ZESZYTY NAUKOWE POLITECHNIKI ŚLĄSKIEJ 1979

Seria: ELEKTRYKA z. 64 Nr kol. 593

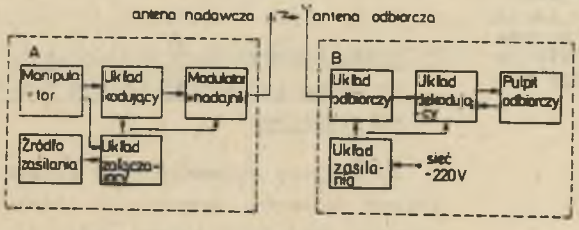
Franciszek MACHNIK

BEZPRZEWODOWY PRZESYŁ INFORMACJI W SZYBACH KOPALNIANYCH

Streszczenie. Wprowadzając pewne uproszczenia skonstruowano model matematyczny układu antena nadawcza prętowa - linia jednoprzewodowa, który znalazł zastosowanie w urządzeniu przesyłu informacji. Znaleziono związki pomiędzy napięciem na końcu linii a prądem w antenie.

1. Wstęp

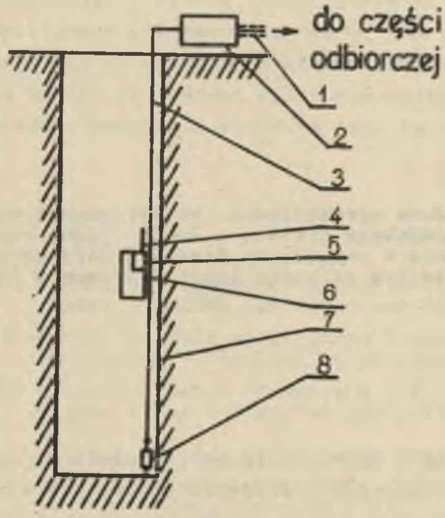
W niniejszym opracowaniu przedstawiono konstrukcję modelu matematycznego części antena nadawcza - antena odbiorcza urządzenia do bezprzewodowego przesyłu informacji w warunkach szybów oraz chodników górniczych. Ogólny schemat blokowy urządzenia przedstawiony jest na rys. 1.



Rys. 1. Schemat blokowy układu przesyłu informacji

Część nadawcza (A) wytwarza sygnał modulowany częstotliwościowo dostarczany dalej z odpowiednią mocą do anteny nadawczej. Częstotliwość modulacji zależna jest od rodzaju wybranej na manipulatorze informacji. Czas nadawania, wynoszący kilka sekund, ustalony jest przez układ załączający. Sygnały indukowane w antenie odbiorczej (sygnał użyteczny + zakłócenia) podlegają rozszyfrowaniu w części odbiorczej (B). Dla eliminacji zakłóceń zastosowano w układzie odbiorczym demodulację przy użyciu wąskopasmowych filtrów kwarcowych. Dalsza eliminacja zakłóceń i rozszyfrowanie rodzaju przesyłanej informacji odbywa się w cyfrowym układzie dekodującym, reagującym na szerokość impulsów wejściowych. Prawidłowy sygnał wyświetlany jest na pulpicie odbiorczym. Możliwe jest zapamiętanie i wyświetlenie dwóch kolejno przesłanych informacji. Dalszy odbiór możliwy jest po skasowaniu na pulpicie odbiorczym poprzedniego stanu pamięci układu dekodującego.

W zbudowanym urządzeniu możliwy jest przesył sześciu informacji, przy czym ilość ta związana jest jedynie ze złożonością układu kodującego i dekodującego.



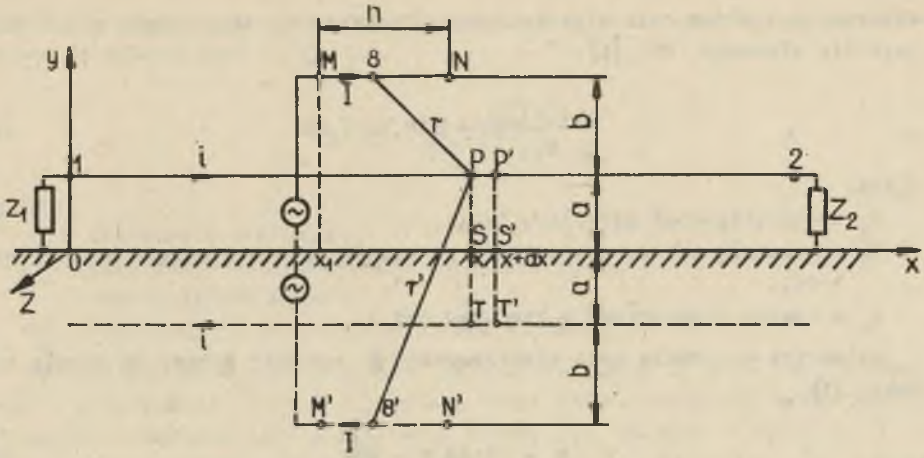
Rys. 2. Antena nadawcza i odbiorcza w szybie
1 - linia przesyłowa koncentryczna, 2 - układ dopasowujący, 3 - linia jednoprzewodowa, 4 - antena nadawcza, 5 - część nadawcza, 6 - klatka 7 - ściany szybu, 8 - impedancja obciążenia linii

W zastosowaniu urządzenia do przesyłu informacji z klatki w szybie do operatora maszyny wyciągowej część nadawcza mieści się w klatce a część odbiorcza na stanowisku operatora maszyny. Jako antenę nadawczą zastosowano skróconą antenę prętową. Antena odbiorcza wykonana została w postaci linii jednoprzewodowej, rozciągniętej wzdłuż szybu (rys. 2). Częstotliwość pracy urządzenia wynosi 40,664 MHz. Przed wyborem tego rodzaju układu anten przeanalizowano również inne układy, w tym układ symetryczny: antena ramowa - linia dwuprzewodowa. W dalszej części opracowania przedstawiono konstrukcję modelu matematycznego przyjętego w urządzeniu rozwiązania.

