STUDIA INFORMATICA 2003
Volume 24 Number 2A (53)

Jacek IZYDORCZYK
Politechnika Śląska, Instytut Elektroniki

WŁASNOŚCI PROPAGACYJNE MEDIÓW MIEDZIANYCH

Streszczenie. Współczesne sieci rozdzielcze w dużym stopniu opierają jeszcze swoje działanie na mediach miedzianych. W przypadku planowania systemu transmisji danych o dużej przepływności konieczne jest oszacowanie dostępnego pasma częstotliwości. W artykule przedstawiono teorię, dzięki której można w bardzo prosty sposób obliczyć prędkość fazową oraz tłumienie dla mediów miedzianych. Rozważania teoretyczne potwierdzono przez pomiary stratności w rzeczywistym kablu transmisyjnym.

Słowa kluczowe: linia transmisyjna, medium, tłumienie.

A NOTE ON THE PROPAGATION PROPERTIES OF THE COPPER MEDIA

Summary. Contemporary last mile networks are copper media based yet. High speed data networks needs wide band transmission techniques, so an algorithm to estimate band width is needed too. In the article an theory is presented to compute phase velocity of electromagnetic waves and propagation coefficient for the copper media. Theory is verified by attenuation measurement for real copper media.

Keywords: transmission line, medium, attenuation.

1. Wprowadzenie

W ostatnich latach wzrosło bardzo zainteresowanie wykorzystaniem mediów miedzianych do transmisji danych cyfrowych z bardzo dużą prędkością. Media miedziane są bowiem ciągle najbardziej rozpowszechnionym medium transmisyjnym na odcinku „ostatniej mili", prowadzącym do potencjalnego abonenta. Do wykorzystania pozostaje także sieć energetyczna, której rozpowszechnienie jest nawet większe niż sieci, w której oferowane są usługi POTS. Wynikiem tego zainteresowania jest rozwój technologii xDSL [1] pozwalającej na

transmisję danych cyfrowych z prędkościami powyżej 1 Mbit/s oraz technologii transmisji danych w sieci energetycznej [2], gdzie możliwe jest osiągnięcie podobnych przepływności. Jednak planowanie sieci wykorzystującej media miedziane wymaga łatwego i skutecznego sposobu szacowania własności transmisyjnych medium, a w szczególności obliczania tłumienności medium. Stąd w lutowym numerze IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques z bieżącego roku pojawił się artykuł z pewnymi uwagami dotyczącymi takich obliczeń [3]. Autorzy zauważyli, że stosowanie pewnych bardzo popularnych wzorów uproszczonych prowadzi nieoczekiwanie do zupełnie niepoprawnych wyników.

2. Impedancja wejściowa odcinka linii długiej zwartego na końcu

Problem został w [3] przeanalizowany na przykładzie impedancji wejściowej $Z_{in}(j\omega)$ odcinka stratnej linii długiej zakończonego impedancją $Z_D(j\omega)$. Wzór dokładny pozwalający na obliczenie impedancji $Z_{in}(j\omega)$ ma następującą postać [4]:

$$Z_{in}(j\omega) = Z_c(j\omega) \cdot \frac{Z_c(j\omega) \cdot \tanh(\gamma(j\omega) \cdot D) + Z_D(j\omega)}{Z_c(j\omega) + Z_D(j\omega) \cdot \tanh(\gamma(j\omega) \cdot D)}, \tag{1}$$

gdzie D jest długością linii, $\gamma(j\omega)$ jest liczbą falową dla fali elektromagnetycznej propagującej się w linii:

$$\gamma(j\omega) = \sqrt{(j\omega L' + R')(j\omega C' + G')}, \tag{2}$$

natomiast $Z_c(j\omega)$ jest impedancją falową linii:

$$Z_c(j\omega) = \sqrt{\frac{j\omega L' + R'}{j\omega C' + G'}}. \tag{3}$$

Linia długa jest w tym przypadku opisywana przez parametry rozłożone, tj. L' indukcyjność na jednostkę długości, C' pojemność na jednostkę długości, R' oporność na jednostkę długości i G' przewodność na jednostkę długości. Jeżeli linia jest zwarta na końcu, to jej impedancja wejściowa wyraża się następującym dokładnym wzorem:

$$Z_{ins}(j\omega) = Z_c(j\omega) \cdot \tanh(\gamma(j\omega) \cdot D). \tag{4}$$

