

doi:10.15199/48.2021.06.19

Rozpraszanie energii elektrycznej w przewodach elektrycznych pod wpływem temperatur pożarowych

Streszczenie. W artykule przedstawione zostały mechanizmy rozpraszania nośników ładunku elektrycznego w żyłach przewodzących przewodów elektrycznych poddanych termicznemu oddziaływaniu temperatur pożarowych. Określona została wielkość wpływu mechanizmów rozpraszających na pogorszenie warunków przewodności elektrycznej i podane zostały przybliżone wyniki obliczeń wzrostu rezystancji żył przewodzących.

Abstract. The article presents the mechanisms of dissipation of electric charge carriers in the conductors of electric cables subjected to the thermal effect of fire temperatures. The influence of dissipation mechanisms on the deterioration of electrical conductivity conditions was determined and approximate results of calculations of the increase in resistance of the conductive wires. (*The dissipation of electricity in electric cables under the influence of fire temperatures*)

Słowa kluczowe: przewodność cieplna, rezystancja, temperatura.
Keywords: thermal conductivity, resistance, temperature.

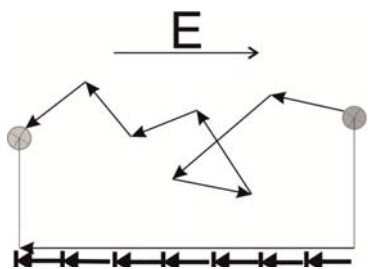
Wstęp

Rozpraszanie energii elektrycznej w żyłach przewodzących przewodów wpływa na jakość zasilania urządzeń elektrycznych. Badania nad tym zjawiskiem doprowadziły do opracowania modelu fizycznego przewodzenia prądu elektrycznego przez przewodniki, badania te przeprowadził Paul Drude, który w 1900 roku opublikował model przewodnictwa elektrycznego ciał stałych. Model ten zakłada, że miarą ruchliwości ładunków jest prędkość, którą nabywa ładunek w jednostkowym polu elektrycznym [11].

$$(1) \quad v_d = a \cdot \tau = \frac{F}{m_e} \cdot \tau = \frac{e\tau}{m_e} \cdot E$$

gdzie: v_d – prędkość unoszenia ładunku (dryftu), e – wartość ładunku, τ – czas pomiędzy zderzeniami, m_e – masa ładunku, E – natężenie pola elektrycznego, F – siła działająca na elektron w polu elektrycznym, a – przyspieszenie elektronu w polu elektrycznym.

Prędkość noszenia v_d jest prędkością kierunkowego ruchu nośników ładunku. Δ



Rys. 1. Przykład drogi przebytej przez nośnik ładunku

W przypadku braku wymuszenia jakim jest działanie zewnętrznego pola elektrycznego nośniki ładunku poruszają się swobodnie bezustannym ruchem bezładnym. Po pojawieniu się zewnętrznego pola elektrycznego, np. w postaci różnicy potencjałów U na końcach przewodnika, pojawia dodatkowa składowa prędkości nośników ładunku, która jest skierowana przeciwnie do wektora natężenia pola elektrycznego. Efektem tego ukierunkowanego ruchu ładunków jest przepływ prądu elektrycznego przez przewodnik (Rys. 1). Ładunki elektryczne (w tym przypadku elektrony walencyjne) poruszając się wewnątrz przewodnika są poddane działaniu hamującemu związanemu jedynie z oddziaływaniem struktury krystalicznej materiału przewodni-

ka. Oddziaływanie to powoduje wyhamowywanie elektronów, co powoduje, że uporządkowany ruch podlega ciągłemu rozpraszaniu. Istnieje kilka mechanizmów rozpraszania elektronów:

- na fononach,
- na domieszkach zjonizowanych,
- na domieszkach obojętnych,
- na innych domieszkach (np. dyslokacjach),
- na domieszkach magnetycznych (efekt Kondo),
- na elektronach.

