

Syntezy układów aktywnych z linią $\overline{RC}$ dokonuje się na płaszczyźnie p , opierając realizacje na znanych metodach syntezy układów aktywnych RC o stałych skupionych. Zastosowanie tych metod wymaga przekształcenia funkcji syntezowanej z płaszczyzny s na płaszczyznę p . W wyniku otrzymuje się funkcję przenoszenia w postaci wyrażenia (1), które opisuje układ aktywny z jednorodną linią $\overline{RC}$. Przekształcenie danej funkcji układu z płaszczyzny s na płaszczyznę p prowadzi do aproksymacji, która stanowi jeden z najważniejszych problemów syntezy układów aktywnych RC o stałych rozłożonych.

2.1. Aproksymacja modułu funkcji przenoszenia układów dolnoprzepustowych

Zagadnienie aproksymacji dolnoprzepustowych funkcji przenoszenia $|K(s)|$, przy $s = j\omega$, odpowiednimi funkcjami $|T(p)|$ na płaszczyźnie p badał Ghausi [1]. Jeżeli funkcja przenoszenia $|K(s)|$ jest dana przy $s = j\omega$, to może być ona aproksymowana przez iloczyn odpowiednich funkcji $|T(p_i)|$ na płaszczyźnie p zgodnie z wyrażeniem (2):

$$|K(j\omega)| = \prod_{i=1}^n |T(p_i)|_{p=\text{ch}\sqrt{j\omega(RC)_i}}. \quad (2)$$

Ghausi wykazał, że funkcja $|T(p)|$ opisana wyrażeniem:

$$|T(p)| = \left| \frac{B+1}{p+B} \right|_{p=\text{ch}\sqrt{j\omega RC}} \quad (3)$$

aproksymuje na płaszczyźnie p funkcję daną wzorem:

$$|T(s)| = \left| \frac{1}{s^2 + 2\cos\xi s + 1} \right|_{s=j\frac{\omega}{\omega_0}}, \quad (4)$$

gdzie:

- ω_0 — odległość położenia bieguna od początku układu współrzędnych (patrz rys. 2),
- ξ — kąt mierzony od ujemnej osi σ pokazany na rysunku 2,
- B — parametr określający położenie bieguna funkcji aproksymującej opisanej wyrażeniem (3).

Maksymalna rozbieżność pomiędzy funkcją aproksymującą opisaną wyrażeniem (3) i funkcją aproksymowaną opisaną wyrażeniem (4) w zakresie częstotliwości znormalizowanych $0 \div 30$ nie przekracza 2% [1].

Na rysunku 2 przedstawiony jest rozkład biegunów funkcji aproksymowanej opisaney wyrażeniem (4).

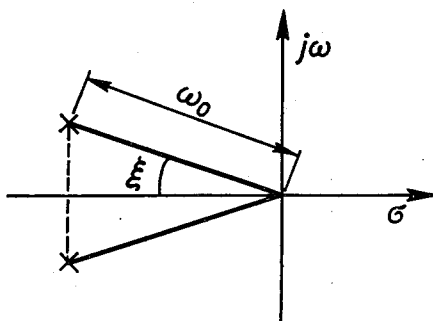
Przy aproksymacji uwzględnia się następujące parametry:

- —3-decybelową częstotliwość graniczną ω_c ,
- maksymalne wartości funkcji $|T(p)|_{\max}$ i $|T(s)|_{\max}$,
- pasmo częstotliwości w dekadach definiowane jako:

$$\Delta\omega = \log \frac{\omega_c}{\omega_{-0,1}},$$

gdzie: $\omega_{-0,1}$ — częstotliwość, przy której moduł funkcji przenoszenia maleje o 0,1 dB w stosunku do $|T(s)|_{\max}$.

Wybór wartości B wynika z kryterium stabilności przedstawionego na rysunku 1. Dla funkcji aproksymującej opisanej wyrażeniem (3) przyjmuje się wartości parametru B z zakresu: $\langle -1, 11,59 \rangle$.



Rys. 2. Położenia biegunów funkcji opisanej wyrażeniem (4) na płaszczyźnie s

Z przebiegu funkcji opisanych wyrażeniami (3) i (4) wynikają następujące wnioski:

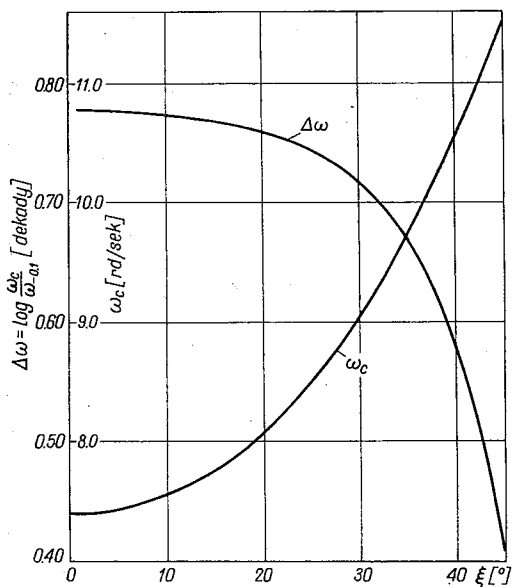
- a) dla $-1 \leq B \leq 2$ funkcja opisana wyrażeniem (3) posiada płaski dolnoprzepustowy kształt i jej maksymalna wartość wynosi 0 dB,
- b) dla $0 \leq \xi \leq 45^\circ$ funkcja opisana wyrażeniem (4) posiada płaski dolnoprzepustowy kształt i jej maksymalna wartość wynosi 0 dB,
- c) dla $2 < B < 11,59$ maksymalna wartość funkcji opisanej wyrażeniem (3) wzrasta i jest funkcją tylko parametru B ,
- d) dla $45^\circ < \xi < 90^\circ$ maksymalna wartość funkcji opisanej wyrażeniem (4) wzrasta i jest funkcją tylko parametru ξ ,
- e) pasmo częstotliwości $\Delta\omega$ dla funkcji opisanych wyrażeniami (3) i (4) jest odpowiednio funkcją tylko parametrów B i ξ ,
- f) -3 -decybelowa częstotliwość graniczna ω_c jest funkcją parametru B i stałej czasowej RC dla funkcji opisanej wyrażeniem (3) oraz funkcją ξ i ω_0 dla funkcji opisanej wyrażeniem (4).

Na rysunkach 3, 4, 5, 6 przedstawione są odpowiednie krzywe projektowe pozwalające określić współczynniki B i RC funkcji aproksymującej opisanej wyrażeniem (3) dla danej funkcji realizowanej opisanej wyrażeniem (4). Współczynniki te określa się przyjmując jako punkt wyjściowy odpowiednie parametry ξ i $\omega_{0,1}$, odpowiadające biegunom funkcji przedstawionej w postaci wyrażenia (4). Jeżeli $\xi \leq 45^\circ$, to do określenia współczynników funkcji aproksymującej, opisanej wyrażeniem (3) wykorzystuje się krzywe przedstawione na rysunkach 3 i 4.

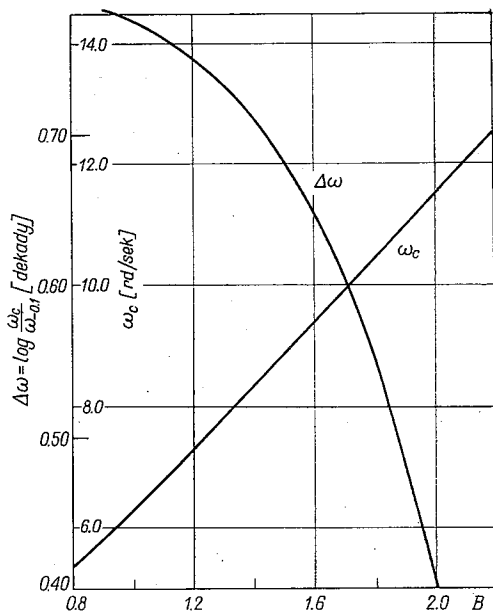
Na rysunku 3 przedstawione są zależności 3-decybelowej częstotliwości granicznej i pasma częstotliwości $\Delta\omega$ od wartości parametru ξ dla funkcji opisanej wyrażeniem (4).

Na rysunku 4 wykreślone są zależności 3-decybelowej częstotliwości ω_c i pasma $\Delta\omega$ od wartości parametru B dla funkcji aproksymującej, opisanej wyrażeniem (3).

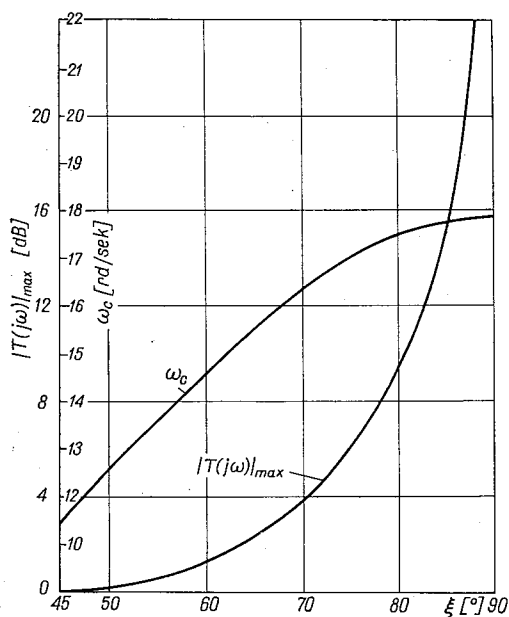
Korzystając z krzywej przedstawionej na rysunku 3 określa się dla danego ξ odpowiadającą wartość $\Delta\omega$. Tę samą wartość $\Delta\omega$ musi posiadać funkcja aproksymująca opisana wyrażeniem (3). Z krzywej przedstawionej na rysunku 4 dla danego $\Delta\omega$ określa się właściwą wartość parametru B .