2. Model matematyczny układu antena nadawcza prętowa - linia jednoprzewodowa

Do analizy matematycznej układu antena nadawcza prętowa - linia jednoprzewodowa przyjęto model fizyczny przedstawiony na rys. 3. Przyjęcie do rozważań płaszczyzny ziemi zamiast ścian szybu o przekroju kołowym usprawiedliwione jest znacznie mniejszą odległością linii od ściany niż średnica szybu (stosunek około 0,025).

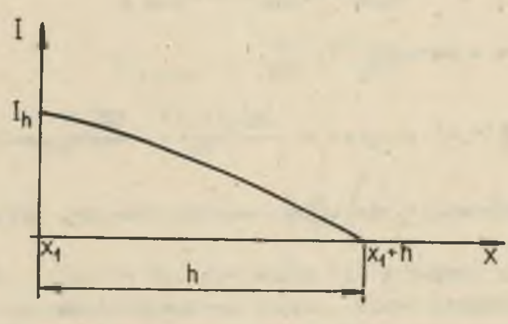
Linia jednoprzewodowa o długości L, wykonana z drutu miedzianego o średnicy d_1, obciążona jest z jednej strony impedancją Z_1, z drugiej - impedancją Z_2. Odległość linii od powierzchni ziemi wynosi a. Antena nadawcza prętowa o długości h odległa jest od linii o b i może zajmować różne wzdłuż niej położenie. Model będziemy rozpatrywać w takim układzie współrzędnych prostokątnych xyz, by antena i linia (równoległe do powierzchni ziemi) leżały na płaszczyźnie xy, zaś powierzchnia ziemi była płaszczyzną zx. Początek M i koniec N anteny mają współrzędne $M(x_1, a+b, 0)$, $N(x_1+h, a+b, 0)$ (rys. 3).



Rys. 3. Układ antena prętowa - linia jednoprzewodowa

Rozkład amplitudy prądu w antenie nadawczej pokazany jest na rys. 4. Jest to rozkład sinusoidalny [1]. Przyjmować będziemy, że prąd w antenie jest wymuszony przez wzmacniacz mocy nadajnika.

Przyjmując, że ściany szybu są dobrym przewodnikiem, zastosujemy w naszym układzie metodę obrazów. Prądy w odbiciach zwierciadlanych anteny i linii mają takie same wartości jak w rzeczywistej antenie i linii, lecz są przeciwnie skierowane. Otrzymaliśmy w ten sposób układ symetryczny względem płaszczyzny pokrywającej się z powierzchnią ziemi. W rzeczywistości jednak pole istnieje tylko nad powierzchnią ziemi, gdyż w ziemi jest ono znacznie tłumione.



Rys. 4. Rozkład prądu w antenie nadawczej

Zastosujmy uogólnione prawo Ohma dla elementu PP' linii, którego długość jest dx. Niech $i(x,t)$ będzie natężeniem prądu w punkcie $P(x)$ (stałych dla linii współrzędnych y i z nie będziemy pisać), zaś $\mathbf{E}(P,t)$ całkowitym natężeniem pola elektrycznego w punkcie P. Uogólnione prawo Ohma daje dla elementu PP′ [1]:

$$\frac{i(x,t)}{g_1\ S'_1}\,dx = \mathbf{E}(P,t)\ \mathbf{1}_x dx \tag{1}$$

gdzie:

g_1 - konduktywność materiału linii,

S'_1 - przekrój czynny drutu linii po uwzględnieniu zjawiska naskórkowości,

$\mathbf{1}_x$ - wektor jednostkowy w kierunku osi x.

Całkowite natężenie pola elektrycznego $\mathbf{E}$ wyrazić możemy za pomocą równania [1]:

$$\mathbf{E} = -\mathrm{grad}\ V - \frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t} \tag{2}$$

Pierwszy składnik zależności (2) reprezentuje pole elektrostatyczne $\mathbf{E}_{stat} = -\mathrm{grad}\ V$, składnik drugi - pole elektryczne indukcji $\mathbf{E}_{ind} = -\frac{\partial \mathbf{A}}{\partial t}$. V jest potencjałem skalarnym opóźnionym, zaś $\mathbf{A}$ potencjałem wektorowym opóźnionym.