Wpływ temperatury na rozpraszanie energii elektrycznej

Temperatura otoczenia, w której znajduje się przewodnik także oddziałuje na ruch elektronów (rozpraszanie). Dla niskich temperatur (poniżej 100 kelwinów) dominuje rozpraszanie elektronów na zjonizowanych domieszkach, natomiast dla wyższych temperatur największy wpływ na rozpraszanie elektronów ma oddziaływanie elektron – fonon. Pozostałe mechanizmy rozpraszania tworzą tzw. opór resztkowy i nie mają wielkiego wpływu na całość zjawiska rozpraszania elektronów.

Wraz ze wzrostem temperatury przewodnika rosną amplitudy drgań atomów sieci krystalicznej wokół położenia równowagi (Rys.2.). Następują częstsze zderzenia elektronów i związane z tym rozpraszanie ruchu uporządkowanego rośnie. Skrócenie czasu τ między kolejnymi zderzeniami elektronu powoduje skracanie średniej drogi ruchu swobodnego oraz wytracanie przez elektrony energii kinetycznej. Konsekwencją tych zjawisk jest spadek przewodności (lub wzrost oporu właściwego) przewodnika.

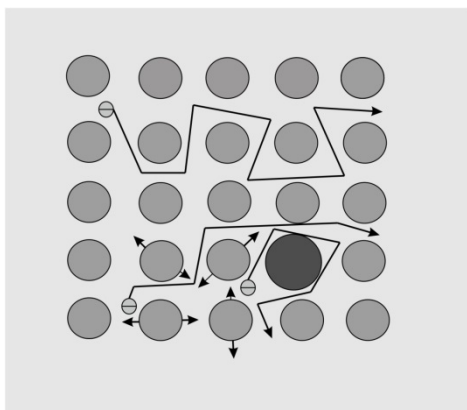
Przewodnictwo metali zależne jest od koncentracji elektronów n , która nie jest zależna od temperatury, ale jest zależna od ruchliwości elektronów. Dla i -tego elektronu ruchliwość jest określona w następujący sposób [11] [14]:

$$(2) \quad \mu_i = \frac{v_{d,i}}{E} = \frac{e_i \tau}{m_i} \quad [\text{cm}^2/\text{Vs}]$$

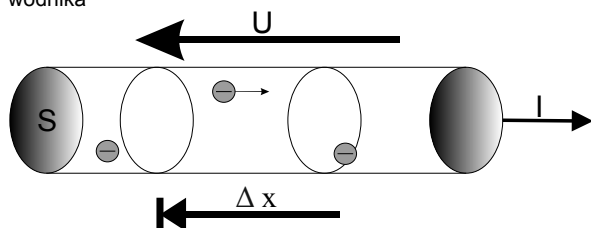
gdzie: e_i – wartość i -tego ładunku, m_i – masa i -tego ładunku, τ – czas między kolejnymi zderzeniami.

Wzrost temperatury przewodnika powoduje, skracanie czasu między zderzeniami co sprawia, że licznik wyrażenia (2) maleje, a w konsekwencji maleje całe wyrażenie.

Rozważmy odcinek Δx przewodnika w postaci miedzianego drutu przedstawionego na rysunku 3.



Rys.2. Rozproszenie elektronów wewnątrz sieci krystalicznej przewodnika



Rys.3. Odcinek przewodnika podczas przepływu prądu

Pojawienie się różnicy potencjałów na końcach przewodnika powoduje pojawienie się zewnętrznego pola elektrycznego, które kierunkuje swobodny i chaotyczny ruch elektronów wewnątrz przewodu. Elektrony zaczynają płynąć z końca o wyższym potencjale elektrycznym do końca o niższym potencjale. Wymuszony ruch elektronów w czasie t powoduje transport ładunku elektrycznego q i pojawienie się prądu elektronowego j , który opisuje zależność [11]

$$(3) \quad j = v_d \cdot S \cdot n \cdot q = \frac{q^2 \cdot n \cdot \tau}{m_q} \cdot S \cdot E$$

gdzie: S [mm²] – przekrój przewodnika, n – koncentracja elektronów, q – wartość ładunku elektronu, m_q – masa elektronu o ładunku q .

