

UTICAJ OTPORA UZEMLJENJA OBJEKTA NA STRUJU ATMOSFERSKOG PRAŽNJENJA U TAČKI UDARA

M. Tausanović, PD Elektrodistribucija Beograd d.o.o, Srbija
J. Cvetić¹, Elektrotehnički fakultet Beograd, Srbija
M. Ignjatović, Elektrotehnički fakultet Beograd, Srbija
D. Pavlović, Elektrotehnički fakultet Beograd, Srbija
N. Mijajlović, Elektrotehnički fakultet Beograd, Srbija

UVOD

Naelektrisanje koje je deponovano na tankom i dugačkom provodnom jezgru kanala atmosferskog pražnjenja (AP) tokom kretanja step ili dart- lidera stvara električno polje pretežno u radijalnom pravcu koje prevazilazi vrednost kritičnog probojnog polja. Odbojne elektrostatičke sile guraju naelektrisanje izvan jezgra kanala sve dok radijalno električno polje ne postane manje od vrednosti probojnog polja. Kao rezultat, kanal AP sadrži tanko provodno jezgro koje je okruženo radijalnim korona omotačem. U literaturi se usvajaju različite vrednosti probojnog polja, Baum i Baker (1) smatraju da ono iznosi oko 2 MV/m, dok Kodali (2) usvaja manju vrednost, 1 MV/m. Uobičajen model kanala AP u savremenoj literaturi je izložen u radovima Uman (3) i Rakov i Uman (4). To je azimutalno simetrična cilindrična struktura sa naelektrisanjem lidera uskladištenom u omotaču korone (u poluprečniku reda veličine nekoliko metara oko tankog jezgra), a visoko provodni centralni deo korone tj. jezgro kanala AP (u stanju visoko provodne plazme, poluprečnika oko 1 cm), provodi svu aksijalnu struju. Pretpostavljena slika kanala AP sa korona omotačem i jezgrom može se naći u studiji Heckman i Williams (5). Po njima, oblast omotača korone sa električnim poljem većim od 1 MV/m postaje provodna u roku od nekoliko nanosekundi pri pritisku od 500 mbar. Ovo je oblast u kojoj se javlja ravnomeran proboj. Ukoliko je naelektrisanje kanala AP pozitivno, nosioci iz oblasti ravnomernog proboja će formirati strimere koji kreću iz oblasti kanala sa ravnomernom raspodelom i produžavaju se sve dok polje ne opadne na manje od 0.2 MV/m. U poljima većim od 0.2 MV/m pozitivni strimeri rastu i prelaze razdaljine od barem 1 m, kao u radu Griffiths i Felps (6).

Inženjerski modeli povratnog udara mogu se podeliti u dve kategorije, transmission-line (TL) modeli (koji se takodje nazivaju i modeli strujne propagacije) i traveling-current-source (TCS) modeli (koji su takodje poznati kao modeli sa putujućim strujnim izvorom). TCS modeli opisuju proces povratnog udara preko putujućeg strujnog izvora koji injektuje strujni impuls u kanal koji se kreće naviše nekom brzinom za koju se kao i kod TL modela usvaja vrednost manja od brzine svetlosti. Fizički gledano, strujni generator je naelektrisani omotač korone locirane oko centralnog dela jezgra u kanalu AP, koji se tokom povratnog udara razelektriše. Tipični modeli ove kategorije su Bruce-Golde model (BG) (13), klasičan TCS model u radu Heidler (14), Deindorfer-Uman-ov (DU) model (15), kao i modifikovani DU (MDU) (16). Razvijen je generalizovani TCS model (GTCS) povratnog udara u radu Cvetić i Stanić (17). On predstavlja generalizaciju svih TCS tipova modela, uzimajući u razmatranje da BG, TCS, DU i MDU mogu biti izvedeni iz GTCS modela kao specijalni slučajevi. Prema GTCS modelu, struja baze kanala, poduzna količina naelektrisanja u kanalu kao i brzina povratnog udara su poznate

¹cvetic_j@etf.rs

(izmerene) veličine. One određuju takozvanu funkciju pražnjenja kanala, kao u radu Cvetić, Stanić i Helidler (18).

U modelu korone AP koji je korišćen u ovom radu, elektrostatičko polje ima dominantan uticaj na sve procese u kanalu i određuje funkciju pražnjenja. Zanimajući su svi ostali uticaji, npr. kinetički pritisak u omotaču kanala, uticaj magnetnog polja (Lorentzova sila), difuzija nosilaca, itd. Korišćen model korone je kvazistatičan. Promene gustine naelektrisanja u omotaču korone stvaraju vremenski promenljiva elektrostatička polja i proizvode radijalne struje. Ovo omogućava da se izračuna funkcija pražnjenja kanala, koja se bazira na merenjima električnog polja u blizini jezgra kanala, kao u radu Miki sa saradnicima (20).

Strujni impulsi generisani strujnim izvorima duž kanala AP se kreću ka zemlji reflektujući se u tački udara u zavisnosti od otpornosti uzemljivača odnosno njegovog koeficijenta refleksije. Ukupna, merena struja u tački udara je zbir svih inicijalnih strujnih impulsa koje se kreću naniže i reflektovanih komponenti koje se kreću naviše. Idealno provodno tlo ima koeficijent refleksije jednak 1, dok je teorijska vrednost za neprovodno tlo jednaka -1. Za dobro uzemljene objekte u realnom tlu vrednost koeficijenta refleksije je 0.5-0.7. U ovom radu je ispitan uticaj koeficijenta refleksije na struju u tački udara i njen izvod korišćenjem GTCS modela povratnog udara.