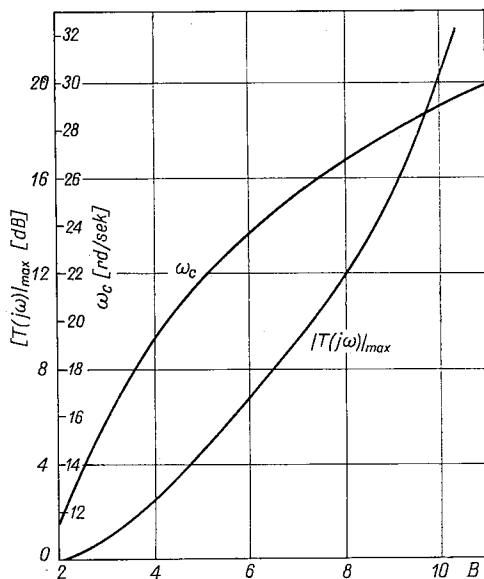
Rys. 3. Zależność ω_c i $\Delta\omega$ od wartości parametru ξ dla funkcji danej wzorem (4), gdzie: $\omega_0 = 11,5$ rd/sec



Rys. 4. Zależność ω_c i $\Delta\omega$ od wartości parametru B dla funkcji danej wzorem (3), gdzie: $RC = 1$ sek



Rys. 5. Zależność $|T(j\omega)|_{\max}$ i ω_c od wartości parametru ξ dla funkcji danej wzorem (4), gdzie: $\omega_0 = 11,5$ rd/sec



Rys. 6. Zależność $|T(j\omega)|_{\max}$ i ω_c od wartości parametru B dla funkcji danej wzorem (3), gdzie: $RC = 1$ sek

Jeżeli $\xi > 45^\circ$, to do określenia współczynników wyrażenia (3) wykorzystuje się krzywe przedstawione na rysunkach 5 i 6. W tym przypadku funkcja opisana wyrażeniem (4) posiada maksimum — $|T(s)|_{\max}$. Funkcja aproksymująca opisana wyrażeniem (3) posiada maksimum — $|T(p)|_{\max}$ dla $B \in (2, 11, 58)$.

Na rysunku 5 przedstawione są zależności $|T(s)|_{\max}$ oraz 3-decybelowej częstotliwości granicznej ω_c od wartości parametru ξ dla funkcji opisanej wyrażeniem (4).

Na rysunku 6 przedstawione są zależności $|T(p)|_{\max}$ oraz 3-decybelowej częstotliwości granicznej ω_c od wartości parametru B dla funkcji opisanej wyrażeniem (3). Korzystając z krzywej przedstawionej na rysunku 5 określa się dla danego ξ odpowiadającą wartość $|T(s)|_{\max}$. Wartość ta musi być równa $|T(p)|_{\max}$. Z krzywej przedstawionej na rysunku 6, dla danego $|T(p)|_{\max}$ określa się właściwą wartość parametru B .

Wartość stałej czasowej RC określa się korzystając odpowiednio z krzywych przedstawionych na rysunkach 3 i 4 oraz 5 i 6. Jeżeli $\xi \leq 45^\circ$ wykorzystuje się krzywe przedstawione na rysunkach 3 i 4. W przypadku $\xi > 45^\circ$ korzysta się z krzywych przedstawionych na rysunkach 5 i 6.

Z krzywych przedstawionych na rysunkach 3 lub 5, mając dane ξ i $\omega_{0,1}$ określa się wartość ω_{c1} , odpowiadającą 3-decybelowej częstotliwości granicznej opisanej wyrażeniem (4).

Mając dane B , wyznaczone poprzednio, określa się z krzywej przedstawionej na rysunkach 4 lub 6 wartość ω_c odpowiadającą 3-decybelowej częstotliwości granicznej funkcji opisanej wyrażeniem (3). Krzywe na rysunkach 4 i 6 wykreślone są dla $RC = 1$ sek.

Zakładając $\omega_{c1}(RC)_1 = \omega_c RC$ oblicza się właściwą wartość stałej czasowej $(RC)_1$, która zapewnia równość 3-decybelowych częstotliwości granicznych funkcji opisanych wyrażeniami (3) i (4).

2.2. Aproksymacja modułu funkcji przenoszenia układów wąskopasmowych

W przypadku układów wąskopasmowych przy aproksymacji danej funkcji przenoszenia układu na płaszczyźnie p przyjmuje się za podstawę biegun dominujący. Wówczas aproksymacja ta polega na utożsamieniu danej pary biegunów z taką parą biegunów płaszczyzny s , która odpowiada dominującemu biegunowi funkcji opisanej wyrażeniem (5) przedstawionej na płaszczyźnie p :

$$T(p) = \frac{1}{p - p_k} \Big|_{p = \text{ch} \sqrt{sRC}} \quad (5)$$

Na rysunku 7 przedstawione są położenia biegunów funkcji $T(p)$ na płaszczyźnie s , odpowiadające różnym położeniom bieguna p_k na płaszczyźnie p dla $RC = 1$. Bieguny na płaszczyźnie s otrzymuje się rozwiązując równanie (6)

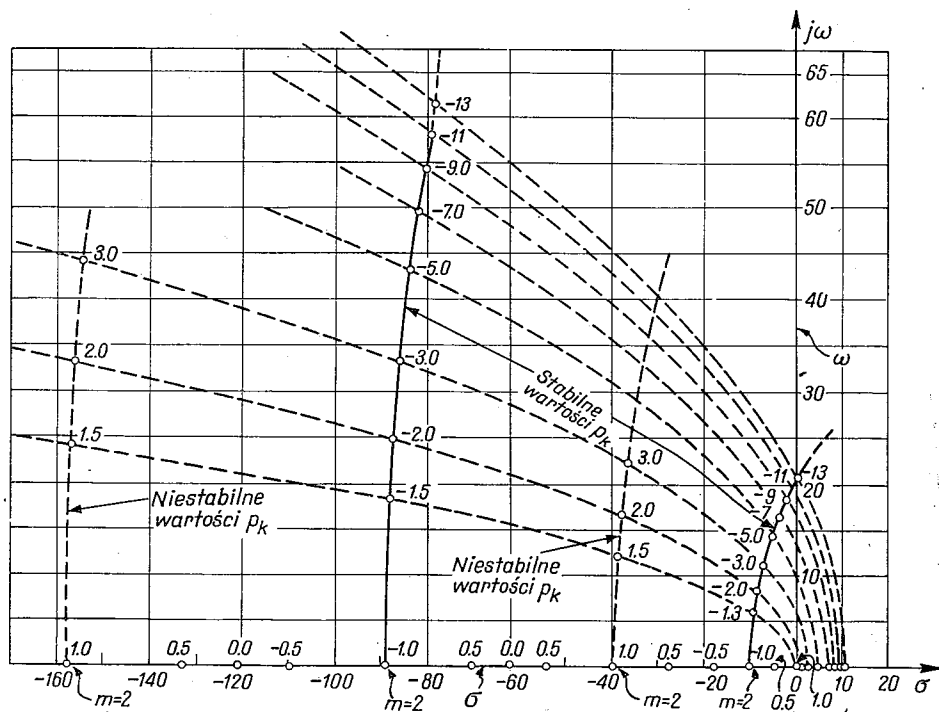
$$\text{ch} \sqrt{sRC} = p_k. \quad (6)$$

Z wyrażenia (6) otrzymuje się wartości odpowiadające położeniom biegunów na płaszczyźnie s dla danych wartości położenia biegunów na płaszczyźnie p :

$$s_n = [\ln|p_k + \sqrt{p_k^2 - 1}| + j(\sqrt{p_k^2 - 1} + 2\pi n)]^2, \quad (7)$$

gdzie $n = 0, \pm 1, \pm 2, \dots$

Z wyrażenia (7) wynika, że na płaszczyźnie s istnieje nieskończona liczba biegunów, odpowiadająca jednemu położeniu bieguna p_k na płaszczyźnie p . Z rozkładu biegunów przedstawionego na rysunku 7 wynika, że do opisu właściwości funkcji wąskopasmowych



Rys. 7. Pierwiastki równania $ch\sqrt{s} = p_k$ dla różnych rzeczywistych wartości p_k ; stabilne wartości p_k odnoszą się do $p_k \in (-11, 59; 1, 0)$; m — krotność pierwiastków

wystarczy ograniczyć się do uwzględnienia tylko bieguna dominującego, gdyż pozostałe bieguny są położone w odległości znacznie większej od osi $j\omega$ aniżeli biegun dominujący. Kryterium stabilności wymaga ograniczenia położenia bieguna dominującego do obszaru przedstawionego na rys. 1. Poza tym obszarem bieguny przyjmują położenia, dla których σ jest większe od zera, co odpowiada przypadkom niestabilnym.

Aproksymacja polegająca na uwzględnieniu tylko bieguna dominującego jest wystarczająca dla funkcji wąskopasmowych, ponieważ wpływ pozostałych biegunów można pominąć.

3. METODY SYNTEZY UKŁADÓW AKTYWNYCH Z ZASTOSOWANIEM JEDNORODNEJ LINII $\overline{RC}$

Zastosowanie właściwej transformacji i aproksymacji funkcji syntezywanej pozwala sprowadzić metody syntezy układów aktywnych RC o stałych rozłożonych do znanych metod układów aktywnych RC o stałych skupionych.

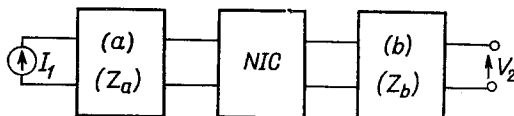
Spośród znanych metod syntezy układów aktywnych RC najistotniejszymi są:

- synteza z zastosowaniem konwerterów ujemno-impedancyjnych,
- synteza z zastosowaniem wzmacniaczy (źródeł sterowanych).

3.1. Metody syntezy układów aktywnych RC o stałych rozłożonych z zastosowaniem konwerterów ujemno-impedancyjnych

3.1.1. Metoda Linvilla

Synteza funkcji przenoszenia metodą Linvilla polega na realizacji układu w modelu przedstawionym na rysunku 8.



Rys. 8. Model syntezy Linvilla: (a) i (b) — czwórniki pasywne RC , NIC — konwerter ujemno-impedancyjny

Impedancja przenoszenia układu przedstawionego na rysunku 8 wyraża się wzorem [2]:

$$Z_{21}(s) = \frac{V_2}{I_1} \Big|_{I_2=0} = \frac{\pm \sqrt{k} z_{21a}(s) z_{21b}(s)}{z_{22a}(s) - k z_{11b}(s)}, \quad (8)$$

gdzie:

k — współczynnik konwersji,

$+\sqrt{k}$ — dla konwertera prądowego,

$-\sqrt{k}$ — dla konwertera napięciowego.

W wyniku zastosowania transformacji równania (8) zgodnie z wyrażeniem (9), podanym w części I, otrzymuje się przekształconą na płaszczyznę p impedancję przenoszenia opisaną wzorem:

$$Z_{21}(p) = \frac{k_1 z_{21a}(p) z_{21b}(p)}{z_{22a}(p) - k z_{11b}(p)} = \frac{N(p)}{D(p)}, \quad (9)$$

gdzie $k_1 = \pm \sqrt{k}$.