Część ułamkowa wyrażenia (3) jest stała dla danego materiału przewodnika i nosi nazwę przewodnictwa właściwego (konduktywności) σ .

$$(4) \quad \gamma = \frac{q^2 \cdot n \cdot \tau}{m_q}$$

Jednostką konduktywności jest siemens/metr [S/m] lub innym zapisie [1/Ωm]. Stąd równanie (3) można zapisać

$$(5) \quad j = \gamma \cdot S \cdot E$$

oraz pamiętając, że dla pola elektrycznego jednorodnego

$$(6) \quad U = E \cdot \Delta L$$

Otrzymujemy dla $j = I$ i $\Delta L = L$

$$(7) \quad I = \frac{\gamma \cdot S}{L} \cdot U$$

$$(8) \quad U = \frac{L}{\sigma S} \cdot I$$

Składnik ułamkowy we wzorze (8) jest stały dla konkretnego odcinka miedzianego przewodu instalacji elektrycznej. Ze wzoru (8) widzimy, że wartość napięcia U na końcach przewodnika jest proporcjonalna do wartości przepływającego prądu I . Współczynnik proporcjonalności w wyrażeniu (8) jest rezystancją R przewodnika.

$$(9) \quad R = \frac{L}{\gamma \cdot S}$$

Oprócz temperatury otoczenia wpływ na temperaturę przewodnika ma także ruch ładunków podczas przepływu prądu przez przewodnik. Zjawisko to opisuje prawo Wiedemanna – Franz’a. Zgodnie z tym prawem

$$(10) \quad \frac{\lambda}{\gamma} = L \cdot T$$

gdzie: λ [W/m·K] – przewodności cieplnej przewodnika, γ [S/m] – konduktywność przewodnika, L [W·Ω·K²] – liczba Lorentza, $L = 2,44 \cdot 10^8$,

Liczba Lorentza jest stała dla wszystkich metali, choć doświadczalnie stwierdzono, że przyjmuje wartości od 2,31 do $2,88 \cdot 10^8$ [W·Ω·K²] w zależności od rodzaju metalu [1] [2].

Zmiana rezystywności ρ przewodnika przypadająca na zmianę temperatury T określona jest zależnością

$$(11) \quad \frac{d\rho}{dT} = \alpha \cdot \rho$$

gdzie: α [K⁻¹] – temp. współczynnik rezystancji, $\alpha_{Cu} = 0,0037$, ρ [Ω·m] – rezystywność.

Przy założeniu, że $d\rho = \rho - \rho_0$ i zmienia się wraz ze wzrostem temperatury oraz $dT = T - T_0$ otrzymujemy

$$(12) \quad \alpha_0 = \frac{1}{\rho} \left[\frac{d\rho}{dT} \right]_{T=T_0}$$

Całkując wyrażenie (11) otrzymujemy

$$(13) \quad \rho = C \cdot e^{\alpha T}$$

gdzie: C – stała całkowania.

następnie wyznaczamy stałą całkowania C

$$(14) \quad C = \rho_{20} \cdot \frac{1}{e^{293,16 \cdot \alpha}}$$

gdzie: ρ_{20} – rezystywność przewodu w temperaturze 20□ (293,16 K).

Po uwzględnieniu zależności (14) we wzorze (13) otrzymujemy

$$(15) \quad \rho = \rho_{20} \cdot \frac{1}{e^{293,16 \cdot \alpha}} \cdot e^{\alpha T} = \rho_{20} e^{\alpha(T-293,16)} = \rho_{20} \cdot e^{\alpha \Delta T}$$

Co po rozwinięciu w szereg potęgowy i zastąpieniu rezystywności rezystancją daje [9]

$$(16) \quad R = R_{20} \cdot \left(1 + \alpha \Delta T + \frac{\alpha^2}{2} \Delta T^2 + \dots \right)$$

W powyższym wzorze dla zakresu temperatur 0 – 200□ możemy pominąć składniki od drugiego rzędu w górę ponieważ ich udział w tworzeniu wyniku jest pomijalnie mały (kilka rzędów mniejszy niż dla składnika pierwszego rzędu).