DVOSLOJNI MODEL KORONA OMOTAČA TOKOM POVATNOG UDARA

Maslovski i Rakov (19) su pretpostavili postojanje dve zone u korona omotaču oko jezgra kanala AP munje tokom faze povratnog udara (slika 1). U skladu sa zaključcima iz studije Heckman i Williams (5), oni su podelili omotač kanala na dve zone, unutrašnju zonu (zona 1) gde se odigrava tzv. ravnomerni proboj i koja sadrži neto pozitivna naelektrisanja i spoljašnju zonu (zona 2) gde se nalaze samo negativna naelektrisanja. Zona 3 na slici 1 predstavlja okolni vazduh i ne sadrži naelektrisanja. Sličnu električnu strukturu omotača korone povratnog udara proučavao je Gorin (22), koji je proučavao procese u koroni tokom faze povratnog udara. U slučaju GTCS modela, postojanje zone 1 sa pozitivnim naelektrisanjem može se fizički objasniti na sledeći način: pražnjenje omotača korone počinje od jezgra kanala i širi se radijalno (azimutalno homogeno) ka spoljašnjim slojevima odnosno ka zoni 2. Jako električno polje koje potiče od pozitivnih naelektrisanja u zoni 1 ima pretežno radijalni pravac i usmereno je od jezgra do spoljašnosti. Ono deluje na negativna naelektrisanja u zoni 2 navodeći ih da ubrzavaju ka jezgru. Ceo proces pražnjenja omotača sa neto negativnim naelektrisanjem može se zapravo opisati punjenjem omotača kanala sa pozitivnim naelektrisanjima u zoni 1. Granica proširenja odnosno poluprečnik zone 1 je definisan kritičnom vrednošću pozitivnog električnog polja koje je jednako probojnom polju E_r^+ , kao što je opisano u radovima (19) i Tausanović sa saradnicima (23). Treba napomenuti da se kritično probojno polje ne može trenutno uspostaviti nego je za to potrebno izvesno vreme (prema studiji Heckman i Williams-a (5), proboj se dešava u roku od nekoliko nanosekundi u poljima većim od 1 MV/m). Pretpostavlja se da je vreme uspostavljanja polja mnogo kraće od karakterističnog vremena potrebnog za ekspanziju omotača korone u zoni 1, što se pokazalo kao opravdana pretpostavka (19), (23) pa se proces ekspanzije zone 1 može smatrati kvazistatičnim. Radi jednostavnosti pretpostavili smo konstantnu vrednost probojnog polja kao u studijama (19), (23).

U skladu sa pretpostavkom koja je data u (22) uzeli smo u obzir uticaj jakog električnog polja (reda veličine MV/m), koje je generisano dejstvom pozitivnih naelektrisanja u zoni 1 na negativna naelektrisanja u zoni 1 i 2. Zahvaljujući jakim privlačnim silama, negativna naelektrisanja se pomeraju ka jezgru, povećavajući gustinu u zonama 1 i 2 (slika 1). Ukupno polje na granici obe zone se dobija superpozicijom polja koja stvaraju obe vrste naelektrisanja. Pretpostavljeno je da je prostorna gustina negativnih naelektrisanja u obe zone jednaka (sa ravnomernom radijalnom i azimutalnom raspodelom). Usled sažimanja zone 2, negativna vrednost proboja električnog polja E_r^- na spoljašnjoj površini zone 2 održava konstantnu vrednost tokom povratnog udara. Konačni rezultat je skupljanje celokupnog omotača korone do vrednosti prečnika jezgra kanala i prostorna neutralizacija svih naelektrisanja u njoj. Usled nedostatka preciznih eksperimentalnih podataka pretpostavili smo da je jačina negativnog i pozitivnog probojnog polja jednaka, odnosno $|E_r^-| = E_r^+$.

Uzimajući u razmatranje predloženu strukturu omotača korone, prema GTCS modelu (17), (18), poduzna gustina naelektrisanja u kanalu tokom povratnog udara može se izraziti kao:

$$q_{tot}^-(z) \cdot f(u) = q_{tot}^-(z) + q_0^+(z) f^+(u), \quad u = t - z/v, \quad (1)$$

gde je q_{tot}^- poduzna gustina naelektrisanja lidera (inicijalna negativna poduzna gustina naelektrisanja unutar R_{max}^- u zoni 2 neposredno pre povratnog udara), R_{max}^- je maksimalni poluprečnik korona omotača sa negativnim naelektrisanjem, f je funkcija pražnjenja kanala definisana u GTCS modelu (17), (18), $q_0^+ f^+(z) dz$

je pozitivno naelektrisanje koje dolazi iz jezgra i ravnomerno se širi u zoni 1 tokom faze povratnog udara, f^+ je funkcija punjenja kanala (puni se zona 1 sa pozitivnim naelektrisanjima), i $q_0^+ = |q_{tot}^-|$ je podužna gustina pozitivnog naelektrisanja koje se deponuje tokom trajanja povratnog udara unutar granica R_{out}^+ i jednaka je podužnoj gustini naelektrisanja lidera (slika 1). Generalizovano vreme je označemo kao $u = t - z/v$, gde je t apsolutno vreme računato, z je visina posmatranog dela kanala, a v je brzina povratnog udara. Iz jednačine (1) vidimo da se funkcija punjenja kanala f^+ može definisati kao:

$$f^+ = 1 - f. \quad (2)$$

Prema osobinama GTCS modela (18), funkcija f^+ mora da zadovolji sledeće uslove:

$$a) f^+(u \leq 0) = 0, \quad b) 1 > f^+(u > 0) > 0, \quad c) (df^+ / du)_{u \geq 0} \geq 0 \quad d) f^+(u \rightarrow \infty) = 1. \quad (3)$$

ELEKTRIČNO POLJE PRI POVROTANOM UDARU U ZONI 3

U cilju izračunavanja električnog polja u blizini omotača korone pretpostavili smo postojanje veoma uskog, ali veoma provodnog centralnog jezgra koje je okruženo korona omotačem. Procenjena vrednost prečnika jezgra R_c može varirati od nekoliko milimetara da nekoliko centimetara, dok je prečnik omotača korone R_{max}^- procenjen na nekoliko metara (4). Stoga jezgro ne sadrži slobodna naelektrisanja dok su njegove dimenzije zanemarljive u odnosu na prečnik korona omotača tj. $R_c \ll R_{out}^-$.

