického pol'a. Priame riešenie rovníc (12) je veľmi zložité. Táto úloha sa dá realizovať zavedením pomocných veličín [2] z ktorých je možno pomerne jednoducho určiť vektory elektrického a magnetického pol'a. Pre určenie magnetickej zložky pol'a zavádzame tzv. vektorový potenciál $\bar{A}(\bar{r}, t)$ a definujeme ho: $\bar{B} = \nabla \times \bar{A}$. Analogicky pre určenie elektrického pol'a zavádzame skalárny potenciál $\varphi(\bar{r}, t)$ a definujeme ho vzt'ahom:

$$\bar{E} = \nabla\varphi - \frac{\partial \bar{A}}{\partial t}$$

Dosadením vyššie uvedených vzt'ahov do 2. Maxwellovej rovnice dostaneme rovnicu:

$$-\nabla \left(\nabla \cdot \bar{A} + \mu\varepsilon \frac{\partial \varphi}{\partial t} \right) + \nabla^2 \bar{A} - \mu\varepsilon \frac{\partial^2 \bar{A}}{\partial t^2} = -\mu I^2 \quad (13)$$

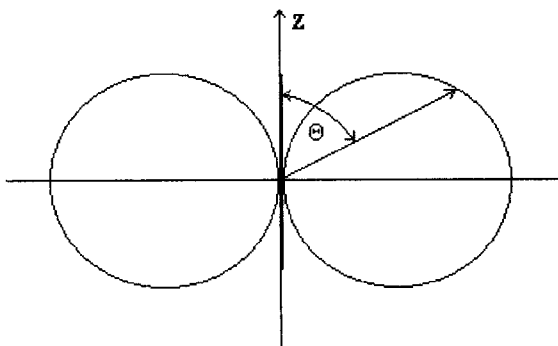
Po matematických úpravách a zavedením $\varepsilon\mu = c^{-2}$ dostaneme pre hľadané potenciály rovnice:

$$\nabla^2 \bar{A} - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \bar{A}}{\partial t^2} = -\mu I \quad \text{a} \quad \nabla^2 \varphi - \frac{1}{c^2} \frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} = -\frac{\rho}{\varepsilon} \quad (14)$$

Zavedený vektorový (\bar{A}) a skalárny (φ) potenciál sú funkciami nielen priestoru ale aj času, nazývame ich dynamickými potenciálmi. Rovnice tohoto typu sú známe pod názvom d'Alambertove rovnice [1], [2], [4]. Všeobecne sa riešia pre objemový element, v ktorom dochádza k zmene priestorových nábojov. Keďže však priečne rozmery žiariča („antény“) sú veľmi malé, objemový integrál nahrádzame čiarovým. Smer prúdu I je totožný s osou mikrožiariča, v dôsledku čoho intenzita magnetického pol'a bude obsahovať iba zložky \bar{H}_x a \bar{H}_y , z čoho $\bar{H} = \sqrt{(\bar{H}_x^2 + \bar{H}_y^2)}$. Amplitúda tejto zložky pol'a je

$$H = \frac{1}{4\pi} \frac{I_0 l \omega}{r \cdot c} \sin \theta = \frac{1}{2c} \frac{I_0 l \cdot f}{r} \sin \theta \quad (15)$$

pričom: l – dĺžka žiariča ω – uhlová rýchlosť (kruhová frekvencia) r – poloha skúmaného bodu c – rýchlosť svetla ($c = 1/\sqrt{\mu\varepsilon}$) θ – uhol, ktorý zvierá sprievodič r s osou z (pozri obr. 3).



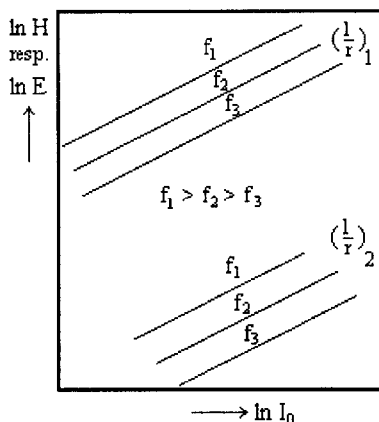
Rys. 3. Vyžarovací diagram mikrožiariča

Analogicky vypočítame amplitúdu elektrickej zložky pol'a:

$$E = \frac{1}{4\pi\epsilon \cdot c^2} \frac{I_0 l \cdot \omega}{r} \sin \theta = \frac{1}{2\epsilon c^2} \frac{I_0 l \cdot f}{r} \sin \theta \quad (16)$$

kde ϵ – absolútna permitivita prostredia

Vypracovali sme diagramy závislostí $H(I)$ a $E(I)$, pričom parametrom je frekvencia f alebo pomer l/r prípadne uhol θ (pozri obr. 4).