Funkcję opisaną wyrażeniem (9) można przedstawić w postaci wyrażenia:

$$Z_{21}(p) = \frac{N(p)/Q(p)}{D(p)/Q(p)} = \frac{\frac{N_1(p)}{Q_1(p)} \cdot \frac{N_2(p)}{Q_2(p)}}{\frac{D_1(p)}{Q_1(p)} - \frac{D_2(p)}{Q_2(p)}}, \quad (10)$$

gdzie $Q(p) = Q_1(p)Q_2(p)$.

Pierwiastki wielomianu $Q(p)$ muszą leżeć na rzeczywistej osi płaszczyzny p w zakresie $\langle -1, +1 \rangle$. Położenie pierwiastków tego wielomianu wynika z warunku realizowalności

fizycznej impedancji na płaszczyźnie p przedstawionego w tablicy 1 podanej w części I. Stopień wielomianu musi być przynajmniej równy najwyższemu stopniowi wielomianów $N(p)$ lub $D(p)$. Pierwiastki wielomianów $Q_1(p)$ i $Q_2(p)$ muszą odpowiadać skończonym biegunom funkcji $Z_{22a}(p)$ i $Z_{11b}(p)$.

Porównując wyrażenia (9) i (10) otrzymuje się:

$$Z_{11a}(p) = \frac{1}{k_a} \frac{N_1(p)}{Q_1(p)}, \quad (11)$$

$$Z_{22a}(p) = \frac{D_1(p)}{Q_1(p)}, \quad (12)$$

$$Z_{21b}(p) = \frac{N_2(p)}{Q_2(p)}, \quad (13)$$

$$Z_{11b}(p) = \frac{1}{k} \frac{D_2(p)}{Q_2(p)}. \quad (14)$$

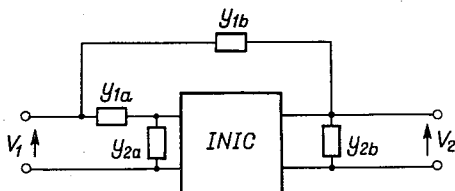
Wyrażenia (11), (12), (13) i (14) opisują odpowiednie impedancje czwórników pasywnych przedstawionych na rysunku 8. Syntezy tych impedancji dokonuje się metodami przedstawionymi w części I niniejszej pracy. W wyniku otrzymuje się realizację danej funkcji układu za pomocą elementów immitancyjnych jednorodnej linii RC .

W wyborze wartości pierwiastków wielomianu $Q(p)$ istnieje pewna dowolność. Fakt ten może być wykorzystany do optymalizacji czułości układu na zmiany współczynnika konwersji.

Metodę minimalizacji czułości układu na zmiany współczynnika konwersji przedstawił Horowitz [3].

3.1.2. Metoda Yanagisawy

Metoda Yanagisawy realizuje daną funkcję przenoszenia w oparciu o model układu przedstawiony na rysunku 9.



Rys. 9. Model syntezy Yanagisawy: INIC — konwerter ujemno-impedancyjny typu prądowego

Napięciowa funkcja przenoszenia układu przedstawionego na rysunku 9 wyraża się wzorem:

$$K(s) = \frac{V_2}{V_1} \Big|_{I_2=0} = \frac{y_{1b}(s) - k_1 y_{1a}(s)}{[y_{2b}(s) - k y_{2a}(s)] + [y_{1b}(s) - k_1 y_{1a}(s)]}, \quad (15)$$

gdzie:

k — współczynnik konwersji,

$k_1 = \sqrt{k}$.

W wyniku zastosowania transformacji równania (15), zgodnie z wyrażeniem (9) z części I, otrzymuje się przekształconą na płaszczyznę p funkcję przenoszenia opisaną wyrażeniem:

$$K(p) = \frac{y_{1b}(p) - k_1 y_{1a}(p)}{[y_{2b}(p) - k y_{2a}(p)] + [y_{1b}(p) - k_1 y_{1a}(p)]} = \frac{N(p)}{D(p)}. \quad (16)$$

Funkcję opisaną wyrażeniem (16) przekształca się do postaci:

$$K(p) = \frac{\frac{N(p)}{Q(p)}}{\frac{D(p)}{Q(p)}} = \frac{\frac{N(p)}{Q(p)}}{\frac{N(p)}{Q(p)} + \frac{D(p) - N(p)}{Q(p)}}. \quad (17)$$

Zgodnie z warunkiem realizowalności fizycznej przedstawionym w tablicy 1 z części I pracy, wielomian $Q(p)$ musi posiadać pierwiastki położone na rzeczywistej osi płaszczyzny p w zakresie $\langle -1, +1 \rangle$. Jeżeli funkcja opisana wyrażeniem (17) jest rzędu n -tego, stopień wielomianu $Q(p)$ musi być co najmniej równy $n+1$.

Porównując wyrażenia (16) i (17) otrzymuje się (dla $k = k_1 = 1$):

$$y_{1b}(p) - k y_{1a}(p) = \frac{N(p)}{Q(p)}, \quad (18)$$

$$y_{2b}(p) - k y_{2a}(p) = \frac{D(p) - N(p)}{Q(p)}. \quad (19)$$

Grupując w wyrażeniach (18) i (19) wyrazy z dodatnimi residuami i wyrazy z ujemnymi residuami otrzymuje się właściwe funkcje admitancyjne, które realizuje się metodami syntezy przedstawionymi w części I niniejszej pracy. W wyniku otrzymuje się realizację danej funkcji przenoszenia w układzie przedstawionym na rysunku 9 z zastosowaniem elementów admitancyjnych jednorodnej linii RC .

W wyborze wartości pierwiastków wielomianu $Q(p)$ istnieje pewna dowolność. Fakt ten może być wykorzystany do optymalizacji czułości układu na zmiany współczynnika konwersji. Metodę minimalizacji czułości układu na zmiany współczynnika konwersji przedstawił Horowitz [3].

3.2. Metody syntezy układów aktywnych RC o stałych rozłożonych z zastosowaniem wzmacniaczy

3.2.1. Realizacja prądowej funkcji przenoszenia

Na rysunku 10 przedstawiony jest model syntezy realizujący prądową funkcję przenoszenia.

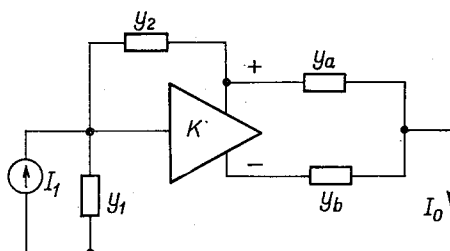
Funkcja przenoszenia układu przedstawionego na rysunku 10 wyraża się wzorem:

$$G(s) = \frac{I_2}{I_1} \Big|_{u_2=0} = \frac{k[y_a(s) - y_b(s)]}{y_1(s) - (k-1)y_2(s)}, \quad (20)$$

gdzie k — wzmocnienie prądowe wzmacniacza przedstawionego na rysunku 10.

W wyniku transformacji funkcji opisanej wzorem (20) zgodnie z wyrażeniem (9) z części I pracy otrzymuje się równanie:

$$G(p) = \frac{k[y_a(p) - y_b(p)]}{y_1(p) - (k-1)y_2(p)} = \frac{N(p)}{D(p)}. \quad (21)$$



Rys. 10. Model realizacji prądowej funkcji przenoszenia z zastosowaniem wzmacniacza

Wyrażenie (21) opisuje prądową funkcję przenoszenia układu przedstawionego na rysunku 10 po transformacji na płaszczyznę p .

Funkcję opisaną wyrażeniem (21) przekształca się do postaci:

$$G(p) = \frac{N(p)/Q(p)}{D(p)/Q(p)} = \frac{Y_A(p) - Y_B(p)}{Y_C(p) - Y_D(p)}. \quad (22)$$

Zgodnie z warunkami realizowalności fizycznej przedstawionymi w tabelicy 1 z części I pracy, wielomian $Q(p)$ musi posiadać pierwiastki położone na rzeczywistej osi płaszczyzny p w zakresie $\langle -1, +1 \rangle$. Jeżeli funkcja opisana wyrażeniem (21) jest rzędu n -tego, stopień wielomianu $Q(p)$ musi być równy przynajmniej $n+1$.

Porównując wyrażenia (21) i (22) otrzymuje się równania (23), (24), (25) i (26) opisujące przetransformowane na płaszczyznę p admitancje układu przedstawionego na rysunku 10:

$$y_a(p) = \frac{1}{k} Y_A(p), \quad (23)$$

$$y_b(p) = \frac{1}{k} Y_B(p), \quad (24)$$

$$y_1(p) = Y_C(p) \quad (25)$$

$$y_2(p) = \frac{1}{k-1} Y_D(p), \quad (26)$$

gdzie $k > 1$.

Admitancje opisane wyrażeniami (23), (24), (25) i (26) realizuje się metodami syntezy układów pasywnych, przedstawionymi w części I niniejszej pracy. W wyniku otrzymuje się konfigurację układu aktywnego RC z elementami o stałych rozłożonych.

Podobnie jak w metodach opisanych w rozdziale 3.1 istnieje pewna dowolność w wyborze pierwiastków wielomianu $Q(p)$, która może być wykorzystana do minimalizacji czułości realizowanej funkcji na zmiany elementów układu.

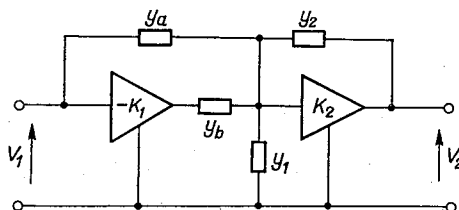
3.2.2. Realizacja napięciowej funkcji przenoszenia

Układ realizacji napięciowej funkcji przenoszenia z zastosowaniem wzmacniaczy jest przedstawiony na rysunku 11.

Napięciowa funkcja przenoszenia układu przedstawionego na rysunku 11 wyraża się wzorem:

$$K(s) = \frac{V_2}{V_1} \Big|_{I_2=0} = \frac{k_2[y_a(s) - k_1 y_b(s)]}{y_a(s) + y_b(s) + y_1(s) - (k_2 - 1)y_2(s)}, \quad (27)$$

gdzie k_1 i k_2 — wzmocnienia napięciowe wzmacniaczy przedstawionych na rysunku 11.