Dla linii, której długość jest mała, tj. kiedy $|\gamma(j\omega) \cdot D| \ll 1$ możemy użyć przybliżenia:

$$\tanh(\gamma(j\omega) \cdot D) \approx \gamma(j\omega) \cdot D, \tag{5}$$

i ze wzorów (2) i (3) obliczyć:

$$Z_{ins}(j\omega) \approx Z_c(j\omega) \cdot \gamma(j\omega) \cdot D = (j\omega L' + R') \cdot D. \tag{6}$$

Powyższe przybliżenie jest poprawne dla krótkiego odcinka zwartej na końcu stratnej linii długiej. Linia taka wygląda jak szeregowe połączenie indukcyjności o wartości $L' \cdot D$ oraz

oporności o wartości równej $R' \cdot D$. Jeżeli jednak w równaniu (6) posłużymy się przybliżonym wyrażeniem określającym impedancję falową linii:

$$Z_c(j\omega) \approx \sqrt{\frac{L'}{C'}} = Z_c = \text{const.}, \tag{7}$$

a także użyjemy bardzo powszechnego przybliżenia liczby falowej:

$$\gamma(j\omega) \approx j\omega\sqrt{L'C'} + \frac{R'}{2 \cdot Z_c} + \frac{G' \cdot Z_c}{2}, \tag{8}$$

otrzymamy zupełnie niepoprawny wynik:

$$Z_{ins}(j\omega) \approx j\omega L' \cdot D + \frac{R' \cdot D}{2} + \frac{G' \cdot Z_c^2 \cdot D}{2}. \tag{9}$$

Część urojona obliczonej impedancji (reaktancja) jest poprawna, natomiast część rzeczywista jest zupełnie inna niż ta, którą obliczymy według wzoru (6). Dla linii, w której straty wynikają głównie z oporności omowej przewodów, wzór (9) daje oporność o 50% mniejszą niż ta, którą otrzymujemy stosując wzór (6). Niestety, w publikacji [3] autorzy nie podają istotnych przyczyn błędu ograniczając się do podania poprawnego wzoru (6). Powstaje w ten sposób zupełnie błędne wrażenie, że stosowanie przybliżonych wzorów określających impedancję falową czy też liczbę falową prowadzi w pewnych sytuacjach nieodwołalnie do błędów. Tymczasem błąd tkwi nie w zastosowanej metodzie, a w niewłaściwym połączeniu przybliżeń. Aby to pokazać, rozważmy wzór określający impedancję falową linii długiej (3) i rozwińmy go w szereg McLaurina względem zmiennej $1/\omega$:

$$Z_c(j\omega) = \sqrt{\frac{L'}{C'}} \cdot \sqrt{\frac{1 + \frac{R'}{j\omega L'}}{1 + \frac{G'}{j\omega C'}}} = Z_c \cdot \left(1 + \frac{R'}{2j\omega L'} - \frac{G'}{2j\omega C'} + \mathcal{O}(1/\omega^2)\right). \tag{10}$$

Dla bardzo dużych częstotliwości możemy ograniczyć się tylko do pierwszego wyrazu rozwinięcia uzyskując w ten sposób wzór przybliżony (7). Lepsze przybliżenie, które można stosować w szerszym zakresie częstotliwości, uzyskamy uwzględniając we wzorze (10) także składnik proporcjonalny do $1/\omega$:

$$Z_c(j\omega) \approx Z_c \cdot \left(1 + \frac{R'}{2j\omega L'} - \frac{G'}{2j\omega C'}\right). \tag{11}$$