S obzirom na to da su pozitivno naelektrisanje $q_0^+ f^+ dz$ u zoni 1 i negativno naelektrisanje $-q_0^- dz$ u zonama 1 i 2 zatvoreni Gausovim cilindrom, električno polje u zoni 3 je

$$E_3 = \frac{q_0^+}{2\pi\epsilon_0} \frac{f^+ - 1}{r}. \quad (4)$$

Opravdanost primene Gausovog zakona u obliku (4) je dokazana u radu (19).

STRUJA U TAČKI UDARA PREMA GTCS MODELU POVROTANOG UDARA

GTCS model povratnog udara je predstavljen sa pokretnim strujnim izvorom koji generiše strujne impulse krećući se naviše (brzinom povratnog udara) duž jezgra kanala. Strujni impulsi se stvaraju pokretanjem naelektrisanja iz korona omotača i upućuju ka površi zemlje. Brzina povratnog udara je ulazni parametar koji se obično procenjuje iz drugih merenja, npr iz optičkih merenja u radovima Willet sa saradnicima (24) i (25). Ovaj model omogućava izučavanje uticaja različitih raspodela naelektrisanja duž kanala na procese kako unutar omotača kanala tako i na izračeni elektromagnetski spektar. Pored toga moguća je i analiza uticaja otpornosti uzemljivača odnosno koeficijenta refleksije tla na struju u tački udara. Struja u tački udara $i_0(t)$ i ukupno naelektrisanje u korona omotaču su povezani preko zakona o održanju naelektrisanja. Aktivirani deo kanala do visine h_a se može naći iz izraza $t = h_a/v + h_a/c$, tj. dobija se $h_a = v^*t$, $v^* = vc/(v+c)$, slika 2.

Brzina povratnog udara je $v < c$ dok je brzina kretanja strujnog impulsa naniže ka zemlji c (brzina svetlosti). Obe imaju konstantne vrednosti, R je koeficijent refleksije strujnih impulsa od tla, $i_{0/d}$ je komponenta struje naniže u tački udara nastala zbirom svih strujnih impulsa u aktiviranom delu kanala, $i_{0/u} = Ri_{0/d}$ je uzlazna reflektovana komponenta struje u tački udara. Zbir ovih struja daje ukupnu struju u tački udara.

Komponenta struje naniže u tački udara nastala zbirom svih strujnih impulsa u aktiviranom delu kanala je (23)

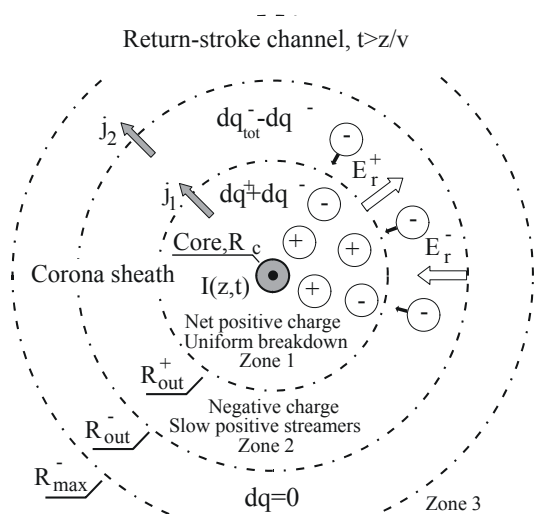
$$i_{0/d}(t) = \int_0^{h_a} q_{tot}^-(z) \frac{\partial}{\partial t} f(t - z/v^*) dz, \quad (5)$$

gde je tzv redukovana brzina svetlosti $v^* = vc/(v+c)$. U izrazu (5) je pretpostavljeno da su brzine povratnog udara (v) kao i brzina kretanja strujnih impulsa naniže (c) konstantne duž kanala. Refleksije strujnih impulsa se uzimaju preko koeficijenta refleksije od tla R slično kao što je pokazano u studiji (23). Ukupna struja u tački

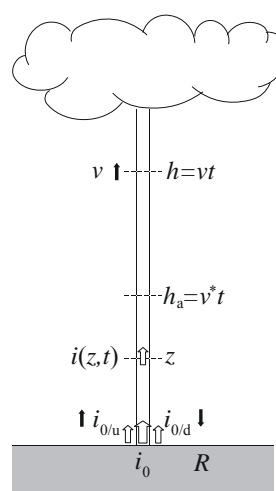
udara i_0 se sastoji od komponente struje nastale kretanjem strujnih impulsa naniže $i_{0/d}$, date preko (5) i reflektovane komponente struje naviše $i_{0/u} = R i_{0/d}$. Ukupna struja u tački udara je

$$i_0(t) = i_{0/d}(t) + i_{0/u}(t) = (1 + R) i_{0/d}(t) . \quad (6)$$

S obzirom da se generisani silazni kao i reflektovani uzlazni strujni impulsi kreću duž jezgra oni ne deponuju naelektrisanje nazad u korona omotač. Vrednosti koeficijenta refleksije tla R su poznati iz merenja AP na dalekovodima, visokim zgradama i tornjevima. U ovom radu mi smo koristili nekoliko vrednosti za koeficijent refleksije. Idealno provodno tlo ima koeficijent refleksije jednak 1, dok je teorijska vrednost za neprovodno tlo jednaka -1. Za dobro uzemljene objekte u realnom tlu vrednost koeficijenta refleksije je 0.5-0.7. Ako se zanemare refleksije struje odnosno ako se smatra da je impedansa zemljišta jednaka karakterističnoj impedansi kanala AP (koja je reda veličine nekoliko stotina oma) tada je $R = 0$.