Rys. 11. Model realizacji napięciowej funkcji przenoszenia z zastosowaniem wzmacniacza

W wyniku zastosowania transformacji funkcji opisanej wyrażeniem (27) zgodnie z przekształceniem określonym przez równanie (9) z części I pracy otrzymuje się wyrażenie:

$$K(p) = \frac{k_2[y_a(p) - k_1 y_b(p)]}{y_a(p) + y_b(p) + y_1(p) - (k_2 - 1)y_2(p)} = \frac{N(p)}{D(p)}. \quad (28)$$

Wyrażenie (28) opisuje funkcję przenoszenia układu przedstawionego na rysunku 11 po transformacji na płaszczyznę p .

Funkcję tę przekształca się do postaci opisanej wyrażeniem:

$$K(p) = \frac{N(p)/Q(p)}{D(p)/Q(p)} = \frac{Y_A - Y_B}{Y_C - Y_D}, \quad (29)$$

gdzie $Q(p)$ — wielomian spełniający warunki określone w rozdziale 3.2.1.

Porównując wyrażenia (28) i (29) otrzymuje się funkcje admitancyjne opisane równaniami:

$$y_a(p) = \frac{1}{k_2} Y_A, \quad (30)$$

$$y_b(p) = \frac{1}{k_2 k_1} Y_B, \quad (31)$$

$$y_1(p) = Y_C, \quad (32)$$

$$y_2(p) = \frac{1}{k_2 - 1} [Y_D + y_a(p) + y_b(p)], \quad (33)$$

gdzie $k_2 > 1$.

Wyrażenia (30), (31), (32) i (33) opisują przetransformowane na płaszczyznę p admittancje układu przedstawionego na rysunku 11. Admittancje te realizuje się metodami syntezy układów pasywnych przedstawionymi w części I niniejszej pracy. Podobnie jak w metodach opisanych w rozdziałach 3.1 i 3.2.1 istnieje pewna dowolność w wyborze wartości pierwiastków wielomianu $Q(p)$. Fakt ten może być wykorzystany w celu minimalizacji czułości układu na rozrzut wartości elementów oraz optymalizacji tych wartości z punktu widzenia realizacji praktycznych.

4. PRZYKŁADY

Dokonać syntezy dwubiegunowego filtra dolnoprzepustowego o charakterystyce modułu napięciowej funkcji przenoszenia maksymalnie płaskiej (Butterwortha). Częstotliwość 3-decybelowa filtra powinna wynosić $f_{01} = 200$ kHz. Do realizacji układu wykorzystać metody syntezy z zastosowaniem jednorodnej linii $\overline{RC}$.

Dwubiegunowa funkcja przenoszenia o charakterystyce modułu maksymalnie płaskiej przyjmuje postać wyrażenia (4):

$$K(s) = \frac{1}{s^2 + 2 \cos \xi s + 1},$$

gdzie:

$s = j \frac{\omega}{\omega_{01}}$ — częstotliwość znormalizowana względem częstotliwości ω_{01} odpowiadającej promieniowi okręgu, na którym położone są bieguny funkcji $K(s)$, $\xi = 45^\circ$.

Zastosowanie metod syntezy układów o stałych rozłożonych RC wymaga aproksymacji tej funkcji na płaszczyźnie p . Zgodnie z rozważaniami przedstawionymi w rozdziale 2.1.1 funkcja aproksymująca przyjmuje postać wyrażenia (3). Z krzywej przedstawionej na rysunku 3 otrzymuje się dla $\xi = 45^\circ$ wartość częstotliwości $\omega_c = 11,5$ rd/s ($\omega_0 = 11,5$ rd/sek):

$$\frac{\omega_{c1}}{\omega_{01}} = \frac{\omega_c}{\omega_0} = \frac{11,5}{11,5} = 1.$$

Wynika stąd, że dla $\xi = 45^\circ$, $\omega_{c1} = \omega_{01}$ (dla $\xi \neq 45^\circ$, $\omega_{c1} \neq \omega_{01}$)

$$\omega_{c1} = 2\pi f_{c1} = 1,257 \cdot 10^6 \text{ rd/sek.}$$

Z wykresu przedstawionego na rysunku 3 odczytuje się pasmo częstotliwości, odpowiadające $\xi = 45^\circ$:

$$\Delta\omega = 0,408 \text{ dekady.}$$

Parametry ω_{c1} i $\Delta\omega$ charakteryzują funkcję określoną wyrażeniem (4) dla $\xi = 45^\circ$ i $\omega_{01} = 1,257 \cdot 10^6$ rd/sek.

Korzystając z wykresów przedstawionych na rysunku 4 określa się odpowiednie wartości parametrów B i $(RC)_1$, które zapewniają te same wartości ω_{c1} i $\Delta\omega$ dla funkcji aproksymującej opisanej wyrażeniem (3). Dla $\Delta\omega = 0,408$ dekady otrzymuje się:

$$B = 1,995.$$

Wartości tej odpowiada dla $RC = 1$ sek 3-decybelowa częstotliwość $\omega_c = 11,47$ rd/sek. Z powyższych danych określa się stałą czasową $(RC)_1$

$$(RC)_1 = \frac{\omega_c RC}{\omega_{c1}} = \frac{11,47}{1,257 \cdot 10^6} \text{ sek} = 9,13 \text{ } \mu\text{sek}.$$

Podstawiając $B = 1,995$ i $(RC)_1 = 9,13$ usek do wyrażenia (3) otrzymuje się funkcję na płaszczyźnie p , aproksymującą moduł funkcji przenoszenia dwubiegunowego filtra Butterwortha o częstotliwości granicznej 200 kHz:

$$K(p) = \frac{2,995}{p+1,995} \Big|_{p=\text{ch}\sqrt{j\omega(RC)_1}}.$$

4.1. Realizacja z zastosowaniem konwertera ujemno-impedancyjnego

Do realizacji funkcji $K(p)$ zastosowano model syntezy przedstawiony w rozdziale 3.1.2.

W celu ustalenia poziomu admitancji występujących w funkcji $K(p)$ wprowadza się parametr ε

$$K(p) = \frac{2,995\varepsilon}{(p+1,995)\varepsilon} = \frac{N(p)}{D(p)}.$$

Wybiera się wielomian $Q(p) = p(p+0,5)$

$$\frac{N(p)}{Q(p)} = \frac{2,995\varepsilon}{p(p+0,5)} = \frac{5,99\varepsilon}{p} - \frac{5,99\varepsilon}{p+0,5},$$

$$\frac{D(p)-N(p)}{Q(p)} = \frac{(p-1)\varepsilon}{p(p+0,5)} = \frac{3\varepsilon}{p+0,5} - \frac{2\varepsilon}{p}.$$

Korzystając z wyrażeń (18) i (19) oraz zakładając $k = 1$ otrzymuje się:

$$y_{2a}(p) = \frac{2\varepsilon}{p}; \quad y_{2b}(p) = \frac{3\varepsilon}{p+0,5},$$

$$y_{1a}(p) = \frac{5,99\varepsilon}{p+0,5}; \quad y_{1b}(p) = \frac{5,99\varepsilon}{p+0,5}.$$

Realizacji powyższych admitancji dokonuje się stosując odpowiednie typy admitancji jednorodnej linii $\overline{RC}$, przedstawione w tablicy 3 z I części pracy. W wyniku otrzymuje się:

$$R_{2a} = \frac{1}{2\varepsilon}; \quad R_{1b} = \frac{1}{5,99\varepsilon}; \quad R'_{2b} = \frac{1}{6\varepsilon};$$

$$R''_{2b} = \frac{1}{3\varepsilon}; \quad R'_{1a} = \frac{0,5}{5,99\varepsilon}; \quad R''_{1a} = \frac{1}{5,99\varepsilon}.$$

Wprowadzony do funkcji $K(p)$ parametr ε ustala poziom realizowanych impedancji. Zakładając, że maksymalna dopuszczalna oporność linii $\overline{RC}$ jest 100 k Ω oblicza się wartość parametru ε

$$R_{2a} = 100 \text{ k}\Omega,$$

$$\frac{1}{2\varepsilon} = 100 \cdot 10^3,$$

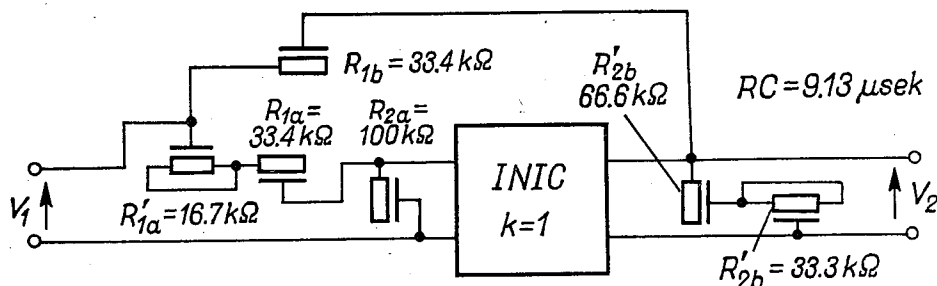
$$\varepsilon = 5 \cdot 10^{-6}.$$

Podstawiając $\varepsilon = 5 \cdot 10^{-6}$ do wyrażeń określających poszczególne oporności linii $\overline{RC}$ otrzymuje się:

$$R_{1b} = 33,4 \text{ k}\Omega, \quad R'_{2b} = 33,3 \text{ k}\Omega, \quad R''_{2b} = 66,6 \text{ k}\Omega,$$

$$R'_{1a} = 16,7 \text{ k}\Omega, \quad R''_{1a} = 33,4 \text{ k}\Omega.$$

Odpowiadające tym opornościom pojemności linii $\overline{RC}$ oblicza się z wartości $(RC)_1 = 9,13 \text{ }\mu\text{sek}$, które są stałe dla wszystkich linii $\overline{RC}$ wchodzących w skład realizowanego układu.



Rys. 12. Układ realizacji dwubiegunowej funkcji przenoszenia typu Butterwortha; -3 decybelowa częstotliwość graniczna układu wynosi 200 kHz; realizacja z zastosowaniem konwertera ujemno-impedancyjnego

Układ realizacji wynika z założonego modelu przedstawionego na rysunku 9. Na rysunku 12 przedstawiony jest układ realizacji filtra z elementami jednorodnej linii $\overline{RC}$ z zastosowaniem konwertera ujemno impedancyjnego.