Rys. 4. Závislosť reálnej amplitúdy intenzity elektrického, prípadne magnetického pol'a ak f , resp. l/r je parametrom

Priebehy majú stúpajúci charakter s predpokladaným zvyšovaním hodnoty výbojového prúdu. Nakoľko sa jedná o výbojový prúd aperiodického priebehu, je potrebné uvažovať s harmonickými zložkami vyšetřovaného signálu. Dolník [11] stanovil vzťah pre určenie frekvencie základnej harmonickej zložky a zložiek vyšších harmonických pre akúkoľvek strmosť aperiodického priebehu signálu.

Výpočty poukázali na to, že hodnoty E a H korešpondujú s hodnotami v praxi nameranými.

4. Experimentálne overenie teoretických predpokladov

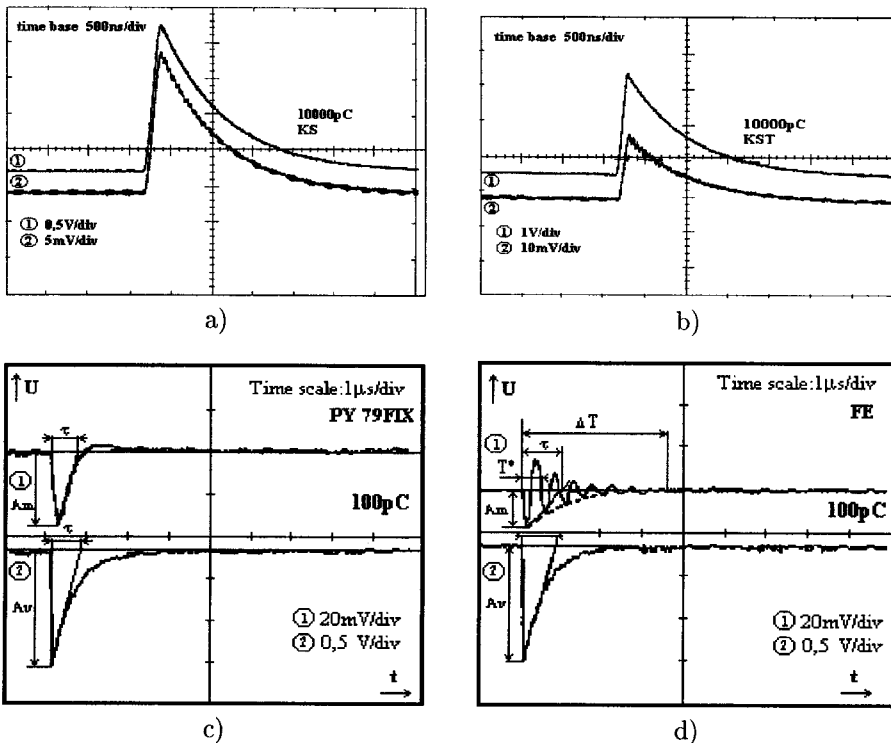
Bol vytvorený žiarič (anténa) do ktorého po impedančnom prispôbení bol injektovaný signál náboja o hodnote $10^4 - 10^3 - 10^2 - 10$ pC. Injektáž bola realizovaná z profesionálneho kalibrátora častkových výbojov firmy TETTEX-AG Instruments typ 0216.

Sondy používané pre detekciu častkových výbojov boli pripojené na vstup digitálneho osciloskopu IWATSU s napojením na PC techniku, resp. printer. Bola sledovaná odozva zo sondy na vnútený signál z generátora impulzov častkových výbojov, ktoré odpovedali norme IEC 270.