Slika 1. Horizontalni presek kanala AP koji sadrži jezgro i omotač kanala sa zonama 1, 2 i 3 tokom faze povratnog udara



Slika 2. Šematska reprezentacija karakterističnih veličina u kanalu AP za vreme povratnog udara prema GTCS modelu.

REZULTATI MERENJA ELEKTRIČNOG POLJA I STRUJE U BAZI KANALA AP

Simultana merenja radijalnog električnog polja i struje u tački udara u neposrednoj blizini kanala AP izveo je Miki sa saradnicima (21). On je, koristeći Pockels-ove senzore, izmerio i vertikalnu i horizontalnu (pretežno radijalnu) komponentu električnog polja na rastojanjima od 0.1 m do 15 m. Talasni oblici i horizontalnog i vertikalnog električnog polja pojavljuju se kao negativni impulsi sa prednjom ivicom koja odgovara kretanju dart lidera i zadnjom ivicom koja odgovara povratnom udaru. Pikovi horizontalnih električnih polja su dobijeni za osam udara sa srednjom vrednošću od 821 kV/m. Prvi udar u blesku S0033 je imao pik jačine horizontalnog električnog polja od 1.2 MV/m izmerenu na rastojanju od 0.1 m od jezgra kanala dok je pik vertikalnog polja bio 128 kV/m na rastojanju od 15 m. Simultano je izmerena i odgovarajuća struja u bazi kanala. Ovi rezultati su korišćeni su u daljim proračunima u ovom radu a prikazani su na slikama 3, 4 i 5.

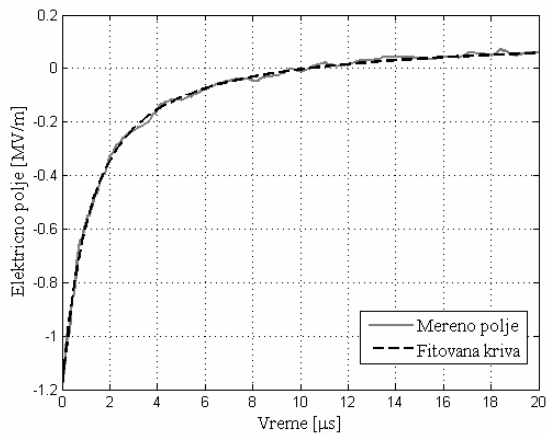
Uzimajući prethodne pretpostavke u obzir, možemo izračunati gustinu naelektrisanja lidera na visini tačke u kojoj su obavljena merenja (2 m). Korišćenjem izraza za električno polje van omotača korone (4) koji se može primeniti na grafik polja prikazan na slici 3, za početni vremenski trenutak povratnog udara ($t = 0$), sledi da je $f^+(0) = 0$, uzimajući da je $|E_3| = 1.2 \text{ MV/m}$ sledi podužna količina naelektrisanja

$$q_0^+ = 2\pi\epsilon_0 r |E_3| \cong 6.7 \mu\text{C/m} . \quad (7)$$

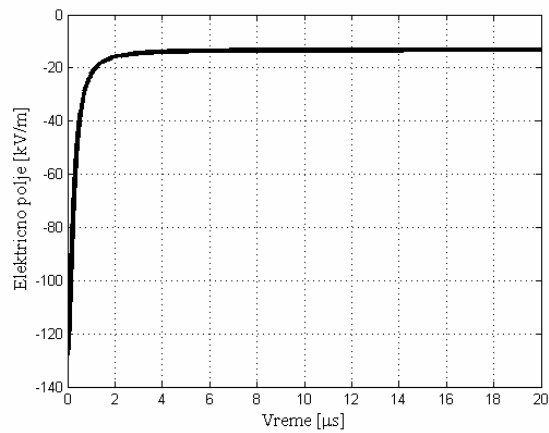
Mala vrednost gustine naelektrisanja lidera (7) može se objasniti blizinom zemlje, za koju pretpostavljamo da je savršeno provodna u ovom merenju zbog postojanja vrlo dobre strukture uzemljivača specijalno dizajniranog za ovu svrhu (21). Struja u bazi kanala je aproksimirana funkcijom

$$i_0(t) = i_{01}(t) + i_{02}(t) , \quad (8)$$

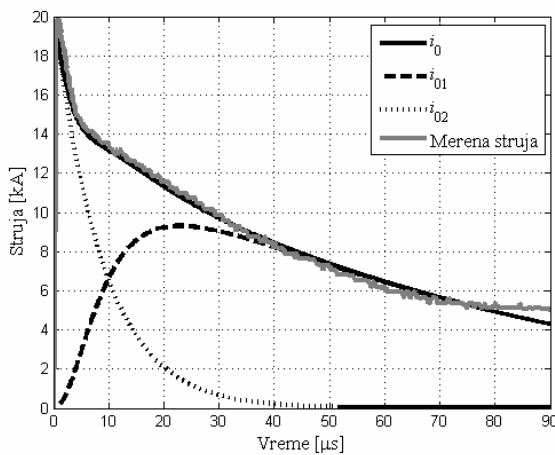
gde je



Slika 3 Izmereno radijalno električno polje na rastojanju 0.1 m kod prvog udara u blesku S0033 (21)