Przybliżenie to daje rozsądne rezultaty dla częstotliwości spełniających warunek:

$$\omega > \max(R'/L', G'/C'). \tag{12}$$

Podsumujmy: wzór (7) to przybliżenie impedancji falowej linii zerowego rzędu, wzór (11) to przybliżenie pierwszego rzędu. W podobny sposób uzyskuje się przybliżenie zerowego rzędu dla liczby falowej:

$$\gamma(j\omega) = j\omega\sqrt{L'C'} \cdot \sqrt{(1+\frac{R'}{j\omega L'})(1+\frac{G'}{j\omega C'})} \approx j\omega\sqrt{L'C'}\,, \tag{13}$$

oraz przybliżenie pierwszego rzędu:

$$\gamma(j\omega) = j\omega\sqrt{L'C'} \cdot \sqrt{(1+\frac{R'}{j\omega L'})(1+\frac{G'}{j\omega C'})} \approx j\omega\sqrt{L'C'} \cdot \left(1+\frac{R'}{2j\omega L'}+\frac{G'}{2j\omega C'}\right). \tag{14}$$

Równanie (5) stanowi przybliżenie pierwszego rzędu funkcji tangens hiperboliczny. W związku z tym może zostać użyte do obliczenia przybliżenia zerowego rzędu oraz przybliżenia pierwszego rzędu impedancji wejściowej zwartego na końcu odcinka linii długiej. Przybliżenie zerowego rzędu ma postać:

$$Z_{ins}(j\omega) \approx \sqrt{\frac{L'}{C'}} \cdot j\omega\sqrt{L'C'} \cdot D = j\omega L' \cdot D \tag{15}$$

Jest to zupełnie dobre przybliżenie impedancji wejściowej, ponieważ może być stosowane tylko dla częstotliwości znacznie większych niż najniższa częstotliwość dopuszczalna przez (12). W tych warunkach $\omega L' \gg R'$, a w rezultacie impedancja wejściowa[1] jest zdominowana przez reaktancję indukcyjności $L' \cdot D$. Aby otrzymać przybliżenie pierwszego rzędu dla impedancji wejściowej odcinka linii długiej zwartego na końcu, musimy użyć przybliżenia pierwszego rzędu dla impedancji falowej i przybliżenia pierwszego rzędu dla liczby falowej linii:

$$\begin{aligned} Z_{ins}(j\omega) &\approx Z_c\left(1+\frac{R'}{2j\omega L'}-\frac{G'}{2j\omega C'}\right) j\omega\sqrt{L'C'}\left(1+\frac{R'}{2j\omega L'}+\frac{G'}{2j\omega C'}\right) D = \\ &= (j\omega L' + R')D + \mathcal{O}(\frac{1}{\omega^2}) \end{aligned} \tag{16}$$

W otrzymanym w ten sposób wzorze możemy pominąć wielkości małe drugiego rzędu, czyli te proporcjonalne do $1/\omega^2$. Rezultat jest taki sam jak w przypadku wzoru (6). Oczywiście, przedstawiona metoda postępowania jest nieco bardziej kłopotliwa niż ta przedstawiona w [3]. Teraz jednak można szybko zidentyfikować źródło błędu we wzorze (9). W celu obliczenia przybliżenia pierwszego rzędu impedancji wejściowej linii błędnie posłużono się przybliżeniem zerowego rzędu impedancji falowej i przybliżeniem pierwszego rzędu liczby falowej. Użyte przybliżenia muszą być bowiem zawsze tego samego rzędu. Nic dziwnego, że uzyskany rezultat, tj. równanie (9), jest czymś pomiędzy przybliżeniem zerowego rzędu (15) a przybliżeniem pierwszego rzędu (16) (lub jeśli kto woli (6)).

[1] Pamiętajmy cały czas, że długość przewodu (linii) D musi być wystarczająco mała, aby można było zastosować przybliżenie (5).