Testované boli tieto senzory:

- kapacitná sonda s dielektrikom o $\epsilon_r = 500$ (KS),
- kapacitná sonda s Cu terčíkom (KST),
- indukčívna sonda typu PERMALLOY,
- indukčívna sonda typu FERIT-B.

Výsledky sú znázornené súborne na obr. 5.



Rys. 5. Porovnanie zachyteného signálu E kapacitnou sondou a indukčívnu sondou H ku signálu vnútenému

Vyhodnotením pomeru zachyteného signálu voči vnútenému sa dá dokázať, že sondy veľmi verne kopírujú pôvodný tvar signálu, pričom hodnota pomeru $U_{gen} : U_s$ je vyššia pri použití kondenzátorového terčika z keramiky (permitit) voči terčiku z Cu (KS-100%, KST-75% signálu).

Porovnaním indukčnej sondy z kompaktného feromagnetického materiálu o vysokej počítateľnej permeabilite ($35-50 \cdot 10^4$) s materiálom feritickým pre vysokofrekvenčnú techniku konštatujeme nasledovné: Echo zo sondy s feritickým jadrom vykazuje tlmené oscilácie, čo je zapríčinené štruktúrou a fyzikálnymi vlastnosťami feritu.

5. Záver

Bol analyzovaný model dutinky (defektného miesta) v izolácii RLC prvkami. Výboj v plynom vyplnenej dutine produkuje prúdový impulz, ktorého tvar, resp. časový priebeh závisí od diskretných veličín každého defektného miesta osobitne. Prúd pretekajúci pri výboji je analogický prúdu tečúceho žiarivom z ktorého signál vo forme elektromagnetického vlnenia umožňuje snímať kapacitnými sondami elektrickú a indukčnými sondami magnetickú zložku vyžiarenu defektným miestom. To dáva možnosť k využitiu tejto metódy v bezdemontážnej diagnostike vn a vvn zariadení.

Pod'akovanie:

Autor považuje za milú povinnosť pod'akovať sa za pomoc pri realizácii experimentov svojim spolupracovníkom Dr. Ing. Dolníkovi, Ing. Baloghovi a Ing. Mentovej.

Literatura

- [1] Feynmann et al.: *The Feynmann Lectures of Physics*, Vol. 6 (preklad do maďarčiny) Müszaki Könyvkiadó Budapest, 1970.
- [2] Kupaljan S. D.: *Elektromagnitnoje pole*, Gosudarstvennoje energetičeskoje izdatel'stvo, Moskva, 1963.
- [3] Šumichrast L'. et al.: *Teória elektromagnetického poľa*, ALFA Bratislava, 1985.
- [4] Grozdjak L.: *Základy elektrotechniky, prenosu a spracovania správ*, SVTL Bratislava, 1962.
- [5] Székely J.: *Teoretická elektrotechnika I.*, 2.diel, ALFA Bratislava, 1969.
- [6] Włodek R.: *Mechanizmy działania wyładowan niezupelnych w dielektrykach*, Wydawnictwo naukowe PWN, Warszawa, 1992.
- [7] Marton K.: *Technika vysokých napätí*, ALFA Bratislava, 1983.
- [8] Niemeier L., Fruth B., Gutfleisch F.: *Simulation of Partial Discharges in Insulation Systems*, 7th ISH Dresden 1991, Vol. 7, 71.05 p. 25.
- [9] Alsheikhly A., Kranz H. G.: *A new Approach for a Basic Understanding of PD-Phenomena*, 7th ISH Dresden 1991, Vol. 7, 71.04 p. 21.
- [10] Veverka A.: *Technika vysokých napětí*, SNTL/ALFA Praha, 1978.
- [11] Dolník B.: *Výpočet frekvencie vyšších harmonických*. Interná správa KTVN, Košice, 1997

ELECTROPHYSICAL BASIS OF SCANNING THE PARTIAL DISCHARGES BY CAPACITIVE
AND INDUCTIVE PROBES

In this paper the mathematical and physical analysis of current impulse due to partial discharge is given. The current impulse is analysed by non-traditional way as cavity discharge model. This phenomena is associated with theory of antennas which radiates signal with both electric and magnetic component of field. These components can be measured by capacitive and inductive probes which are used in diagnostics of insulating systems. Several experiments and measurements with inductive and capacitive probes were performed.