4.2. Realizacja z zastosowaniem wzmacniaczy

Do realizacji funkcji $K(p)$ zastosowano model syntezy przedstawiony w rozdziale 3.2.2. Podobnie jak w realizacji z zastosowaniem konwertera ujemno-impedancyjnego do funkcji $K(p)$ wprowadza się parametr ε , określający poziom impedancji poszczególnych elementów:

$$K(p) = \frac{2,995\varepsilon}{(p+1,995)\varepsilon} = \frac{N(p)}{D(p)}.$$

Wybiera się wielomian $Q(p) = p(p+0,5)$. Z równania (29) otrzymuje się:

$$Y_A - Y_B = \frac{N(p)}{Q(p)} = \frac{2,995\varepsilon}{p(p+0,5)} = \frac{5,99\varepsilon}{p} - \frac{5,99\varepsilon}{p+0,5},$$

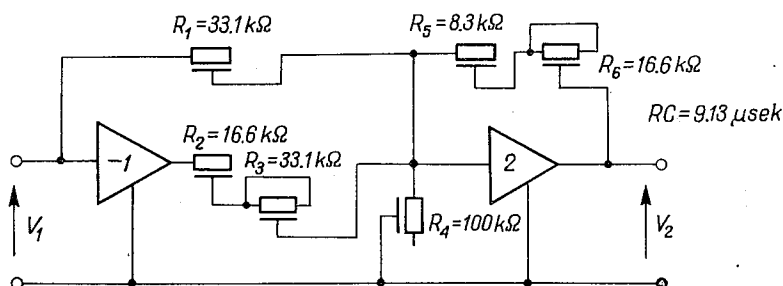
$$Y_C - Y_D = \frac{D(p)}{Q(p)} = \frac{(p+1,995)\varepsilon}{p(p+0,5)} = \frac{3,99\varepsilon}{p} - \frac{2,99\varepsilon}{p+0,5}.$$

Z wyrażeń (30), (31), (32) i (33) otrzymuje się dla $k_1 = 1$ i $k_2 = 2$ odpowiednie admittancje linii $\overline{RC}$:

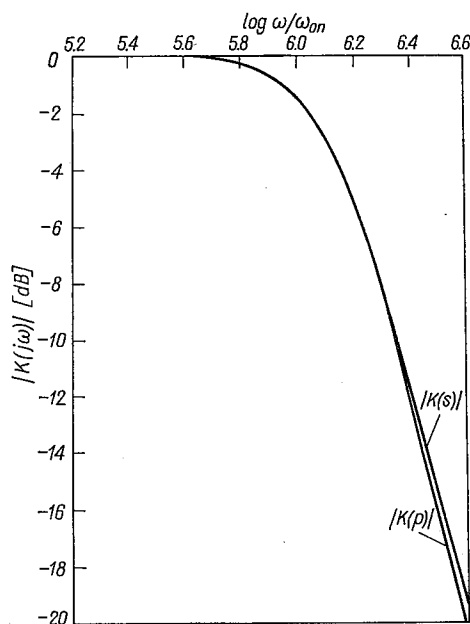
$$y_a(p) = \frac{2,995\varepsilon}{p}; \quad y_b(p) = \frac{2,995\varepsilon}{p+0,5},$$

$$y_1(p) = \frac{0,995}{p}; \quad y_2(p) = \frac{5,985\varepsilon}{p+0,5}.$$

Realizację powyższych admittancji dokonuje się przy użyciu odpowiednich typów admittancji jednorodnej linii $\overline{RC}$, przedstawionych w tabelicy 3 z części I pracy. Zakładając maksymalną dopuszczalną oporność linii $\overline{RC}$ $R = 100 \text{ k}\Omega$ otrzymuje się $\varepsilon = 1,005 \cdot 10^{-5}$.



Rys. 13. Układ realizacji dwubiegunowej funkcji przenoszenia typu Butterwortha; -3 decybelowa częstotliwość graniczna układu wynosi 200 kHz; realizacja z zastosowaniem wzmacniacza



Rys. 14. Przebieg modułu funkcji przenoszenia układów przedstawionych na rys. 12 i 13 ($\omega_{on} = 1 \text{ rd/sek}$)

Układ realizacji wynika z założonego modelu przedstawionego na rysunku 11. Na rysunku 13 przedstawiony jest układ realizacji filtra z elementami jednorodnej linii $\overline{RC}$ z zastosowaniem wzmacniaczy. Charakterystyka modułu funkcji przenoszenia układu rozważanego w przykładzie jest przedstawiona na rysunku 14.

5. ZAKOŃCZENIE

Linia $\overline{RC}$ stanowi jeden z charakterystycznych elementów układów mikroelektronicznych. Zastosowanie linii $\overline{RC}$ w syntezie układów aktywnych pozwala zmniejszyć liczbę elementów potrzebnych do realizacji danej funkcji układu. Modele syntezy układów aktywnych RC o stałych rozłożonych oparte są na odpowiednio adaptowanych modelach syntezy układów aktywnych o stałych skupionych. Przytoczone przykłady ilustrują technikę przeprowadzania syntezy.

LITERATURA CYTOWANA W TEKŚCIE

1. V. G. Bello, M. S. Ghausi, Active Distributed RC Realization of Low-pass Magnitude Specifications, Technical Report 400-176, January 1968, New York University, School of Engineering and Science, Department of Electrical Engineering, University Heights Bronx, New York 10453.
2. A. I. Larky, Negative Impedance Converters, IRE Trans. Circuit Theory, vol. CT-4, p. 124, September 1957.
3. J. M. Horowitz, Optimization of Negative Impedance Conversion Methods of Active — RC Synthesis, IRE Trans. Circuit Theory, vol. CT-6, p. 296, September 1959.
4. P. M. Chirlian, Integrated and Active Network Analysis and Synthesis, Prentice-Hall, Inc., Englewood Cliffs, New Jersey, 1967.

M. BIAŁKO, J. ROSZKIEWICZ

METHODS OF DISTRIBUTED $\overline{RC}$ NETWORK SYNTHESIS

PART II. METHODS OF ACTIVE NETWORK SYNTHESIS

Summary

In the paper selected methods of active RC network synthesis with uniform distributed RC lines are presented. It was shown, that the selection of proper transformation and approximation of synthesised function enables to adopt some known methods used in active lumped RC network synthesis. Examples of synthesis procedure are included.

M. BIAŁKO, J. ROSZKIEWICZ

SYNTHESEMETHODEN VON $\overline{RC}$ -ANORDNUNGEN BEI ZERLEGTE KONSTANTEN

TEIL II. SYNTHESEMETHODE VON AKTIVEN ANORDNUNGEN

Zusammenfassung

In dieser Bearbeitung werden Synthesemethoden aktiver RC -Anordnungen mit gleichartigen RC -Linien dargestellt. Es wurde gezeigt, daß die Wahl richtiger Transformation und Approximation einer

Synthesefunktion in einfacher Weise die Adaption eines Teils bekannter Synthesemethoden aktiver RC -Anordnungen mit Elementen aggregierter Konstanten gestattet. Zu den dargestellten Synthesemethoden werden Beispiele angeführt.

Н. БЯЛКО, Я. РОШКЕВИЧ

МЕТОДЫ СИНТЕЗА СХЕМ $\overline{RC}$ С РАСПРЕДЕЛЕННЫМИ ПАРАМЕТРАМИ

ЧАСТЬ II. МЕТОДЫ СИНТЕЗА АКТИВНЫХ СХЕМ

Р е з ю м е

В статье проведены избранные методы синтеза активных схем RC с однородными линиями RC с распределенными параметрами. Показано, что избрание соответствующих трансформаций и аппроксимаций синтеризованной функции позволяет применить некоторые известные методы синтеза активных схем с сосредоточенными параметрами. Приведены примеры проведения синтеза.

Problemy równowagi w rozbudowującym się układzie elektroenergetycznym

ZBIGNIEW JASICKI, ZBIGNIEW KIERZKOWSKI, JĘDRZEJ GERWEL (POZNAŃ)

*Instytut Elektroenergetyki Politechniki Poznańskiej
Ośrodek Elektronicznej Techniki Obliczeniowej*

Otrzymano 20.11.1970

Wraz z rozwojem układu elektroenergetycznego zwiększa się liczba maszyn w schemacie zastępczym, który jest podstawą oceny równowagi dynamicznej. Na przykładzie rozważanego w artykule polskiego układu elektroenergetycznego, w którym wyodrębniono 5 etapów rozwoju widać, że niezbędne jest przyjmowanie modeli trój-, pięcio-, sześćo- i siedmiomaszynowych.

1. WPROWADZENIE

Od roku 1959 obserwuje się tworzenie polskiego układu elektroenergetycznego. Dalszy planowany jego rozwój stwarza potrzebę analizy elektromechanicznych procesów przejściowych, a w szczególności analizy równowagi dynamicznej. Otwartą sprawą w takich badaniach z punktu widzenia praktyki energetycznej jest zakres możliwych uproszczeń. Dotyczą one określenia ilości maszyn w modelu zastępczym, aproksymującym w wystarczający sposób te zjawiska.

Sprawa ta nie jest oczywista w sytuacji silnie powiązanego układu elektroenergetycznego, jakim jest polski układ elektroenergetyczny.

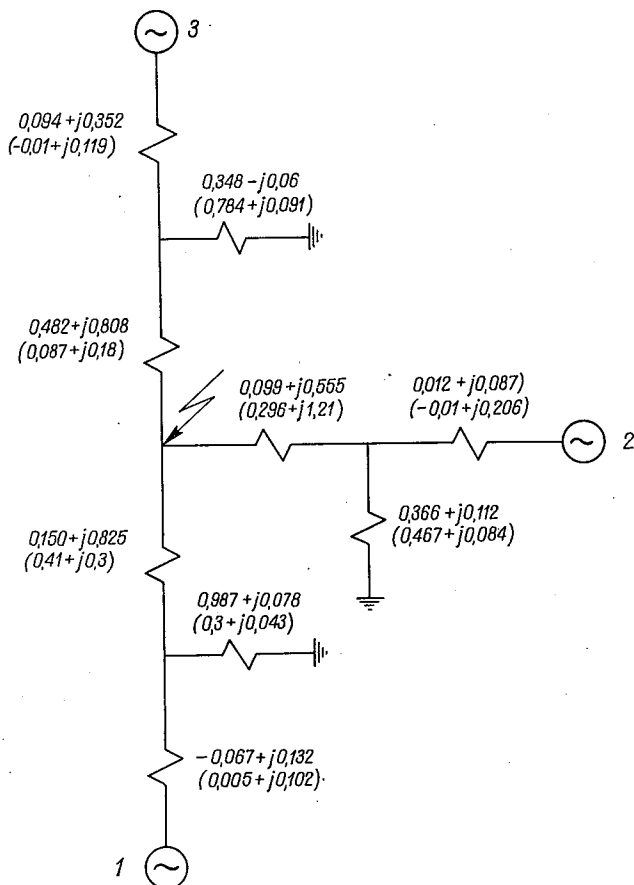
2. OPIS BADAŃ

W badaniach wyodrębniono etapy rozwoju polskiego układu elektroenergetycznego [5] obejmujące lata: 1970, 1973, 1975, 1980, 1985 i zbudowano schematy zastępcze dla tych etapów.