Potencjał $\mathbf{A}(P,t)$ pochodzi zarówno od prądu i(t) w linii oraz w jej zwierciadlanym odbiciu jak i od prądu I(t) w antenie nadawczej i w jej zwierciadlanym odbiciu. Nie uwzględniono przy tym zewnętrznych pól zakłócających, które posiadają w interesującym nas paśmie częstotliwości znacznie mniejsze natężenie niż pole wytworzone przez antenę nadawczą. Stąd pole elektryczne indukcji posiada również dwa składniki:

$$\mathbf{E}_{ind} = \mathbf{E}_{ind\ i} + \mathbf{E}_{ind\ I}$$

zaś pole całkowite w punkcie P:

$$\mathbf{E}(P,t) = -\mathrm{grad}\ V - \frac{\partial \mathbf{A}_i(P,t)}{\partial t} - \frac{\partial \mathbf{A}_I(P,t)}{\partial t} \tag{3}$$

W równaniu (1) interesuje nas tylko składowa styczna wektora $\mathbf{E}$ do powierzchni drutu.

Analogicznie do równania (1) można napisać równanie dla elementu TT′ zwierciadlanego odbicia linii, przy czym pamiętać należy, że w rzeczywistości pole istnieje tylko nad powierzchnią ziemi (y > 0). Całkując równanie typu (1) wzdłuż toru l = PP′ + T′T otrzymujemy:

$$(R'_1 + R''_1)\,i\,dx = \int_l \mathbf{E}\,dl = \int_l \mathbf{E}_{stat}\,dl + \int_l \mathbf{E}_{ind}\,dl \tag{4}$$

gdzie R'_1 jest rezystancją jednostkową drutu linii przy uwzględnieniu zjawiska naskórkowości [3]:

$$R'_1 = \frac{1}{\pi d_1}\sqrt{\frac{\pi \mu_1 f}{g_1}} \tag{5}$$

gdzie:

d_1 - średnica drutu linii,
μ_1 - przenikalność magnetyczna materiału drutu,
f - częstotliwość prądu,
R''_1 - reprezentuje straty jednostkowe w ziemi.

Pamiętając, że w rzeczywistości pole elektryczne w ziemi jest znikomo małe i praktycznie równe zeru, należy wziąć połowę wartości całek występujących w równaniu (4), jeśli dalej założy się, że pole w kierunku **l** w punkcie P i T jest jednakowe $E_1(T,t) = E_1(P,t)$. Zależność (4) możemy teraz przepisać w postaci:

$$R_1\, idx = \frac{1}{2}\int_l E_1\, dl = \frac{1}{2}\int_l E_{1\,stat}\, dl + \frac{1}{2}\int_l E_{1\,ind}\, dl \tag{6}$$

gdzie:

$$R_1 = R'_1 + R''_1.$$

Ponieważ zgodnie z równaniem (3) mamy:

$$E_{1\,stat} = -\frac{\partial V}{\partial l}$$

i

$$E_{1\,ind} = -\frac{\partial A_{1i}}{\partial t} - \frac{\partial A_{1I}}{\partial t}$$

więc równanie (6) ma postać:

$$R_1 idx = \frac{1}{2}(V_P - V_{P'} + V_{T'} - V_T) - \frac{1}{2}\frac{\partial}{\partial t}\int_l A_{1i}\, dl - \frac{1}{2}\frac{\partial}{\partial t}\int_l A_{1I}\, dl \tag{7}$$

Ponieważ już niedaleko do końców linii, zarówno wektory A_i oraz A_I jak i E_{ind} mają tylko składowe równoległe do osi x, to różnica odpowiednich potencjałów we wzorze (7) równa się bezpośrednio napięciu:

$$V_P - V_T = U_{PT}$$

i

$$V_{P'} - V_{T'} = U_{P'T'}$$

Jednak ze względu na symetrię $V_T = -V_P$ i $V_{T'} = -V_{P'}$ oraz punkt S na osi x (powierzchnia ziemi, rys. 3) posiada potencjał $V_S = 0$ i także $V_{S'} = 0$ (co zresztą wynika pierwotnie z faktu, że punkty S i S' leżą na powierzchni ziemi). Wobec powyższego mamy:

$$
\begin{aligned}
\frac{1}{2}\left(V_P - V_T\right) &= V_P - V_S = u(x,t) \\
\frac{1}{2}\left(V_{P'} - V_{T'}\right) &= V_{P'} - V_{S'} = u(x,t) + \frac{\partial u(x,t)}{\partial x}\,dx
\end{aligned} \tag{8}
$$

gdzie u(x,t) jest napięciem w linii dla punktu P(x).

Uwzględniając fakt, że wektor $\mathbf{A}_i$ jest równoległy do osi x, możemy pierwszą całkę prawej strony równania (7) zastąpić całką wzdłuż toru zamkniętego $l' = PP'T'T$:

$$
-\frac{1}{2}\frac{\partial}{\partial t}\int_l A_{li}\,dl = -\frac{1}{2}\frac{\partial}{\partial t}\oint_l A_{li}\,dl \tag{9}
$$

zaś zgodnie z twierdzeniem Stokesa możemy napisać:

$$
-\frac{1}{2}\frac{\partial}{\partial t}\oint_{l'} A_{li}\,dl = -\frac{1}{2}\frac{\partial}{\partial t}\oint_l \mathbf{A}_i\,d\mathbf{l} = -\frac{1}{2}\frac{\partial}{\partial t}\int_{S'} \operatorname{rot}\mathbf{A}_i\,d\mathbf{S}' = -\frac{\partial \Phi_i}{\partial t} \tag{10}
$$

gdzie S' jest powierzchnią ograniczoną konturem l', zaś Φ_i jest strumieniem wektora indukcji magnetycznej pochodzącej od prądu i w linii przez połowę powierzchni S' pomiędzy przewodem linii a powierzchnią ziemi.