$$(17) \quad R = R_{20} \cdot (1 + \alpha \Delta T)$$

Dla temperatur wyższych od 200□ wzór (16) wraz ze wzrostem temperatury przybiera charakter nieliniowy spowodowany coraz wyraźniejszy wpływem składników wyższych rzędów, dla celów praktycznych wyznaczenia rezystancji przewodu o danej temperaturze możemy zapisać następująco [6]

$$(18) \quad R = R_{20} \cdot (1 + \alpha \Delta T + \beta \Delta T^2)$$

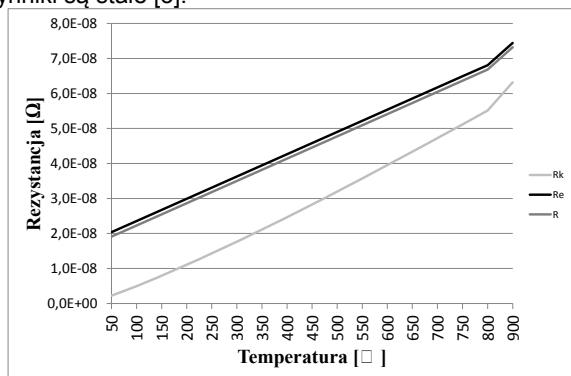
gdzie: β – drugi współczynnik temperaturowy rezystancji, dla miedzi $\beta=10^{-6} [K^{-2}]$.

W praktyce spotyka się również postać wykładniczą równania [6]

$$(19) \quad R_{T_k} = R_{20} \cdot \left(\frac{T_k}{293,16}\right)^{1,16}$$

gdzie: $R_{T_k} [\Omega]$ – rezystancja przewodnika w temperaturze T_k [°C]–temperatura przewodnika dla której obliczana jest rezystancja.

Zależność (18) określa rezystancję żyły w zadanej temperaturze. Warunkiem poprawności obliczeń jest, aby α i β były stałe w całym interesującym nas zakresie temperatur. Tak nie jest, ponieważ współczynnik α powiązany jest z rezystywnością materiału i zmienia się, gdy zmienia się rezystywność i temperatura żyły (równanie 12) [15]. Dla miedzi przewodowej Cu-ETP temperaturowy współczynnik rezystancji $\alpha_{20}=0,00393 [1/^\circ C]$, drugi temperaturowy współczynnik rezystancji $\beta_{20}=10^{-6} [1/^\circ C^2]$ i jego wpływ na wyniki obliczeń w tej pracy jest pomijalnie mały. W praktyce przyjmuje się, że choć jest to uproszczenie, to obydwa współczynniki są stałe [3].



Rys.3. Wykres zmienności rezystancji w funkcji temperatury przewodu elektrycznego

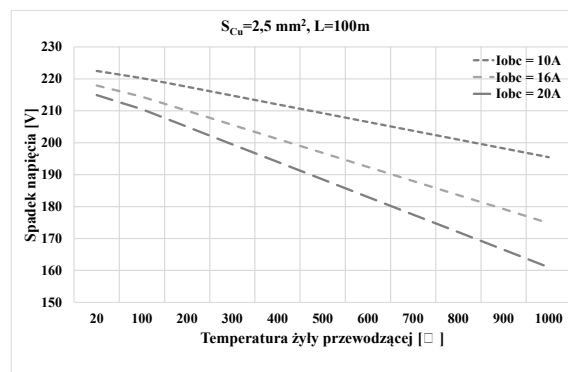
Przedstawione zależności temperaturowe rezystancji przewodu instalacji elektrycznej pozwalają na oszacowanie strat energii elektrycznej, którą wywołuje wzrost temperatury przewodu poddanego warunkom termicznym podczas pożaru. Z wykresu przedstawionego na rysunku 3 wynika, że w zakresie temperatur $20^\circ C + 850^\circ C$ rezystancja przewodu rośnie pięciokrotnie powodując straty:

- mocy czynnej $\Delta P = I^2 \cdot R$
- spadek napięcia $\Delta U = I \cdot R \cdot \cos \varphi$

Kable elektryczne stosowane w instalacjach, uzwojeniach maszyn elektrycznych itp. charakteryzują się dużą długością w metrach i małym przekrojem w mm^2 . W obliczeniach rezystancji wygodnie jest posługiwać się rezystywnością w $[\Omega \cdot mm^2/m]$, otrzymamy w ten sposób wynik rezystancji w omach.