3. Tłumienie linii

Wydaje się, że dyskusja strat w rzeczywistych liniach transmisyjnych nie jest kompletna, jeśli nie wskaże się istotnych przyczyn rozpraszania energii podczas transmisji. Pierwszą istotną przyczyną strat jest oporność omowa przewodów. Jednak uwzględnienie tylko stałoprądowej oporności omowej jest dalece niewystarczające. Oporność ta jest bowiem dla wysokich częstotliwości potęgowana przez zjawisko naskórkowe. Zjawisko naskórkowe jest dobrze znane i opisane w wielu podręcznikach, np. [5]. Polega ono na „wypchnięciu" przez pole elektromagnetyczne prądu elektrycznego wysokiej częstotliwości tuż pod powierzchnię przewodnika. W rezultacie prąd elektryczny płynie tylko w warstwie tuż przy powierzchni przewodnika. Efektywna grubość tej warstwy to λ_{ef}, co oznacza, że można przyjąć, że gęstość prądu w warstwie o tej grubości jest stała. Efektywna głębokość wnikania λ_{ef} zależy od częstotliwości prądu ω, oporności właściwej przewodnika ρ oraz od przenikalności magnetycznej próżni[1] μ_0. Aby uzyskać wzór określający λ_{ef}, można posłużyć się analizą wymiarową bez konieczności pisania równań Maxwella. Zakładamy, że poszukiwany wzór przyjmuje postać:

$$\lambda_{ef} = K \cdot \omega^a \cdot \rho^b \cdot \mu_0^c \tag{17}$$

gdzie K jest stałą bezwymiarową (przypuszczalnie zbliżoną do jedności) zaś a, b oraz c są nieznanymi wartościami wykładników. Wymiar wielkości po lewej i prawej stronie powyższego wzoru musi być identyczny:

$$[\mathrm{m}] = [\mathrm{s}]^a [\Omega\times\mathrm{m}]^b [\mathrm{H/m}]^c = [\mathrm{s}]^{a-c} [\mathrm{V}]^{b+c} [\mathrm{A}]^{-(b+c)} [\mathrm{m}]^{b-c}$$

Może tak być tylko wtedy, gdy wykładniki a, b oraz c spełniają następujący układ równań:

$$a - c = 0, \quad b + c = 0, \quad b - c = 1. \tag{18}$$

Jedynym rozwiązaniem równań (18) jest $a = -1/2$, $b = 1/2$ oraz $c = -1/2$. Stała K nie może być, niestety, wyznaczona za pomocą analizy wymiarowej. Trzeba posłużyć się równaniami Maxwella. Odpowiednie wyprowadzenie zaprezentowane np. w [5] daje rezultat $K = \sqrt{2}$:

$$\lambda_{ef} = \sqrt{\frac{2 \cdot \rho}{\omega \cdot \mu_0}}. \tag{19}$$

A zatem oporność jednostki długości linii transmisyjnej wyraża się wzorem:

---

[1] Zakładamy, że przewodnik nie wykazuje własności ferromagnetycznych i jego względna przenikalność magnetyczna jest zbliżona do jedności. Założenie to jest bardzo dobrze spełnione dla miedzi.

$$R'(\omega)=\frac{\rho}{\sigma\cdot\lambda_{ef}}=\frac{1}{\sigma}\cdot\sqrt{\frac{\omega\cdot\rho\cdot\mu_0}{2}}, \tag{20}$$

gdzie σ jest obwodem przekroju poprzecznego przewodnika zastosowanego w linii. Jak łatwo zauważyć, oporność linii na jednostkę długości rośnie jak $\sqrt{\omega}$.

Drugim ważnym źródłem strat linii jest przewodność na jednostkę długości G', tzw. upływność linii. Nie chodzi tu jednak bynajmniej o stałoprądową upływność linii. Współczesne linie transmisyjne wykonywane są z wykorzystaniem bardzo dobrych izolatorów, których oporność właściwa jest często bardzo trudna do pomiaru[1] [6]. Główną przyczyną istnienia upływności G' jest rozpraszanie energii podczas zmiany polaryzacji elektrycznej molekuł izolatora w zmiennym polu elektrycznym. Im więcej takich zmian w ciągu sekundy, tym więcej energii zostaje rozproszonej. Dla małych częstotliwości[2] straty te mogą być opisywane przez kąt stratności dielektrycznej δ:

$$G'(\omega)=\omega\cdot C'\cdot\tan\delta \tag{21}$$

Kąt ten przyjmuje zwykle bardzo małe wartości, dużo mniejsze niż 10^{-2} rad [7]. W rezultacie wzór przybliżony (10), a określający impedancję falową linii musi być nieco zmodyfikowany:

$$Z_c(j\omega)=\sqrt{\frac{L'}{C'}}\cdot\sqrt{\frac{1+\frac{R'(\omega)}{j\omega L'}}{1+\frac{\tan\delta}{j}}}\approx Z_c\cdot\left(1+\frac{R'(\omega)}{2j\omega L'}-\frac{\tan\delta}{2j}\right). \tag{22}$$

Ponieważ oporność przewodu na jednostkę długości rośnie jak $\sqrt{\omega}$, dla dużych częstotliwości składnik $R'(\omega)/2j\omega L'$ może być w wielu przypadkach pominięty. Wystarcza nam wtedy aproksymacja zerowego rzędu $Z_c(j\omega)=\sqrt{L'/C'}$. Ponieważ niezależna od częstotliwości część urojona impedancji falowej $Z_c(j\omega)$ jest zwykle nie większa niż 0,5% części rzeczywistej, pominięto ją także. W podobny sposób otrzymujemy przybliżenie pierwszego rzędu liczby falowej:

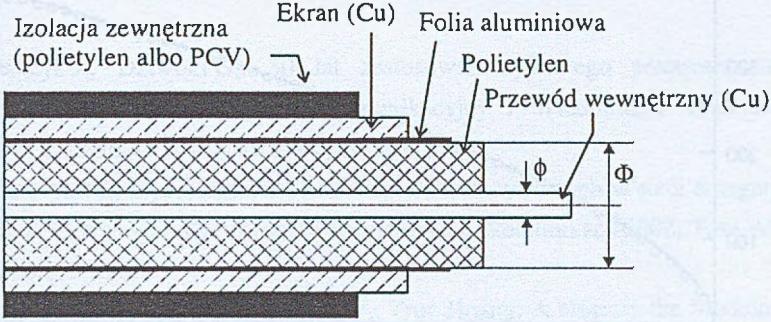
$$\gamma(j\omega)=j\omega\sqrt{L'C'}\cdot\sqrt{(1+\frac{R'(\omega)}{j\omega L'})(1+\frac{\tan\delta}{j})}\approx j\omega\sqrt{L'C'}\cdot\left(1+\frac{R'(\omega)}{2j\omega L'}+\frac{\tan\delta}{2j}\right). \tag{23}$$

Część urojona liczby falowej jest blisko związana z prędkością grupową fal elektromagnetycznych TEM propagujących się w linii. Jak łatwo zauważyć, dla wystarczająco dużych czę-

---

[1] Zwykle prąd płynący przez "objętość" takiego izolatora jest o kilka rzędów wielkości mniejszy niż prąd płynący przez elektrolit zaabsorbowany na powierzchni izolatora.

[2] Oczywiście, dla małych częstotliwości w skali charakterystycznej dla mikroświata molekuł izolatora. Te same częstotliwości dla makroskopowych obwodów elektrycznych są duże, bo obejmują obszar mikrofal.



Rys.1. Przekrój kabla koncentrycznego RG-58U
Fig. 1. Intersection of RG-58U coaxial cable

stotliwości, mimo występowania strat, prędkość ta jest stała i wyraża się wzorem. Część rzeczywista liczby falowej opisuje natomiast tłumienie sygnału propagującego się w linii:

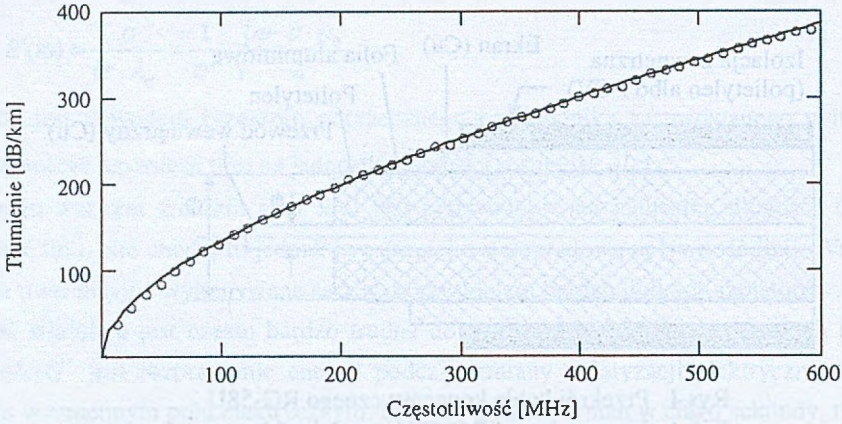
$$\alpha(\omega) = \Re[\gamma(j\omega)] \approx \frac{R'(\omega)}{2 \cdot Z_c} + \frac{\omega \cdot \tan\delta}{2v}. \tag{24}$$

Należy zauważyć, że błąd popełniany przy użyciu wzorów (23) i (24) maleje wraz ze wzrostem częstotliwości sygnału. Można się zatem spodziewać, że wymienione wzory mogą być używane w dużym zakresie częstotliwości, a przynajmniej dopóty, dopóki prawdziwe jest założenie o stałości kąta stratności dielektryka.

4. Wyniki pomiarów

Uzyskane rezultaty zostały zweryfikowane na przykładzie kabla koncentrycznego RG-58U. Kable koncentryczne mają na tyle regularną budowę, że wiele istotnych parametrów można wyliczyć za pomocą prostych wzorów. Przekrój badanego kabla zamieszczony został na rys. 1. Średnica wewnętrznego przewodu sygnałowego jest równa ϕ=0,8 mm. Przewód ten wykonany jest z miedzi[1], której oporność właściwa ρ_{Cu}=1,673·10^{-8} Ω×m. Przewód sygnałowy pokryty jest warstwą izolatora – polietylenu. Średnica warstwy polietylenu wynosi Φ=3,0 mm, natomiast względna przenikalność dielektryczna polietylenu to ε=2,3. Warstwa polietylenu pokryta jest folią aluminiową o grubości t=20 μm. Oporność właściwa aluminium ρ_{Al}=2,655·10^{-8} Ω×m. Ekran przewodu wykonany jest w postaci siatki miedzianej, przy czym ma ona znaczenie głównie ze względu na własności mechaniczne przewodu. Po-

[1] Na ogół jest to przewód lity, ale czasami spotyka się linkę złożoną z wielu cienkich przewodów miedzianych. Linka wykazuje większą odporność na wielokrotne zginanie.



ooo Tłumienie kabla RG-58U zmierzone za pomocą HP4396A
— Tłumienie kabla obliczone na podstawie (25) dla tanδ=1.18E-3

Rys.2. Tłumienie kabla koncentrycznego RG-58U
Fig. 2. Attenuation of RG-58U coaxial cable

wyżej częstotliwości 20 MHz większa część prądu płynącego w ekranie płynie przez folię, ponieważ już dla 20 MHz efektywna głębokość wnikania prądu w głąb aluminium λ_{ef} wynosi 18 μm. Impedancja falowa przewodu RG-58U (aproksymacja zerowego rzędu) wynosi Z_c=50 Ω, a prędkość rozchodzenia się fal elektromagnetycznych $v = c/\sqrt{\varepsilon} = 2\cdot 10^8$ m/s. Tłumienie linii wyrażone w dB na metr może być obliczone według wzoru:

$$\alpha_{dB}(\omega) = 10\cdot\alpha(\omega)\cdot\log(e) = 10\cdot\left(\frac{R'(\omega)}{2\cdot Z_c} + \frac{\omega\cdot\tan\delta}{2v}\right)\cdot\log(e), \tag{25}$$

gdzie e to liczba Eulera. Oporność jednostki długości przewodu obliczamy korzystając z następującego wzoru:

$$R'(\omega) = \frac{2\cdot\sqrt{2\cdot\omega\cdot\mu_0}}{\pi}\cdot\left(\frac{\sqrt{\rho_{Cu}}}{\phi^2} + \frac{\sqrt{\rho_{Al}}}{\Phi^2}\right). \tag{26}$$