Dla drugiej całki we wzorze (7) napiszemy:

$$
-\frac{1}{2}\frac{\partial}{\partial t}\int_l A_{lI}\,dl = -\frac{1}{2}\frac{\partial}{\partial t}\int_x^{x+dx} A_I(P,t)\,dl - \frac{1}{2}\frac{\partial}{\partial t}\int_{x+dx}^{x} A_I(T,t)\,dl
$$

ale ze względu na przyjęcie do obliczeń $A_I(T,t) = A_I(P,t)$ mamy po wykonaniu całkowania:

$$
-\frac{1}{2}\frac{\partial}{\partial t}\int_l A_{lI}\,dl = -\frac{\partial A_I(P,t)}{\partial t}\,dx \tag{11}
$$

Uwzględniając wzory (8) - (11) we wzorze (6) otrzymujemy:

$$
R_1 i dx = -\frac{\partial u}{\partial x}\,dx - \frac{\partial \Phi_i}{\partial t} - \frac{\partial A_I}{\partial t}\,dx \quad .
$$

lub

$$R_1 i + \frac{\partial u}{\partial x} = - \frac{\partial \Phi_{1i}}{\partial t} - \frac{\partial A_I}{\partial t} \tag{12}$$

gdzie Φ_{1i} jest strumieniem przypadającym na jednostkę długości.

Napiszemy teraz prawo zachowania ładunku dla elementu PP' przewodnika linii zakładając konduktancję jednostkową linii G_1:

$$\frac{\partial i}{\partial x} + G_1\, u = \frac{\partial q_1(x,t)}{\partial t}, \tag{13}$$

ponieważ całkowity strumień gęstości prądu opuszczający w chwili t powierzchnię walca (w przekrojach P i P' równy $\frac{\partial i}{\partial x}$ dx oraz przez powierzchnię boczną $G_1 u dx$) równa się ubytkowi ładunku w elemencie PP' w jednostce czasu równemu

$$- \frac{\partial q_1}{\partial t}\, dx.$$

Dla obliczenia Φ_{1i} oraz q_1 założymy, że zdecydowany wpływ na te wielkości mają elementy linii sąsiadujące z elementem PP' [1]. Pozwala to zaniedbać opóźnienie potencjałów i przyjąć prądy i ładunki w całej linii o wartościach równych wartościom w punkcie P. Założenia powyższe sprowadzają układ do stanów quasistacjonarnych, w których potencjał wektorowy A_1 jest proporcjonalny do natężenia prądu i, zatem i strumień Φ_{1i}, przypadający na jednostkę długości, jest proporcjonalny do prądu: $\Phi_{1i} = L_1\, i$, gdzie L_1 - samoindukcja jednostkowa linii.

Różnica potencjału skalarnego jest proporcjonalna do ładunku q_1 i wynosi $\frac{q_1}{C_1}$, gdzie C_1 - pojemność jednostkowa linii.

Zatem:

$$q_1 = C_1\, u$$

Współczynnik samoindukcji L_1 można obliczyć jak dla linii dwuprzewodowej i wziąć połowę jego wartości, co wynika z tego, że dla linii jednoprzewodowej strumień przenikający powierzchnię pomiędzy przewodem a ekranem jest dwa razy mniejszy niż strumień pomiędzy dwoma przewodami linii dwuprzewodowej. Obliczenia dają wzór [2]:

$$L_1 = \frac{\mu_0}{2\pi} \ln \frac{4a}{d_1}$$

Ponieważ przy identycznym rozkładzie ładunków napięcie w linii jednoprzewodowej jest dwa razy mniejsze niż w linii dwuprzewodowej, więc pojemność jest dwa razy większa i wg pracy [2] wynosi:

$$C_1 = \frac{2\pi\varepsilon_0}{\ln \frac{4a}{d}}$$

Uwzględniając powyższe w równaniach (12) i (13) otrzymujemy:

$$L_1 \frac{\partial i(x,t)}{\partial t} + R_1\, i(x,t) = - \frac{\partial u(x,t)}{\partial x} - \frac{\partial A_I(P,t)}{\partial t} \tag{14}$$

$$C_1 \frac{\partial u(x,t)}{\partial t} + G_1\, u(x,t) = - \frac{\partial i(x,t)}{\partial x} \tag{15}$$

Widać, że otrzymane równania są identyczne z równaniami linii długiej oprócz składnika $-\frac{\partial A_I(P,t)}{\partial t}$, który wyraża wymuszenie pochodzenia zewnętrznego w stosunku do linii. Równania (14) i (15) opisują przebiegi w linii przy zadanej funkcji $A_I(P,t)$, warunkach początkowych oraz warunkach brzegowych związanych z obciążeniami na końcach linii.