Slika 4 Izmereno vertikalno električno polje na rastojanju 15 m na površi Zemlje kod prvog udara u blesku S0033 (21)



Slika 5 Izmerena struja u bazi kanala kod prvog udara u blesku S0033 (21) i fitovana analitička kriva

$$i_{01}(t) = I_{m1} \frac{(t / \tau_{11})^{n_1}}{1 + (t / \tau_{11})^{n_1}} \exp(-t / \tau_{21}), \quad (9)$$

$$i_{02}(t) = I_{m2} \frac{(t / \tau_{12})^{n_2}}{1 + (t / \tau_{12})^{n_2}} \exp(-t / \tau_{22}), \quad (10)$$

Parametri u (9) i (10) iznose $I_{m1} = 1.52 \cdot 10^4 \text{ A}$,

$$I_{m2} = 2.04 \cdot 10^4 \text{ A}, \quad \tau_{11} = 9.98 \cdot 10^{-6} \text{ s},$$

$$\tau_{12} = 1.94 \cdot 10^{-7} \text{ s}, \quad \tau_{21} = 7.18 \cdot 10^{-5} \text{ s},$$

$$\tau_{22} = 8.78 \cdot 10^{-6} \text{ s}, \quad n_1 = 2 \text{ i } n_2 = 4.$$

PRORAČUN FUNKCIJE PRAŽNjenja KANALA AP

Izmereno električno polje na veoma malom rastojanju od jezgra kanala (Slika 3) prolazi kroz nulu i dobija pozitivnu vrednost na oko 10 mikrosekundi od početka pražnjenja. U studiji (23) je ovaj premasaj delimično objašnjen indukcijom komponentom izračenog električnog polja i nije uzet u obzir u daljem računu. Ta studija je dala nekoliko novih i značajnih rezultata koji su u skladu sa optičkim i elektrostatičkim merenjima obavljenim nezavisno od strane drugih autora. U ovom radu je postojanje ovog pozitivnog polja pripisano postojanju jakog magnetskog polja u korona omotaču odnosno efektima koje ono izaziva u korona plazmi neposredno oko jezgra. Zaključak je da se zbog toga se ne može tačno odrediti funkcija pražnjenja kanala iz merenja na suviše malom rastojanju, jer se na impuls električnog polja nastalog promenom količine podužnog naelektrisanja u koroni superponiraju i druga horizontalna električna polja koja su vrtložnog tipa ali lokalnog karaktera. To na primer može biti indukovano električno polje u korona omotaču nastalo kao posledica promene magnetskog polja generisanog radijalnim strujama u koroni. Pretpostavka je da ti efekti nisu izraženi na većim rastojanjima (tamo gde je poluprečnik korona omotača mnogo manji od rastojanja do tačke merenja) jer tada kanal kao celina ima pretežno aksijalnu geometriju. Drugim rečima, na nešto većim rastojanjima preostaje samo električno polje generisano naelektrisanjima. Zbog toga je za tačnije računanje funkcije pražnjenja odabrano merenje vertikalnog polja na 15 m, slika 4. Međutim ovo merenje ima nedostatak u tome što ne može da se odredi tačna raspodela podužnog naelektrisanja duž kanala jer je podužno naelektrisanje podintegralna funkcija u jednačinama polja. Problem je uspešno rešen kombinacijom sa merenjima polja na rastojanju 0.1 m u početnom trenutku. U tom trenutku počinje povratni udar i nema indukovano električno polje, jer još nije uspostavljena struja. O tome će biti više reči u nastavku rada.

Vertikalno električno polje koje potiče od podužnog negativnog naelektrisanja u kanalu AP na površi idealno provodne zemlje i na nekoj udaljenosti r od jezgra je

$$E(t) = \frac{1}{2\pi\epsilon_0} \int_0^{\infty} \frac{q_{tot}^- f(t - \xi/v)}{(r^2 + \xi^2)^{3/2}} \xi d\xi, \quad (11)$$

Podintegralna funkcija u izrazu za polje daje značajan doprinos do nekoliko desetina metara visine gde se nalazi pik podužne količine naelektrisanja. Pošto je brzina povratnog udara $v < c$ tada za te visine važi $t \gg \xi/v$ odnosno $f(t - \xi/v) \approx f(t)$ pa je

$$E(t) \approx f(t)E_0, \quad E_0 = \frac{1}{2\pi\epsilon_0} \int_0^{\infty} \frac{q_{tot}^-(\xi)}{(r^2 + \xi^2)^{3/2}} \xi d\xi. \quad (12)$$

gde je E_0 polje u početnom trenutku. Funkcija pražnjenja biće

$$f(t) = E(t) / E_0. \quad (13)$$

Električno polje na slici 4 je aproksimirano sa dve funkcije, brзом E_F i sporom E_S komponentom

$$E(t) = E_F(t) + E_S(t), \quad (14)$$

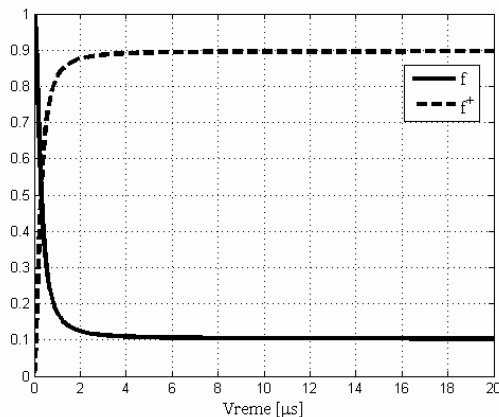
gde je

$$E_F(t) = -E_{m1} \exp(-t / \tau_{21}^*), \quad E_S(t) = E_{m2} \frac{(t / \tau_{12}^*)^n}{1 + (t / \tau_{12}^*)^n} \exp(-t / \tau_{22}^*), \quad (15)$$