W równaniu (25) jedynym nieznanym parametrem opisującym własności materiałów, z których zbudowano przewód, jest tangens kąta stratności dielektrycznej $\tan\delta$. Aby wyznaczyć ten parametr, zmierzono, posługując się analizatorem widma HP4396A (network analyzer), tłumienie odcinka kabla RG-58U o długości ℓ=29,55 m. Zakres częstotliwości pomiaru obejmował od 300 kHz do 600 MHz. Krzywa opisana wzorami (25) i (26) została dopasowana do wyników pomiarów przez dobór parametru $\tan\delta$ metodą najmniejszych kwadratów. Optymalne dopasowanie uzyskano dla $\tan\delta = 1{,}18\cdot 10^{-3}$ – patrz rys. 2. Jak widać, wyniki pomiarów bardzo dobrze opisywane są krzywą (25). Jak łatwo sprawdzić, dla krótkiego odcinka takiego kabla, zwartego na końcu można użyć wzoru (6) określającego impedancję wejściową, pamiętając jednak, że oporność na jednostkę długości opisywana jest wzorem (26).

LITERATURA

1. Izydorczyk J., Dziwoki G.: 50 lat zastosowań cyfrowego przetwarzania sygnałów w telekomunikacji. Przegląd Telekomunikacyjny i Wiadomości Telekomunikacyjne, Rocznik LXXIII, nr 3, marzec 2000, ss. 201-209.
2. Kucharczyk M., Izydorczyk J.: Transmisja danych cyfrowych w sieci energetycznej. Materiały konferencyjne Krajowego Sympozjum Telekomunikacji'2002, Tom A, Bydgoszcz 2002, ss.217-226.
3. Djordjević A.E., Zajić A.G., Tošić D.V., Truc Hoang: A Note on the Modeling of Transmission-Line Losses. IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques, Vol.51, No 2, February 2003, pp.483-486.
4. Ishii T.K. In The Circuits and Filters Handbook, chapter Transmission Lines. CRC Press Inc. & IEEE Press, 1995.
5. Feynman R.P., Leighton R.B., Sands M., Feynmana wyklady z fizyki, t. 2, Panstwowe Wydawnictwo Naukowe, Warszawa 1970.
6. Modern Plastics Encyclopedia, October 1977 Volume 54, Number 10A, McGraw Hill, Inc., London.
7. Chelkowski A., Dielectric Physics, PWN-Polish Scientific Publishers & Elsevier Scientific Publishing Company, Warszawa-New-York 1980.

Recenzent: Dr inż. Bartłomiej Zieliński

Wpłynęło do Redakcji 28 marca 2003 r.

Abstract

Contemporary last mile networks are copper media based yet. High speed data networks needs wide band transmission techniques, so an algorithm to estimate band width is needed too. So there has been observed a great interest on theory of lossy transmission lines last time. In the article published in the February 2003 issue of IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques [3] the authors have found an error in commonly used approximation of input impedance of lossy transmission line. They have given the right solution but have not pointed out the cause of the error. In the article the correct approximation of input impedance has been proposed using McLaurin series expansion. The validity of the approximation has been confirmed by recall to the theory of energy dissipation in the lossy transmission media. The theory can be used to compute phase velocity of electromagnetic waves and propagation coefficient for the copper media. The main reason of signal attenuation in the copper media is skin effect. In the article simple theory of skin effect is presented. It does not need writing Maxwell equations. The second reason of attenuation in the copper media are dielectric loses. Both mechanisms of energy dissipation are predominant in very wide frequency band. Theory is verified by attenuation measurement for real copper media.

Adres

Jacek IZYDORCZYK: Politechnika Śląska, Instytut Elektroniki, ul. Akademicka 16, 44-101 Gliwice, Polska, izi@alfa.iele.polsl.gliwice.pl .