Uznano, że najgroźniejszym zakłóceniem jest zwarcie trójfazowe umiejscowione w tym samym miejscu. Dla poszczególnych etapów stwierdzono, że wystarczające jest zastąpienie układu odpowiednio modelami trój-, pięcio-, sześćo- i siedmiomaszynowymi.

Z punktu widzenia analizy równowagi dynamicznej w etapie pierwszym i drugim można wykorzystać modele trójmaszynowe, w których maszyny reprezentują odpowiednie regiony kraju.

W wyniku odpowiednich przekształceń uzyskano schemat podany na rys. 1. W podanym tu układzie wielkości poszczególnych parametrów podano w jednostkach względnych, przy czym w nawiasach podano wielkości aktualne dla drugiego etapu. Na rys. 2, 3 i 4 podano schematy zastępcze odpowiadające kolejnym etapom.



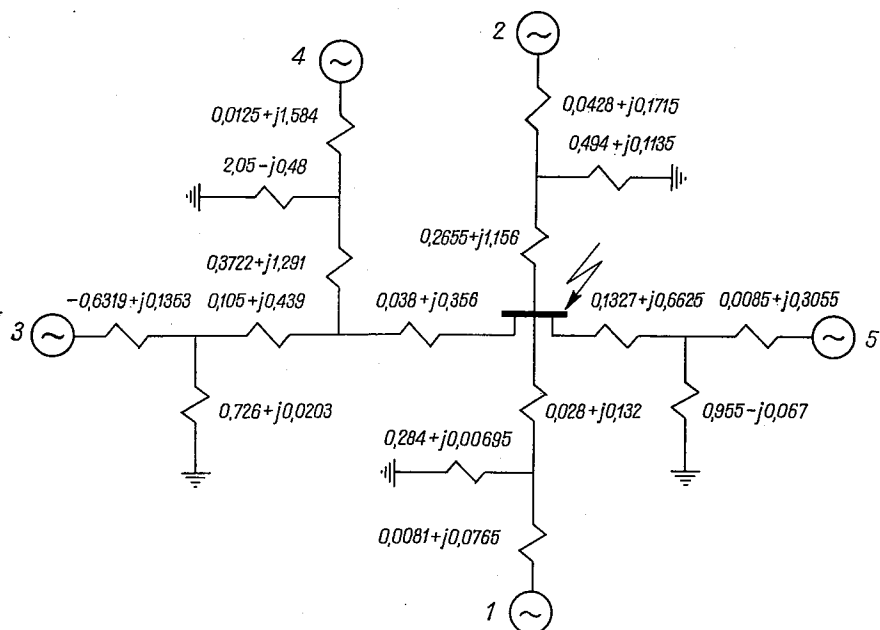
Rys. 1. Układ trójmaszynowy, stan dla roku 1970 i 1973 (w nawiasach)

Z naszych badań wynika, że wraz z rozwojem polskiego układu elektroenergetycznego zwiększa się ilość maszyn w schemacie zastępczym.

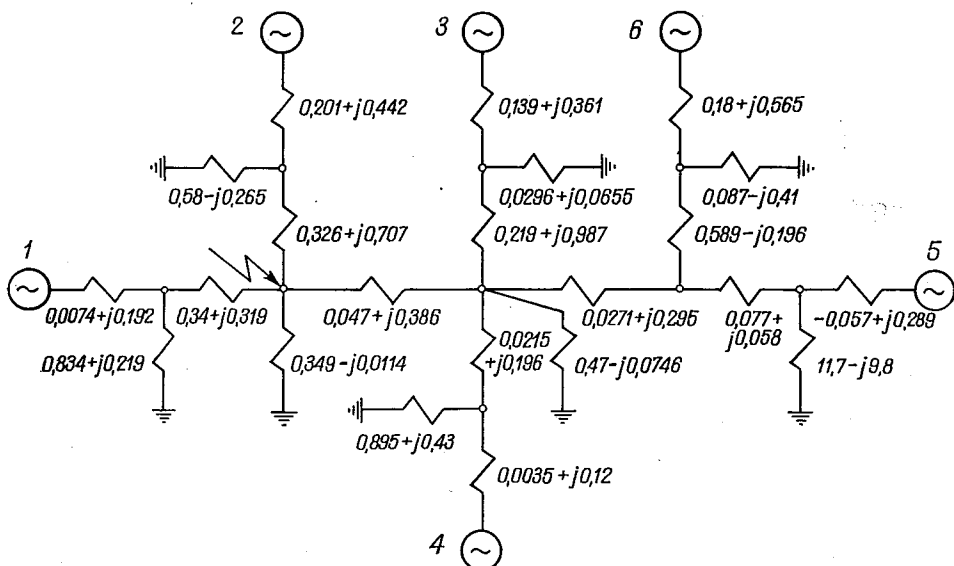
Na skutek względnie silnych powiązań w układzie przyjęcie mniejszej ilości maszyn w modelu jest niemożliwe, z drugiej zaś strony przyjęcie większej ilości maszyn nie prowadzi do istotnych ilościowych i jakościowych różnic w ocenie równowagi.

Do badań wykonanych na maszynie cyfrowej wykorzystano opracowany algorytm Rungego-Kutty (patrz dodatek 1). W oparciu o ten algorytm rozwiązano szereg wariantów równań kołysań dla przypadków przedstawionych na rys. 1÷4. Równania te zestawiono w dodatku 2.

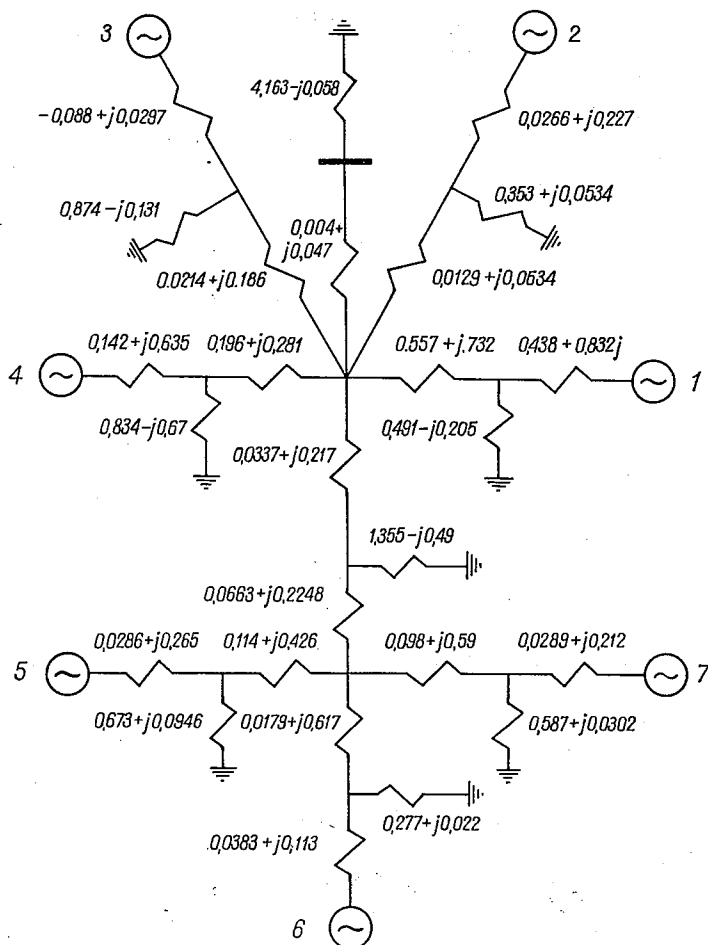
Analizowano przypadek wyłączenia zwarcia w cyklu SPZ, rozpatrując różne jego cykle. Były one podstawą do opracowania procedur (podprogramów) do programu za-



Rys. 2. Układ pięciomaszynowy, stan dla roku 1975



Rys. 3. Układ sześciomaszynowy, stan dla roku 1980



Rys. 4. Układ siedmiomaszynowy, stan dla roku 1985

pisanego w postaci blokowej na rys. 5. W konkretnych obliczeniach na maszynie cyfrowej analizowano zachowanie się układów, przyjmując parametry cyklu SPZ odpowiadające przyjętemu wymuszeniu zakłócającemu. Na podstawie tych obliczeń opracowano ogólne wnioski, podane poniżej.

3. WNIOSKI

W wyniku obliczeń na maszynie cyfrowej ODRA-1013 otrzymano przebiegi charakterystyk względnych rozchyłów kątowych w funkcji czasu.

Dla układów trójmaszynowych stwierdzono, że maksymalne wychylenia poszczególnych kątów względnych są tym większe, im większy jest całkowity czas cyklu SPZ. Tej samej zależności podlega okres przebiegu względnych rozchyłów kątowych.

Zauważono też, że przy mniejszych czasach cyklu SPZ przebiegi wcześniej uzyskają swe maksima.

Polski układ elektroenergetyczny w roku 1970 nie wykazuje specjalnie tendencji do utraty równowagi dynamicznej. Zupełnie wystarczające są czasy wyłączenia niekorzystnego zwarcia trójfazowego po czasie $0,1 \div 0,3$ sek. Maszyna zastępcza 2 (rys. 1) jest stosunkowo słabo połączona z systemem mimo iż moc zainstalowana tam jest duża.

Podobne wnioski nasuwają się przy rozpatrywaniu przebiegu charakterystyk odpowiadających danym z roku 1973.

Przy rozbudowanym układzie elektroenergetycznym w roku 1975 (rys. 2) w regionie reprezentowanym przez maszynę 2 pojawi się stosunkowo mała moc przyspieszająca. Uzyskane przebiegi charakterystyk wykazują, że przy cyklu SPZ 0,35/1 maszyna zastępcza wyraźnie znacznie opóźniać i układ utraci równowagę.

Opóźnienie tej samej maszyny (maszyna 3, rys. 3) obserwujemy także analizując wyniki uzyskane przy danych z roku 1980 i 1985. Natomiast w przedziale czasowym o dolnej granicy większej od 2,5 sek maszyna gwałtownie przyspiesza na skutek nadmiaru mocy mechanicznej. Utrata równowagi występuje mimo krótkich cykli SPZ.