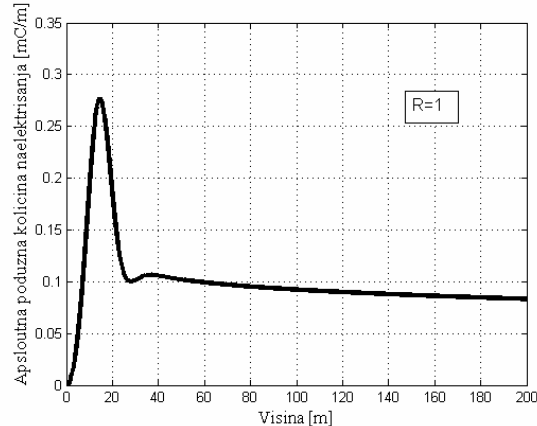
sa vrednošću parametara $E_{m1} = 1.28 \cdot 10^5$ V/m, $E_{m2} = 1.15 \cdot 10^5$ V/m, $\tau_{12}^* = 2.69 \cdot 10^{-7}$ s, $\tau_{21}^* = 1$ s, $\tau_{22}^* = 3.83 \cdot 10^{10}$ s, $n = 1.86$. Funkcija pražnjenja i punjenja kanala je izračunata prema (13) i (2) i prikazana na slici 6.

Podužno naelektrisanje u kanalu je dobijeno iz izraza (5) i (6) koristeći funkciju pražnjenja kanala iz Slike 6. Vrednost koeficijenta refleksije tla za dobro uzemljenu strukturu u merenjima (21) je $R=1$. Usklađivanje grafika sa izračunatom vrednošću podužnog naelektrisanja (2) na visini od 2 m gde su izvršena merenja polja je postignuto promenom brzine povratnog udara. Izračunata brzina za ovaj slučaj je $v=0.6c$. Prikazana je apsolutna vrednost naelektrisanja. Vrednost koeficijenta refleksije tla za dobro uzemljenu strukturu u merenjima (21) je $R=1$. Usklađivanje grafika sa izračunatom vrednošću podužnog naelektrisanja (2) na visini 2 m je postignuto promenom brzine povratnog udara. Izračunata brzina za ovaj slučaj je $v=0.6c$.

Na Slici 7 se vidi da postoji izraziti pik naelektrisanja na oko 17 m visine od oko -0.27 mC/m a ostatak kanala je ima približno homogeno podužno naelektrisanje nešto manje od -0.1 mC/m. Ovaj rezultat se odlično uklapa u procene podužnog naelektrisanja u savremenoj literaturi (4). S obzirom da predstavlja početnu količinu podužnog naelektrisanja koju deponuje dart lider grafik podužnog naelektrisanja sa slike 7 je korišćen kao ulazni podatak u svim daljim izračunavanjima struje u tački udara.



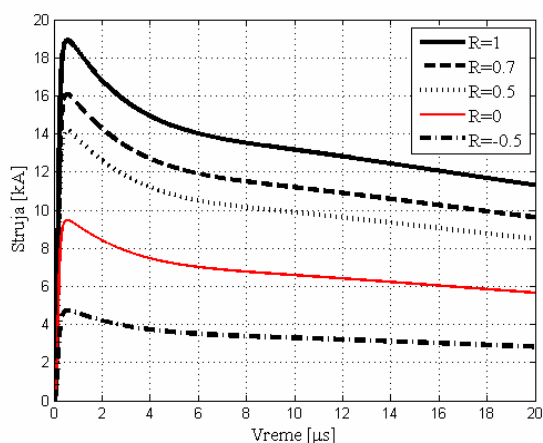
Slika 6 Funkcija pražnjenja i punjenja kanala izračunata prema merenjima u studiji (21) i izrazima (13) i (2)



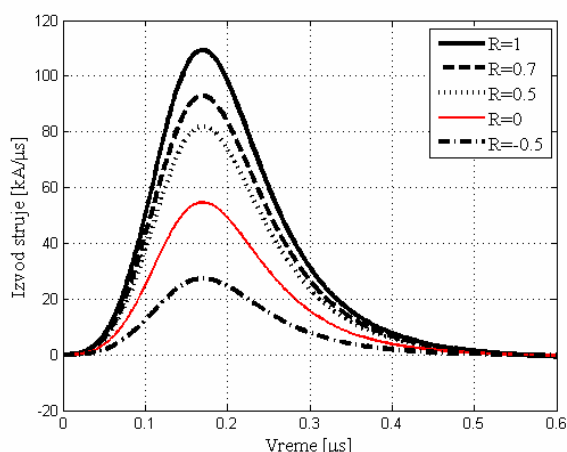
Slika 7 Raspodela (apsolutnog) podužnog naelektrisanja u kanalu AP neposredno pre povratnog udara prema GTCS modelu i izrazima (5) i (6).