Ponieważ prąd w antenie nadawczej ma przebieg sinusoidalny,to ze względu na liniowość układu potencjał wektorowy, prąd jak i napięcie w linii są również sinusoidalne. Wprowadzić wtedy możemy w stanie ustalonym funkcje zespolone tych wielkości:

$$A_I(x)\, e^{j\omega t}, \quad J(x)\, e^{j\omega t}, \quad U(x)\, e^{j\omega t},$$

co prowadzi do przekształcenia równań różniczkowych cząstkowych (14),(15) do równań różniczkowych zwyczajnych niejednorodnych:

$$\frac{d^2U}{dx^2} - \gamma^2 U = -j\omega \frac{dA_I}{dx} \tag{16}$$

$$\frac{d^2J}{dx^2} - \gamma^2 J = (j\omega G_1 - \omega^2 C_1)A_I \tag{17}$$

gdzie

ω - pulsacja rozpatrywanych przebiegów,

$\gamma = \sqrt{(R_1 + j\omega L_1)(G_1 + j\omega C_1)} = \alpha + j\beta$ - stała propagacji.

Ze względu na złożoną postać funkcji A_I znalezienie rozwiązań tych równań jest dość skomplikowane; rozwiązaniami ogólnymi równań jednorodnych odpowiadających wzorom (16) i (17) są oczywiście równania propagacji fali w linii długiej.

Zajmiemy się teraz obliczeniem potencjału wektorowego w punkcie P linii pochodzącego od anteny nadawczej, przy czym należy również uwzględnić obraz pozorny anteny. Założymy w antenie prąd sinusoidalny o pulsacji

ω. Przechodząc na funkcje zespolone prąd w antenie w punkcie B o współrzędnej $x = \xi$ wynosi:

$$I(B,t) = I(B)\, e^{j\omega t}$$

W punkcie B' prąd ma taką samą wartość, lecz kierunek przeciwny. Ze względu na znaczne skrócenie anteny założymy w przybliżeniu liniowy rozkład prądu w antenie.:

$$I(B) = \frac{I_h}{h}\left(x_1 + h - \xi\right) \tag{18}$$

gdzie x_1 - współrzędna początku anteny.

Oznaczając pręt anteny przez L, zaś jego zwierciadlane odbicie przez L' potencjał wektorowy w punkcie P linii obliczymy następująco:

$$A_I(P,t) = \frac{\mu_0}{4\pi}\int\limits_L \frac{I\left(B, t - \frac{r}{c}\right)}{r}\, dl_B\, 1_x + \frac{\mu_0}{4\pi}\int\limits_{L'} \frac{I\left(B', t - \frac{r'}{c}\right)}{r'}\, dl_{B'}(-1_x) \tag{19}$$

gdzie:

$r = |PB| = \sqrt{b^2 + (x - \xi)^2}$,

$r' = |PB'| = \sqrt{(2a + 2b)^2 + (x - \xi)^2}$,

$t - \frac{r}{c}$, $t - \frac{r'}{c}$ wyrażają opóźnienie potencjału w punkcie P.

Ponieważ odległość punktów P linii (w których panuje istotna wartość potencjału A_I) od anteny jest niewielka w porównaniu z długością fali, możemy pominąć opóźnienie potencjału dla składnika pierwszego we wzorze (19). Opóźnienie dla składnika drugiego jest nieco większe, jednak ze względu na mniejszą wartość tego składnika i uproszczenie obliczeń również je pominiemy. Przy powyższych ustaleniach mamy:

$$A_I(P,t) = A_I e^{j\omega t} = \frac{\mu_0 I_h}{4\pi h} e^{j\omega t}\left[\int\limits_{x_1}^{x_1+h} \frac{(x_1+h-\xi)d\xi}{\sqrt{b^2+(x-\xi)^2}} - \int\limits_{x_1}^{x_1+h} \frac{(x_1+h-\xi)d\xi}{\sqrt{c^2+(x-\xi)^2}}\right] =$$

$$= \frac{\mu_0 I_h}{4\pi h} e^{j\omega t}\left[\sqrt{(x-x_1)^2+b^2} - \sqrt{(x-x_1-h)^2+b^2} + (x-x_1-h)\ln\frac{x-x_1-h+\sqrt{(x-x_1-h)^2+b^2}}{x-x_1+\sqrt{(x-x_1)^2+b^2}}\right.$$

$$\left. - \sqrt{(x-x_1)^2+d^2} + \sqrt{(x-x_1-h)^2+d^2} - (x-x_1-h)\ln\frac{x-x_1-h+\sqrt{(x-x_1-h)^2+d^2}}{x-x_1+\sqrt{(x-x_1)^2+d^2}}\right] \tag{20}$$

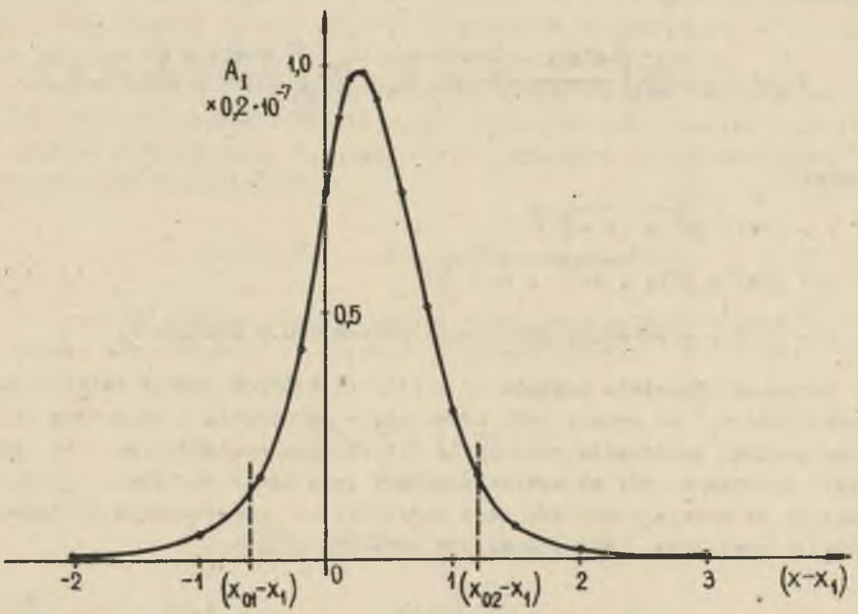
gdzie:

$$d = 2(a + b).$$

W zależności (20) widać, że potencjał jest w fazie z prądem anteny, co jest konsekwencją zaniechania opóźnienia potencjału wektorowego. Przebieg potencjału wektorowego wzdłuż linii przy położeniu x_1 anteny pokazany został na rys. 5 (wartości odpowiadają danym z punktu 3).

Widać, że potencjał wykazuje charakter lokalny i jest skupiony w linii w pewnym niewielkim przedziale (x_{01}, x_{02}). Na tym odcinku będzie też skupione pole elektryczne indukcji wywołane prądem w antenie nadawczej i równe:

$$E_{ind\,I} = -\frac{\partial A_I}{\partial t}$$



Rys. 5. Rozkład wzdłuż linii potencjału wektorowego pochodzącego od prądu anteny

Zajmijmy się teraz wielkościami, które nas interesują ze względów praktycznych. Jest to głównie napięcie na końcu linii obciążonej impedancję odbiornika Z_2. Interesuje nas również zachowanie się tego napięcia przy różnym położeniu x_1 anteny nadawczej i różnych impedancjach Z_1 i Z_2 obciążających linię.

Z punktu widzenia końca linii pole wytworzone przez antenę nadawczą ma charakter lokalny i skupione jest w pewnym niewielkim obszarze. Zgodnie z charakterystyką przedstawioną na rys. 5 stwierdzić możemy, że pole indukcji w linii skupia się w niewielkim przedziale (x_{01}, x_{02}) w stosunku do długości linii. Przyjmując, że opóźnienie potencjału wektorowego na skrajach przedziału w stosunku do potencjału w miejscu jego największej wartości nie jest wielkie (takie założenie zrobiono też przy obliczeniu potencjału, co dało jego jednakową fazę w całym przedziale), możemy obliczyć siłę elektromotoryczną indukcji działającą na odcinku $x_{01}-x_{02}$ jako:

$$e(t) = \int_{x_{01}}^{x_{02}} E_{ind\ I}(P,t)dx = -\frac{\partial}{\partial t}\int_{x_{01}}^{x_{02}} A_I(P,t)dx$$

Funkcja zespolona SEM $\mathcal{E}(t)$ wynosi po obliczeniach:

$$\mathcal{E}(t) = -j\frac{\omega\mu_0 I_h}{4\pi h}\, e^{j\omega t}\,\cdot$$

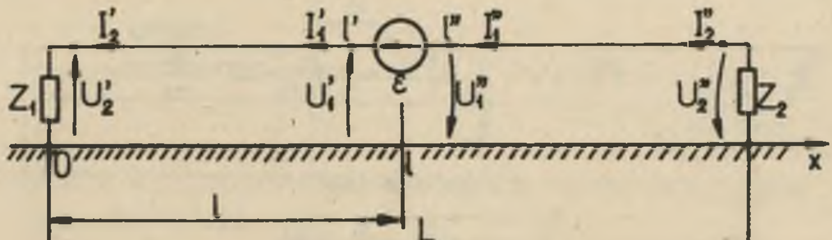
$$\cdot\Big[\left(\frac{3}{4}x+h\right)\sqrt{x^2+b^2}+\left(\frac{b^2}{4}-\frac{x^2}{2}-hx\right)\mathrm{arsinh}\,\frac{x}{b}+\left(\frac{b^2}{2}-\frac{x^2}{2}-hx\right)\ln b\, -$$

$$-\left(\frac{3}{4}x+h\right)\sqrt{x^2+d^2}-\left(\frac{d^2}{4}-\frac{x^2}{2}-hx\right)\mathrm{arsinh}\,\frac{x}{d}-\left(\frac{d^2}{2}-\frac{x^2}{2}-hx\right)\ln d\Big]\Bigg|_{x_{01}-x_1}^{x_{02}-x_1} +$$

$$+\Big[\frac{3}{4}x\sqrt{x^2+d^2}+\left(\frac{d^2}{4}-\frac{x^2}{2}\right)\mathrm{arsinh}\,\frac{x}{d}+\left(\frac{d^2}{2}-\frac{x^2}{2}\right)\ln d\, -$$

$$-\frac{3}{4}x\sqrt{x^2+b^2}-\left(\frac{b^2}{4}-\frac{x^2}{2}\right)\mathrm{arsinh}\,\frac{x}{b}-\left(\frac{b^2}{2}-\frac{x^2}{2}\right)\ln b\Big]\Bigg|_{x_{01}-x_1-h}^{x_{02}-x_1-h} \qquad (21)$$

Ze względu na obserwatora z końca linii zlokalizujemy obliczoną SEM indukcji w otoczeniu punktu linii o $x = l$ pomiędzy punktami l' i l'', gdzie natężenie pola indukcji jest największe (rys. 6). Oznacza to, że w całej linii przyjęliśmy dla prądu i napięcia rozwiązanie w postaci równania fa-



Rys. 6. Lokalizacja SEM indukcji w linii jednoprzewodowej

lowego, co jest zresztą prawdą już w niedalekim sąsiedztwie anteny (przebieg $A_I(x)$). Dla napięcia otrzymujemy tutaj warunek $U_1' + U_1'' = \mathcal{E}$, zaś dla prądu ze względu na bliskość punktów l' i l'': $I_1' = I_1''$ (oznaczenia z rys. 6).