Nasuwają się następujące uwagi odnośnie przyszłościowej rozbudowy polskiego systemu energetycznego:

1) zmniejszenie reaktancji indukcyjnej przez podwyższenie napięcia w liniach do 400 kV;

2) linie 220 kV można zastąpić liniami dwutorowymi o tym samym napięciu.

Reaktancja indukcyjna przy równoległym połączeniu dwoma torami zmaleje, a ponadto w wypadku zwarcia na jednym torze istnieje możliwość utrzymania połączenia z systemem przy pomocy drugiego toru.

Z dwu omówionych możliwości należy wybrać tę ewentualność, o której słuszności przeważą względy ekonomiczne.

Dodatek 1

ALGORYTM RUNGEGO-KUTTY, ROZWIĄZUJĄCY RÓWNANIA KOŁYSAŃ UKŁADU WIELOMASZYNOWEGO

Na podstawie [1] opracowano szczegółowy algorytm rozwiązania równań kołysań układu wielomaszynowego w oparciu o metodę Rungego-Kutty. Pozwala on rozpatrzyć zachowanie się układu w trzech stanach: zwarcia, wyłączenia zwarcia i ponownego załączenia po usunięciu zwarcia. Algorytm umożliwia też zbadanie układu, w którym nie zainstalowano urządzenia SPZ, lub dowolny stan począwszy od dowolnej chwili, co bardzo ułatwia obliczenia w wypadku nieprzewidzianego ich przerywania.

Z uwagi na przejrzystość i dla ułatwienia prześledzenia toku obliczeń rys. 5 przedstawia uproszczony schemat blokowy algorytmu.

Dodatek 2

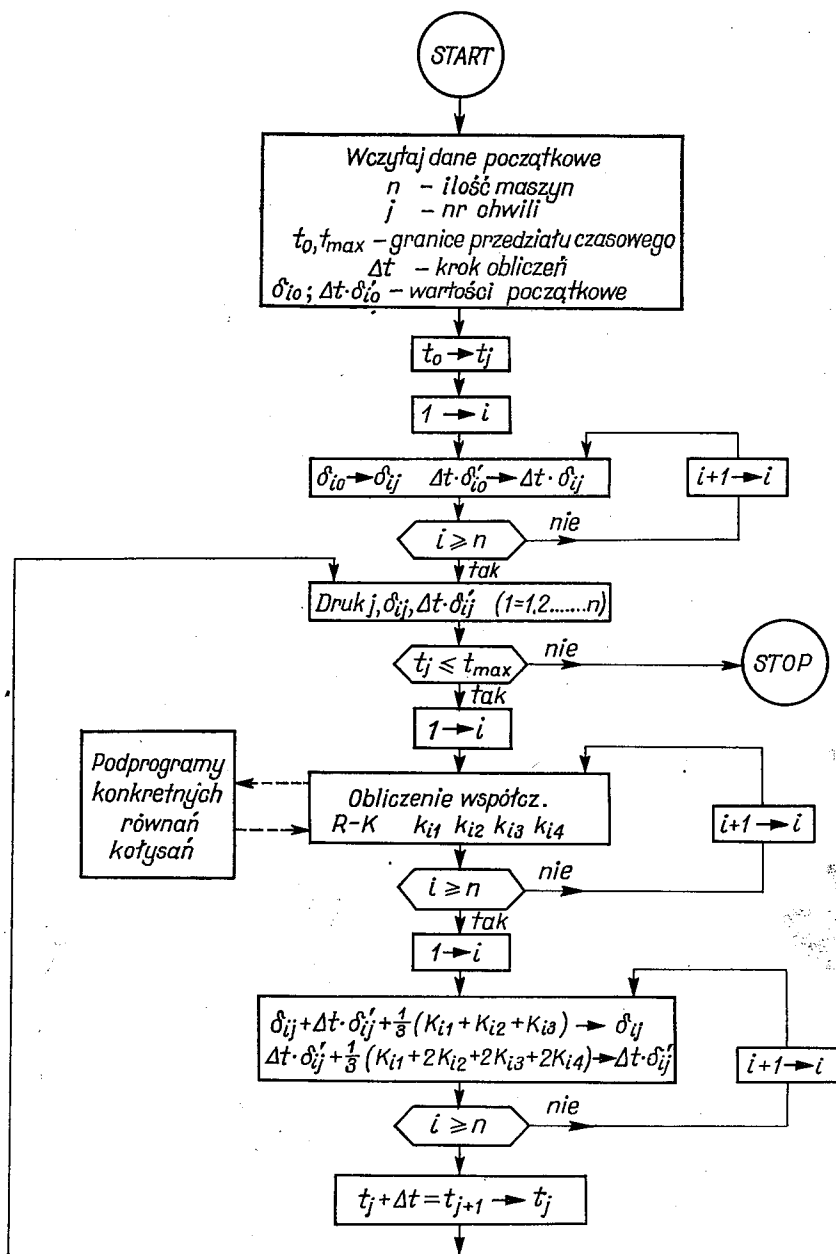
RÓWNANIA KOŁYSAŃ ODPOWIADAJĄCE SCHEMATOM ZASTĘPCZYM Z RYS. 1 ÷ 4

Równania te przedstawione są w postaci wynikającej z oznaczeń przyjętych w [1, str. 85 i 91]:

$$\frac{d^2 \delta_i}{dt^2} = a_i \left[b_i + \sum_{\substack{l=1 \\ l \neq i}}^n C_{il} \cdot \sin(\delta_{il} + \alpha_{il}) \right], \quad (1)$$

$$i = 1, 2, \dots, n$$

gdzie n — ilość maszyn w układzie zastępczym.



Rys. 5. Schemat blokowy algorytmu rozwiązywania równań kotysań układu wielomaszynowego metodą Rungego-Kutty

W równaniach tych:

$$a_i = \frac{1}{M_i}, \quad b_i = P_{oi} - \frac{E_i^2}{Z_{ii}} \sin \alpha_{ii}, \quad C_{il} = \frac{E_i E_l}{Z_{il}}. \quad (2)$$

Przyjęto też warunki początkowe:

$$\text{jeżeli } t = 0, \text{ to} \quad \delta_i = \delta_{i(0)}, \quad \frac{d\delta_i}{dt} = \delta'_{i(0)}; \quad (3)$$

$$i = 1, 2 \dots n.$$

Przyjmując powyższe oznaczenia, szczegółowe równania kołysań układów z rysunków 1÷4 wynikają z obliczonych drogą przekształceń wartości, które zapisujemy w postaci macierzy.

Dla układu trójmaszynowego (rys. 1) i stanu dla roku 1970 otrzymamy wtedy:

Stan zwarcia

$$a = \begin{bmatrix} 586 \\ 772 \\ 550 \end{bmatrix}, \quad b = \begin{bmatrix} 0,602 \\ 0,702 \\ 0,792 \end{bmatrix}, \quad C \equiv 0, \quad \delta \equiv 0, \quad \alpha \equiv 0$$

Stan wyłączenia zwarcia

$$b = \begin{bmatrix} 0,382 \\ 0,474 \\ 0,615 \end{bmatrix}, \quad c = \begin{bmatrix} 0 & 0 & -0,720 \\ 0 & 0 & 0 \\ -0,720 & 0 & 0 \end{bmatrix}, \quad \delta = \begin{bmatrix} 0 & 0 & \delta_{13} \\ 0 & 0 & 0 \\ \delta_{31} & 0 & 0 \end{bmatrix},$$

$$\alpha = \begin{bmatrix} 0 & 0 & +17,34 \\ 0 & 0 & 0 \\ 17,34 & 0 & 0 \end{bmatrix}$$

Stan ponownego załączenia

$$b = \begin{bmatrix} 0,372 \\ 0,372 \\ 0,507 \end{bmatrix}, \quad c = \begin{bmatrix} 0 & -0,636 & -0,745 \\ -0,636 & 0 & -0,371 \\ -0,645 & -0,371 & 0 \end{bmatrix}, \quad \delta = \begin{bmatrix} 0 & \delta_{12} & \delta_{13} \\ \delta_{21} & 0 & \delta_{23} \\ \delta_{31} & \delta_{32} & 0 \end{bmatrix},$$

$$\alpha = \begin{bmatrix} 0 & 22,14 & 17,49 \\ 22,14 & 0 & 24,30 \\ 17,49 & 24,38 & 0 \end{bmatrix}$$

Warunki początkowe

$$t = 0 \quad \begin{aligned} \delta_{1(0)} &= 12,550 & \delta'_{1(0)} &= 0 \\ \delta_{2(0)} &= 13,435 & \delta'_{2(0)} &= 0 \\ \delta_{3(0)} &= 19,485 & \delta'_{3(0)} &= 0 \end{aligned}$$

W podobny sposób zapiszemy pozostałe równania:
układ trójmaszynowy, stan dla roku 1973 (rys. 1)

$$a = \begin{bmatrix} 532 \\ 855 \\ 519 \end{bmatrix}$$

Stan zwarcia

$$b = \begin{bmatrix} 0,721 \\ 0,501 \\ 0,044 \end{bmatrix}, \quad C \equiv 0, \quad \delta \equiv 0, \quad \alpha \equiv 0$$

Stan wyłączenia zwarcia

$$b = \begin{bmatrix} 0,421 \\ 0,685 \\ 0,166 \end{bmatrix}, \quad c = \begin{bmatrix} 0 & 0 & -1,51 \\ 0 & 0 & 0 \\ -1,51 & 0 & 0 \end{bmatrix}, \quad \delta = \begin{bmatrix} 0 & 0 & \delta_{13} \\ 0 & 0 & 0 \\ \delta_{31} & 0 & 0 \end{bmatrix},$$

$$\alpha = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 10,55 \\ 0 & 0 & 0 \\ 10,55 & 0 & 0 \end{bmatrix}$$

Stan ponownego załączenia

$$b = \begin{bmatrix} 0,411 \\ 0,230 \\ 0,386 \end{bmatrix}, \quad c = \begin{bmatrix} 0 & -0,299 & -1,470 \\ -0,299 & 0 & -0,390 \\ -1,47 & -0,390 & 0 \end{bmatrix}, \quad \delta = \begin{bmatrix} 0 & \delta_{12} & \delta_{13} \\ \delta_{21} & 0 & \delta_{23} \\ \delta_{31} & \delta_{32} & 0 \end{bmatrix},$$

$$\alpha = \begin{bmatrix} 0 & 28,22 & 10,42 \\ 28,22 & 0 & 14,44 \\ 10,42 & 14,44 & 0 \end{bmatrix}$$