Struja u tački udara i njen izvod su računati pomoću izraza (5) i (6) koristeći raspodelu početnog podužnog naelektrisanja sa slike (7) i funkciju pražnjenja kanala prikazanoj na slici (6). Koeficijent refleksije tla je uzet kao parametar. Rezultati su prikazani na slikama 8 i 9. Kao što se i očekivalo, struja i njen izvod opadaju sa smanjenjem koeficijenta refleksije tla. Međutim smanjenje koeficijenta refleksije od 30% u odnosu na slučaj idealne refleksije ($R=1$) smanjuje pik struje u tački udara za oko 16% dok je smanjenje koeficijenta refleksije od 50% praćeno i smanjenjem pika struje od oko 25%. Interesantno je da je smanjenje izvoda struje nešto veće, za

smanjenje koeficijenta refleksije od 30% smanjenje pika izvoda struje u tački udara je 18%, dok je za smanjenje koeficijenta refleksije od 50% smanjenje pika izvoda struje od oko 27%. Treba reći da jonizacija u zemljištu, koja prati svako atmosfersko pražnjenje sa pikovima struje preko 15 kA, može značajno da promeni prikazane rezultate (4). Naime u slučaju jonizacije otpornost jonizovanog tla jako opada, a kao posledica toga koeficijent refleksije tla raste. Zbog toga se njegova vrednost približava maksimalnoj vrednosti 1 bez obzira što okolno zemljište na većim udaljenostima od tačke udara ima visoku otpornost. Međutim, kao što se vidi iz slike 5, mogu se uočiti dve struje koje se uspostavljaju u tački udara, brza i spora komponenta. Brza komponenta sadrži obično pik struje preko 15 kA i za nju se može vezati koeficijent refleksije $R=1$ bez obzira na otpornost okolnog zemljišta. Za drugu, sporu komponentu struje, čiji je pik daleko ispod 15 kA koeficijent refleksije tla može imati različite vrednosti u zavisnosti od vrste zemljišta. Tada će se i oblik struje i njenog izvoda menjati samo za sporu komponentu struje.



Slika 8 Struja u tački udara za različite vrednosti koeficijenta refleksije tla prema GTCS modelu i izrazima (5) i (6). Raspodela podužnog naelektrisanja kao i funkcija pražnjenja kanala AP je ista za svaku krivu, slika 5 i 6 respektivno.



Slika 9 Izvod struje u tački udara za različite vrednosti koeficijenta refleksije tla prema GTCS modelu i izrazima (5) i (6). Raspodela podužnog naelektrisanja kao i funkcija pražnjenja kanala AP je ista za svaku krivu, slika 5 i 6 respektivno.

ZAKLJUČAK

Primenjen je generalisani model povratnog udara atmosferskog pražnjenja (AP) sa putujućim strujnim izvorom (GTCS) koji omogućava uključivanje koeficijenta refleksije odnosno otpora uzemljenja u proračun struje u tački udara. Kanal AP je modelovan simetričnom cilindričnom strukturom koja se sastoji od centralnog, visokoprovodnog jezgra i naelektrisanog korona omotača koji obuhvata jezgro. Jezgro kanala AP je idealno provodno i bez gubitaka, normalno na površ Zemlje, raste proporcionalno brzini povratnog udara. Modelovan je negativni povratni udar (naelektrisanje u korona omotaču je negativno) koji predstavlja preko 80% svih AP oblak-Zemlja. Prema GTCS modelu struja u tački udara se stvara integralnim dejstvom svih strujnih impulsa (generisanih aktiviranjem naelektrisanja iz korona omotača do kojih je stigao talasni front povratnog udara) koji se kreću ka tački udara. Oni se odbijaju u tački udara od objekta koji je u električnom smislu modelovan sa otporom uzemljenja odnosno koeficijentom refleksije. Izvorni i reflektovani strujni impulsi daju ukupnu struju AP u tački udara. Vrednosti koeficijenta refleksije objekta su poznate iz merenja na visokim i dobro uzemljenim telekomunikacionim tornjevima ili stubovima dalekovoda i iznose oko 0.7 (teorijska vrednost je jednaka jedan za idealno provodno tlo). Za obične objekte koji nemaju tako dobro uzemljenje, vrednosti ovog koeficijenta se kreću negde oko 0.5. Vrednost nula za koeficijent refleksije se obično uzima kada se zanemaruje refleksija strujnih impulsa od tla odnosno kada se smatra da je kanal AP vod, pri čemu je njegov donji kraj prema zemlji zatvoren karakterističnom impedansom (procenjena vrednost je nekoliko stotina oma). Međutim za većinu objekata uzemljenih u tlu sa malom provodljivošću koeficijent refleksije je manji od nule. Vrednost -1 je teorijski rezultat za tlo sa nultom provodljivošću odnosno beskonačnim otporom uzemljenja dok se u praksi ne očekuju vrednosti koeficijenta ispod -0.5. U radu je analiziran uticaj koeficijenta refleksije objekta kao i raspodele podužnog naelektrisanja u kanalu na struju u tački udara. Usvojene su razne vrednosti koeficijenta refleksije tla od 1 do -0.5. Funkcija pražnjenja kanala u GTCS modelu je izračunata na osnovu simultanih merenja veoma bliskog električnog polja i struje u tački udara kod trigerovanih AP. Struja u tački udara AP je izračunata prema standardu IEC-62305. Rezultati pokazuju da se maksimum struje u tački udara kao i maksimum promene struje smanjuju sa smanjenjem koeficijenta refleksije odnosno sa povećanjem otpora uzemljenja ako su ostali parametri konstantni (količina naelektrisanja u kanalu, brzina povratnog udara). Rezultati u nekim novim studijama pokazuju da treba uvesti dva koeficijenta refleksije za dve komponente struje koje se mogu uočiti u tački udara. Kao rezultat to će dati manje smanjenje pika struje i njenog izvoda ali pojačan

intenzitet zadnje ivice struje. Dobijeni rezultati mogu biti od velikog praktičnog značaja za sve inženjere elektrotehnike koji se bave zaštitom objekta od udara AP.