Dla przeanalizowania zachowania się napięcia U_2'' na impedancji Z_2, będącej odbiornikiem sygnału, wprowadzimy dla linii po lewej i prawej stronie SEM $\mathcal{E}$ równania hiperboliczne:

$$U_1' = U_2' \operatorname{ch}\gamma l + Z_c I_2' \operatorname{sh}\gamma l \tag{22}$$

$$I_1' = I_2' \operatorname{ch}\gamma l + \frac{1}{Z_c} U_2' \operatorname{sh}\gamma l \tag{23}$$

oraz

$$U_1'' = U_2'' \operatorname{ch}\gamma(L - l) + Z_c I_2'' \operatorname{sh}\gamma(L - l) \tag{24}$$

$$I_1'' = I_2'' \operatorname{ch}\gamma(L - l) + \frac{1}{Z_c} U_2'' \operatorname{sh}\gamma(L - l) \tag{25}$$

gdzie:

U_1', I_1', U_1'', I_1'' - przebiegi na początkach odpowiednich linii (w miejscu $\mathcal{E}$),

U_2', I_2', U_2'', I_2'' - przebiegi na końcach odpowiednich linii (w miejscach impedancji Z_1 i Z_2),

Z_c - impedancja falowa linii.

Na końcach linii zachodzi:

$$U_2' = Z_1 I_2', \qquad U_2'' = Z_2 I_2'' \tag{26}$$

Dla współrzędnej $x = l$ mamy warunek napięciowy i prądowy:

$$U_1' + U_1'' = \mathcal{E}, \qquad I_1' = I_1'' \tag{27}$$

Z równań (22) - (27) wyznaczyć możemy wielkość napięcia U_2'' na odbiorniku Z_2:

$$U_2'' = \frac{\mathcal{E}}{\left[\frac{1}{Z_2} \operatorname{ch}\gamma(L - l) + \frac{1}{Z_c} \operatorname{sh}\gamma(L - l)\right] Z_1' + \operatorname{ch}\gamma(L - l) + \frac{Z_c}{Z_2} \operatorname{sh}\gamma(L - l)} \tag{28}$$

gdzie:

$$Z_1' = \frac{\operatorname{ch}\gamma l + \frac{Z_c}{Z_1} \operatorname{sh}\gamma l}{\frac{1}{Z_1} \operatorname{ch}\gamma l + \frac{1}{Z_c} \operatorname{sh}\gamma l} \tag{29}$$

jest impedancją wejściową linii lewej w miejscu $x = l$.

Ze względu na maximum mocy przekazywanej do odbiornika przyjmuje się $Z_2 = Z_c$, wtedy:

$$U_2'' = \frac{\mathcal{E}}{\left(\frac{Z_1'}{Z_c} + 1\right)\left[\mathrm{ch}\,\gamma(L - l) + \mathrm{sh}\,\gamma(L - l)\right]} = \frac{\mathcal{E}}{\frac{Z_1'}{Z_c} + 1}\, e^{-\gamma(L-l)} \tag{30}$$

Ponieważ przy dowolnej impedancji obciążenia lewej linii impedancja Z_1' przy różnym położeniu anteny (różnym l) zmienia się wg zależności (29) przeto i napięcie U_2'' byłoby różne przy różnym położeniu anteny, co jest niekorzystne ze względu na zastosowanie. Dla uniknięcia tego powinno we wzorze (30) zachodzić $Z_1' = Z_c$, to z kolei pociąga za sobą warunek $Z_1 = Z_c$. Wtedy:

$$U_2'' = \frac{1}{2}\mathcal{E}\, e^{-\gamma(L-l)} = \frac{1}{2}\mathcal{E}\left[e^{-\alpha(L-l)}\, e^{-j\beta(L-l)}\right] \tag{31}$$

W powyższych wzorach impedancja falowa dla rozpatrywanej linii wyraża się wzorem [2]:

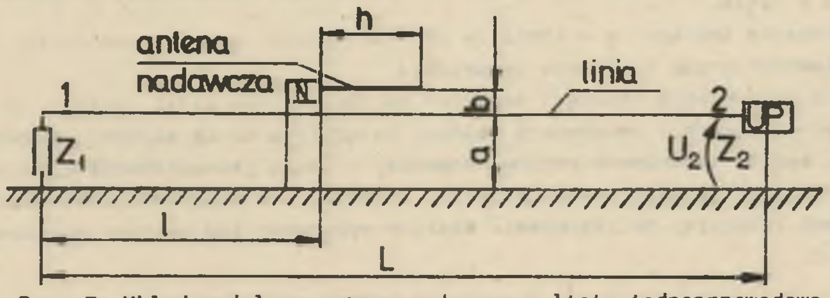
$$Z_c \cong \sqrt{\frac{L}{C}} = 60 \ln \frac{4a}{d_1}$$

Wzór (31) podaje prostą zależność pomiędzy napięciem U_2'' na impedancji $Z_2 = Z_c$ odbiornika, gdy drugi koniec linii jest również obciążony impedancją falową. Czynnik $e^{-\alpha(L-l)}$ wyraża tłumienie sygnału.