Pogorszenie jakości energii elektrycznej przesyłanej przez przewód instalacji elektrycznej będący pod wpływem wysokiej temperatury np. w strefie objętej pożarem, powoduje spadek sprawności urządzeń elektrycznych, których działanie jest konieczne w czasie pożaru. Do urządzeń takich zaliczamy między innymi: oświetlenie awaryjne, oświetlenie ewakuacyjne, silniki elektryczne pomp pożarowych, systemy nagłośnienia, silniki elektryczne wentylatorów oddymiających, silowniki elektryczne, źródła zasilania gwarantowanego (akumulatory, agregaty prądotwórcze). Poprawne i bezawaryjne działanie tych systemów i urządzeń jest często warunkiem bezpieczeństwa życia ludzkiego w czasie pożaru.

Żyły przewodzące w przewodach elektrycznych są zarówno dobrymi przewodnikami elektrycznymi jak i cieplnymi. Przewód umieszczony w polu oddziaływania temperaturowego rozprzestrzenia ciepło wzdłuż osi podłużnej. Nagrzewaniu podlega nie tylko część przewodu objęta polem temperaturowym otoczenia, ale także długość przewodu, poza tym polem. Intensywność przepływu strumienia ciepłego jest zależna od szybkości i intensywności odprowadzania ciepła przez konstrukcję przewodu do otoczenia [4], [5], [7]. Wpływ na nagrzewanie lub schładzanie przewodów elektrycznych mają parametry fizykociepne materiałów elektroizolacyjnych użytych do budowy przewodów oraz warunki środowiskowe zabudowy przewodów w obiektach budowlanych [13].



Rys. 4. Spadek napięcia zasilającego jednofazowego dla różnych prądów obciążenia w funkcji temperatury żyły przewodzącej, przewód DY2,5 mm², l=100 m.

Spadek napięcia na przewodzie elektrycznym jest proporcjonalny do temperatury żyły i prądu obciążenia płynącego przez przewód elektryczny. Na rysunku 4 przedstawione zostały spadki napięć w obwodzie jednofazowym dla trzech różnych prądów obciążenia w funkcji temperatury żyły przewodzącej.

Modelowanie rozprzestrzeniania się ciepła w przewodach elektrycznych jest zasadne z punktu widzenia:

- poprawy zdolności przesyłowych przewodów [1] [2]
- pewności dostarczenia energii elektrycznej o wymaganej jakości [5]
- utrzymania parametrów materiałowych eksploatowanych przewodów [4] [7]

Podsumowanie

Przepływ strumienia ciepła w przewodach elektrycznych i związane z tym rozpraszanie energii elektrycznej jest trudnym do opisu zjawiskiem fizycznym, które często decyduje o własnościach użytkowych i trwałości eksploatacyjnej przewodów. Skutkiem oddziaływania strumienia ciepłego na przewód elektryczny jest nagrzewanie się powierzchni przewodu (izolacja zewnętrzna i wewnętrzna) oraz żyły przewodzącej. Wzrost temperatury izolacji powoduje zwiększoną erozję izolacji, a po przekroczeniu wartości dopuszczalnych następuje całkowita degradacja struktury izolacji [5], [8]. Miedziane żyły przewodzące przewodów elektrycznych nagrzewając się również ulegają erozji. W tym przypadku mamy do czynienia z przyspieszonym utlenianiem się miedzi zawartej w materiale żyły [5], [7], [10]. Wzrost przekroju warstwy utlenionej powoduje zmniejszenie przekroju czynnego żyły, co wpływa na wzrost rezystancji przewodu, a to z kolei powoduje zmniejszenie zdolności przesyłowych przewodu [5] [13]. Głównym skutkiem nagrzewania się żył przewodzących w przewodach elektrycznych jest, jednakże wzrost rezystancji spowodowanej zakłóceniem swobodnego przepływu ładunków elektrycznych [12]. Wraz ze wzrostem temperatury przewodnika rosną amplitudy

drgań atomów sieci krystalicznej wokół położenia równowagi. Konsekwencją tych zjawisk jest spadek przewodności (lub wzrost oporu właściwego) przewodnika. [10], [12].