LITERATURA

1. Baum C.E. and Baker L., 1990, "Analytic return-stroke transmission line model", "Lightning Electromagnetics", pp.17-40
2. Kodali V, Rakov V. A., Uman M. A., Rambo K.J., Schnetzer G. H., Schoene J and Jerauld J, 2005, "Triggered lightning properties inferred from measured currents and very close electric fields", "Atmos. Res.", "75", pp. 335-376
3. Uman M. A., 1987, "The Lightning Discharge", "Academic Press"
4. Rakov V.A. and Uman M.A., 2003, "Lightning, Physics and Effects", "Cambridge University Press"
5. Heckman S.J. and Williams E.R., 1989, "Corona envelopes and lightning currents", "J. Geophys. Res.", "Vol. 94", pp. 13287-13294
6. Griffiths R.F. and Phelps C.T., 1976, "The effects of air pressure and water vapor content on the propagation of positive corona streamers, and their applications to lightning initiation", "Q.J.R. Meteorol.Soc.", "102", 419-426
7. Schonland B.F.J., Hodges D.B. and Collens H, 1938, "Progressive lightning, part 5, A comparison of photographic and electrical studies of the discharge process", "Proc.Roy.Soc", "A166", 56-75
8. Crawford D.E., Rakov V.A., Uman M.A., Schnetzer G.H, Rambo K.J., Stapleton M.V., Fisher R.J., 2001, "The close lightning electromagnetic environment: dart-leader electric field change versus distance", "J. Geophys. Res.", "Vol. 106", p.14909-14917
9. Uman M. A. and McLain D. K., 1969, "Magnetic field of lightning return stroke", "J. Geophys. Res.", "Vol. 74", pp.6899-6910
10. Lin Y. T., Uman M. A. and Standler R. B., 1980, "Lightning return stroke models," "J. Geophys. Res.", "Vol. 85", pp.1571-1583
11. Nucci C. A., Mazzetti C, Rachidi F, Ianoz M, 1988, "On Lightning Return Stroke Models for LEMP Calculations," "19th Int. Conf. on Lightning protection, Graz, Austria"
12. Rakov V. A. and Dulzon A.A., "Calculated electromagnetic fields of lightning return stroke," (in Russian), "Tekh. Elektrodinam.", "No.1", 87-89.
13. Bruce C. E. R. and Golde R. H., 1941, "The Lightning Discharge," "The Journal of Institution of Electrical Engineers", "Vol.88, No.6", pp.487-505
14. Heidler F, 1985, "TCS model for LEMP calculation", "6th Symp.on EMC, Zurich", pp.157-162.
15. Diendorfer G and Uman M.A., 1990, "An Improved Return Stroke Model with Specified Channel-base Current", "J. Geophys. Res.", "Vol. 95", pp.13621-13644
16. Thottappillil R and Uman M.A., 1994, "Lightning return stroke model with height-variable discharge time constant", "J. Geophys. Res.", "Vol. 99", pp.22773-22780
17. Cvetic J.M. and Stanic B.V., 1995, "An Improved Return Stroke Model with Specified Channel-base Current and Charge Distribution along Lightning Channel", "International Conference on Electromagnetics in Advanced Application (ICEAA) Torino, Italy"
18. Cvetic J. M., Stanic B. V. and Heidler F, 2003, "Behaviour of the rise and fall characteristics of the channel discharge function for the GTCS return stroke model", "15th Int. Zurich Symposium and Technical Exhibition on EMC, Zurich", pp.557-560
19. Maslowski G and Rakov V.A., 2006, "A study of the lightning channel corona sheath", "J. Geophys. Res.", "Vol. 111", D14110, doi:10.1029/2005 JD006858
20. M. Miki, V.A. Rakov, K. J. Rambo, G.H. Schnetzer, and M.A. Uman, 2002, "Electric field near triggered lightning channels measured with Pockels sensors," J. Geophys. Res., Vol.107, D16, 4277, doi:10.1029/2001JD001087
21. Maslowski G, Rakov V. A., Cvetic J. M., Miki M., 2009, "An Improved Model for Prediction of the Dynamics of Lightning Channel Corona Sheath", "20th Int. Zurich Symposium on EMC, Zurich"
22. Gorin B.N., 1985, "Mathematical modeling of the lightning return stroke", "Elektrichestvo", "4", pp. 10-16
23. Tausanovic M, Markovic S, Marjanovic S, Cvetic J, Cvejic M, 2010, "Dynamics of a Lightning Channel Corona Sheath Using Generalized Travelling Current Source Return Stroke Model – Theory and Calculations", "IEEE Transaction on Electromagnetic Compatibility", "52(3)", 646 - 656.
24. Willett J.C., Idone V.P., Orville R.E., Leteinturier C, Eybert-Berard A, Barret L and Krider E.P., 1988, "An experimental test of the 'transmission-line model' of the electromagnetic radiation from triggered lightning return strokes", "J. Geophys. Res.", "Vol. 93", p.3867-3878
25. Willett J.C., Bailey J.C., Idone V.P., Eybert-Berard A and Barret L, 1989, "Submicrosecond intercomparison of radiation fields and currents in triggered lightning return strokes based on the 'transmission-line model'", "J. Geophys. Res.", "Vol. 94", p.13275-13286