Dopuszczalność wprowadzenia przyjętych w powyższych rozważaniach uproszczeń została potwierdzona przez pomiary modelowe, jak również pomiary w układzie wykonanego urządzenia do przesyłu informacji działającego w szybie górniczym.

3. Wyniki obliczeń i badań dla układu modelowego

Przeprowadzimy obliczenia dla modelu przedstawionego na rys. 7.



Rys. 7. Układ modelowy antena nadawcza - linia jednoprzewodowa

UP jest układem pomiarowym stanowiącym obciążenie końca 2 linii. W układzie tym zastosowano filtr kwarcowy o paśmie przepustowym $B = \pm 7,5$ kHz dla eliminacji zakłóceń indukowanych w linii w czasie pomiaru. N jest nadajnikiem stabilizowanym kwarcem 40,664 MHz o mocy ok. 1 W. Dla wymiarów:

$L = 75$ m; $a = 0,15$ m; $b = 0,25$ m; $h = 1$ m;

$d_1 = 1$ mm (średnica przewodu miedzianego linii)

obliczono:

$L_1 = 1,38\ \mu H/m$; $C_1 = 8,05$ F/m; $Z_c = 414\Omega$; $R'_1 = 0,535\Omega$.

Przebieg potencjału wektorowego działającego w przewodzie linii pokazany został na rys. 5. Siła elektromotoryczna indukcji obliczona na odcinku 2 m wynosi $|\mathcal{E}| = 5,03$ V.

W czasie pomiarów stwierdzono niezależność napięcia U_2 od położenia anteny nadawczej dla $Z_1 = Z_2 = 380\Omega$. W przypadku zwarcia lub rozwarcia końca 1 linii napięcie U_2 wykazuje zmiany 70% wartości maksymalnej, przy czym są one związane z przesunięciem anteny nadawczej i długością fali w linii równą ok. 7,3 m. Napięcie zmierzone na końcu 2 linii po przeliczeniu na impedancję Z_2 przy obustronnym dopasowaniu i środkowym położeniu nadajnika wynosi: $U_2 = 2,12$ V. Pomiar współczynnika tłumienia α_p daje wynik: $\alpha_p = 1,22 \cdot 10^{-3}$, około dwa razy większy niż obliczony tylko przy uwzględnieniu R'_1 (rezystancji jednostkowej przewodu) - $\alpha = 0,646 \cdot 10^{-3}$. Oznacza to, że ziemia i upływność wprowadzają dodatkowe tłumienie.

Różnice pomiędzy otrzymanymi wynikami pomiarów a obliczeniami mogą wypływać zarówno z przyjętych aproksymacji jak i z niedokładności przeprowadzonych pomiarów.

Pomiary wykonane na urządzeniu działającym w szybie górniczym o głębokości 300 m dały wyniki bardziej rozbieżne z obliczeniami, co jest związane z nieuwzględnieniem w obliczeniach wpływu konstrukcji szybowych.

4. Wnioski

Ze względu na interesujące nas końce linii pole elektryczne indukcji pochodzące od anteny nadawczej można traktować jako skupione na małym odcinku w linii.

Napięcie indukowane w linii ma wartość wprost proporcjonalną do częstotliwości prądu w antenie nadawczej.

Dla zapewnienia stałości napięcia na obu końcach linii należy ją obciążyć obustronnie impedancją falową. Ze względu na tę stałość przedstawiony sposób sprzężenia anteny nadawczej z linią jednoprzewodową można wykorzystać do jednostronnego przesyłu informacji w szybach i chodnikach górniczych (służącej do sterowania maszyną wyciągową lub maszyną napędową kolejki).

LITERATURA

[1] Szulkin P., Pogorzelski S.: Podstawy teorii pola elektromagnetycznego. WNT, Warszawa 1964.

[2] Rodinow W.M.: Linii pieriedaczi i antenny UKW. Moskwa, Energia 1977.

[3] Matusiak R.: Teoria pola elektromagnetycznego. WNT, Warszawa 1976.

[4] Kącki E.: Równania różniczkowe cząstkowe w elektrotechnice. WNT, Warszawa 1971.

[5] Atabiekow G.J.: Teoria liniowych obwodów elektrycznych. WNT, Warszawa 1967.

БЕСПРОВОДНАЯ ПЕРЕДАЧА ИНФОРМАЦИИ В ШАХТОВЫХ СТВОЛАХ

Р е з ю м е

В статье приводится некоторые упрощения, построено математическую модель системы передающая прутевая антенна - однопроводная линия, которая нашла применение в устройстве передачи информации. Были найдены связи между напряжением на конце линии и током в антенне.

WIRELESS INFORMATION GLUT IN COAL MINE SHAFTS

S u m m a r y

Introducing certain reductions, a mathematical model of a bar-transmitting aerial and a single-conductor line system has been constructed and applied in the information glut device. Some relations between the voltage on the end of the line and the current in the transmitting aerial have been established.

Przyjęto do druku w czerwcu 1978 r.