Autor: dr inż. Bogdan Perka, Wojskowa Akademia Techniczna, Instytut Systemów Elektronicznych, ul. Gen. Sylwestra Kaliskiego 2, 00-908 Warszawa, E-mail: bogdan.perka@wat.edu.pl

LITERATURA

- [1] Chaban A. Lis M., Szafraniec A., Chrzan M., Levoniuk V.: Interdisciplinary modelling of transient processes in local electric power systems including long supply lines of distributed parameters, *Applications of Electromagnetics in Modern Techniques and Medicine (PTZE)*, 2018.
- [2] Dyka E., Markiewicz P., Sikora R.: Modelowanie w elektrotechnice z wykorzystaniem Środowiska MATLAB, Wydawnictwo Politechniki Łódzkiej, 2006.
- [3] Fasbinder S.: *Praktische Anwendungen von leitfähigen Materialien*, Deutsches Kupferinstitut, Mai 2010.
- [4] Goga V., Paulech J., Wary M.: Cooling of electrical Cu conductor with PVC insulation – analytical, numerical and fluid flow solution, *Journal of ELECTRICAL ENGINEERING*, Slovak University of Technology, Bratislava, Vol. 64, NO.2, 2013.
- [5] Julian Wiatr, Waldemar Jaskółowski: Wpływ temperatury pożaru na wartość napięcia zasilającego urządzenia elektryczne oraz skuteczność ochrony przeciwpożarowej urządzeń, które muszą funkcjonować podczas pożaru, *Zeszyty Naukowe SGSP nr 47 (3) 2013*
- [6] Karahan M., Kalenderli O.: Coupled Electrical and Thermal Analysis of Power Cables Using Finite Element Method, *Heat Transfer – Engineering Applications*, Intech Open 2011.
- [7] Klimczak T., Paś J.: Reliability and Operating Analysis of Transmission of Alarm Signals of Distributed Fire Signaling System. *Journal of KONBiN* 49, 2019.
- [8] Kulas S., Supronowicz H., Suproniuk M., Michta K.: Koncepcja jednofazowego łącznika hybrydowego do zastosowań energetycznych, 1/2016, str. 37-40.
- [9] Osowski S.: *Wybrane zagadnienia z teorii obwodów*. Oficyna Wydawnicza Politechniki Warszawskiej, 2011.
- [10] Piwowarski K., Suproniuk M., Kamiński P., Perka B.: Concept of a measuring system for diagnostic of photoconductive semiconductor switches parameters, *Przegląd Elektrotechniczny*, 11/2019, str. 117-119.
- [11] S.O. Kasap: *Principles of Electronic Materials and Devices*, Third edition 2006, University of Saskatchewan, Canada
- [12] Suproniuk M., Kamiński P., Kozłowski R., Żelazko J., Kwestarż M., Pawłowski M.: Modelowanie wpływu koncentracji centrów defektowych na rezystywność monokryształów krzemu, *Przegląd Elektrotechniczny* 8/2014, str. 226-229.
- [13] Suproniuk M., Paś J.: Analiza energii elektrycznej pobieranej w obiektach użyteczności publicznej, *Przegląd Elektrotechniczny*, 11/2019, str. 97-100.
- [14] Suproniuk M., Pawłowski M., Wierzbowski M., Majda-Zdancewicz M.: Comparison of methods applied in photoinduced transient spectroscopy to determining the defect center parameters: The correlation procedure and the signal analysis based on inverse Laplace transformation, *Review of Scientific Instruments*, April 2018.
- [15] Wesółowski M., Skrzypczak P., Hauser J.: Parametry cieplne wpływające na dokładność modelowania procesu nagrzewania indukcyjnego, *Poznan University of Technology Academic Journals, Electrical Engineering*, 2016.