Warunki początkowe

$$t = 0 \quad \begin{aligned} \delta_{1(o)} &= 15,167 & \delta'_{1(o)} &= 0 \\ \delta_{2(o)} &= 15,315 & \delta'_{2(o)} &= 0 \\ \delta_{3(o)} &= 15,500 & \delta'_{3(o)} &= 0 \end{aligned}$$

układ pięciomaszynowy, stan dla roku 1975 (rys. 2)

$$a = \begin{bmatrix} 852 \\ 294 \\ 4770 \\ 522 \\ 1530 \end{bmatrix}$$

Stan zwarcia

$$b = \begin{bmatrix} 0,111 \\ 1,668 \\ 0,098 \\ 0,456 \\ 0,234 \end{bmatrix}, \quad c = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -0,154 & 0 \\ 0 & 0 & -0,154 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix},$$

$$\delta = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \delta_{34} & 0 \\ 0 & 0 & \delta_{43} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}, \quad \alpha = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 21,97 & 0 \\ 0 & 0 & 21,97 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}$$

Stan wyłączenia zwarcia

$$b = \begin{bmatrix} -0,174 \\ 0,498 \\ 0,093 \\ 0,296 \\ 0,176 \end{bmatrix}, \quad c = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -0,18 & -0,725 & -0,743 \\ 0 & -0,18 & 0 & -0,204 & -0,0356 \\ 0 & -0,725 & -0,204 & 0 & -0,143 \\ 0 & -0,743 & -0,035 & -0,143 & 0 \end{bmatrix},$$

$$\delta = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \delta_{23} & \delta_{24} & \delta_{25} \\ 0 & \delta_{32} & 0 & \delta_{34} & \delta_{35} \\ 0 & \delta_{42} & \delta_{43} & 0 & \delta_{45} \\ 0 & \delta_{52} & \delta_{53} & \delta_{54} & 0 \end{bmatrix}, \quad \alpha = \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 28,58 & 18,28 & 17,77 \\ 0 & 28,58 & 0 & 16,22 & 32,63 \\ 0 & 18,28 & 16,22 & 0 & 22,49 \\ 0 & 17,72 & 32,63 & 22,52 & 0 \end{bmatrix}$$

Stan ponownego załączenia

$$b = \begin{bmatrix} 0,066 \\ 0,568 \\ 0,089 \\ 0,436 \\ 0,206 \end{bmatrix}, \quad c = \begin{bmatrix} 0 & -0,312 & -0,0246 & -0,0989 & -0,063 \\ 0,312 & 0 & -0,162 & -0,65 & -0,6 \\ -0,0246 & -0,162 & 0 & -0,184 & -0,032 \\ -0,0989 & -0,65 & -0,184 & 0 & -0,125 \\ -0,063 & -0,6 & -0,032 & -0,129 & 0 \end{bmatrix},$$

$$\delta = \begin{bmatrix} 0 & \delta_{12} & \delta_{13} & \delta_{14} & \delta_{15} \\ \delta_{21} & 0 & \delta_{23} & \delta_{24} & \delta_{25} \\ \delta_{31} & \delta_{32} & 0 & \delta_{34} & \delta_{35} \\ \delta_{41} & \delta_{42} & \delta_{43} & 0 & \delta_{45} \\ \delta_{51} & \delta_{52} & \delta_{53} & \delta_{54} & 0 \end{bmatrix}, \quad \alpha = \begin{bmatrix} 0 & 14,27 & 31,13 & 21,30 & 11,57 \\ 14,27 & 0 & 27,98 & 18,12 & 12,98 \\ 31,13 & 27,98 & 0 & 23,57 & 32,00 \\ 21,30 & 18,12 & 23,57 & 0 & 22,17 \\ 11,57 & 12,98 & 32,0 & 22,17 & 0 \end{bmatrix}$$

Warunki początkowe

$$t = 0 \quad \begin{aligned} \delta_{1(o)} &= 7,550 & \delta'_{1(o)} &= 0 \\ \delta_{2(o)} &= 16,550 & \delta'_{2(o)} &= 0 \\ \delta_{3(o)} &= 2,800 & \delta'_{3(o)} &= 0 \\ \delta_{4(o)} &= 17,717 & \delta'_{4(o)} &= 0 \\ \delta_{5(o)} &= 15,100 & \delta'_{5(o)} &= 0 \end{aligned}$$

układ sześciomaszynowy, stan dla roku 1980

$$a = \begin{bmatrix} 1146 \\ 1165 \\ 741 \\ 1008 \\ 2163 \\ 1070 \end{bmatrix}$$

Stan zwarcia

$$b = \begin{bmatrix} 0,268 \\ 0,4955 \\ 0,0625 \\ 1,5816 \\ 0,8836 \\ 0,2977 \end{bmatrix}, \quad c = \begin{bmatrix} 0 & -0,239 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ -0,239 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & -0,608 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & -0,608 & 0 \end{bmatrix},$$

$$\delta = \begin{bmatrix} 0 & \delta_{12} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ \delta_{21} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \delta_{56} \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \delta_{65} & 0 \end{bmatrix}, \quad \alpha = \begin{bmatrix} 0 & 22 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 22 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & -5,67 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & -5,67 & 0 \end{bmatrix}$$

Stan wyłączenia zwarcia

$$b = \begin{bmatrix} 0,4284 \\ 0,4829 \\ 0,1615 \\ 1,3066 \\ 0,8296 \\ 0,3377 \end{bmatrix}, \quad c = \begin{bmatrix} 0 & -0,275 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ -0,275 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -0,076 & -0,0412 & -0,01505 \\ 0 & 0 & -0,076 & 0 & -0,869 & -0,314 \\ 0 & 0 & -0,0412 & -0,869 & 0 & -0,826 \\ 0 & 0 & -0,01505 & -0,314 & -0,26 & 0 \end{bmatrix},$$

$$\delta = \begin{bmatrix} 0 & \delta_{12} & 0 & 0 & 0 & 0 \\ \delta_{21} & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \delta_{34} & \delta_{35} & \delta_{36} \\ 0 & 0 & \delta_{43} & 0 & \delta_{45} & \delta_{46} \\ 0 & 0 & \delta_{53} & \delta_{54} & 0 & \delta_{56} \\ 0 & 0 & \delta_{63} & \delta_{64} & \delta_{65} & 0 \end{bmatrix}, \quad \alpha = \begin{bmatrix} 0 & 23,33 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 23,33 & 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 18,67 & 24,25 & 17,17 \\ 0 & 0 & 18,67 & 0 & 29,83 & 25,17 \\ 0 & 0 & 24,42 & 29,83 & 0 & 5,33 \\ 0 & 0 & 17,17 & 25,33 & 5,33 & 0 \end{bmatrix},$$

Stan ponownego załączenia

$$b = \begin{bmatrix} 0,4434 \\ 0,3755 \\ 0,0915 \\ 0,8616 \\ 0,8176 \\ 0,2477 \end{bmatrix}, \quad c = \begin{bmatrix} 0 & -0,257 & -0,0167 & -0,333 & -0,179 & -0,0662 \\ -0,257 & 0 & -0,0852 & -0,17 & -0,0915 & -0,0338 \\ -0,0167 & -0,0852 & 0 & -0,074 & -0,044 & -0,015 \\ -0,333 & -0,17 & -0,0074 & 0 & -0,869 & -0,314 \\ -0,176 & -0,0915 & -0,004 & -0,869 & 0 & -0,821 \\ -0,0662 & -0,0338 & -0,0015 & -0,314 & -0,821 & 0 \end{bmatrix},$$

$$\delta = \begin{bmatrix} 0 & \delta_{12} & \delta_{13} & \delta_{14} & \delta_{15} & \delta_{16} \\ \delta_{21} & 0 & \delta_{23} & \delta_{24} & \delta_{25} & \delta_{26} \\ \delta_{31} & \delta_{32} & 0 & \delta_{34} & \delta_{35} & \delta_{36} \\ \delta_{41} & \delta_{42} & \delta_{43} & 0 & \delta_{45} & \delta_{46} \\ \delta_{51} & \delta_{52} & \delta_{53} & \delta_{54} & 0 & \delta_{56} \\ \delta_{61} & \delta_{62} & \delta_{63} & \delta_{64} & \delta_{65} & 0 \end{bmatrix}, \quad \alpha = \begin{bmatrix} 0 & 22,55 & 32,08 & 37,42 & 43,50 & 35,80 \\ 22,50 & 0 & 60,92 & 66,25 & 72,33 & 64,67 \\ 32,08 & 60,98 & 0 & 19,25 & 24,33 & 16,67 \\ 37,42 & 66,42 & 19,25 & 0 & 32,00 & 24,33 \\ 43,50 & 72,33 & 24,33 & 32,00 & 0 & 4,16 \\ 35,67 & 64,67 & 16,67 & 24,33 & 4,16 & 0 \end{bmatrix}$$

Warunki początkowe

$$t = 0 \quad \begin{array}{ll} \delta_{1(0)} = 24,200 & \delta'_{1(0)} = 0 \\ \delta_{2(0)} = 33,600 & \delta'_{2(0)} = 0 \\ \delta_{3(0)} = 23,333 & \delta'_{3(0)} = 0 \\ \delta_{4(0)} = 17,850 & \delta'_{4(0)} = 0 \\ \delta_{5(0)} = 22,966 & \delta'_{5(0)} = 0 \\ \delta_{6(0)} = 21,233 & \delta'_{6(0)} = 0 \end{array}$$

układ siedmiomaszynowy, stan dla roku 1985

Stan zwarcia

$$a = \begin{bmatrix} 1403 \\ 1158 \\ 675 \\ 3458 \\ 1560 \\ 1181 \\ 1181 \end{bmatrix}, \quad b = \begin{bmatrix} 0,597 \\ 1,403 \\ 3,698 \\ 0,352 \\ 0,123 \\ -0,926 \\ 0,620 \end{bmatrix},$$

$$c = \begin{bmatrix} 0 & -0,0471 & -0,0579 & -0,0121 & -0,0033 & -0,0143 & -0,003 \\ -0,0471 & 0 & -0,810 & -0,1578 & -0,043 & -0,1874 & -0,0395 \\ -0,579 & -0,820 & 0 & -0,2115 & -0,0574 & -0,2504 & -0,0527 \\ -0,0121 & -0,1578 & -0,2115 & 0 & -0,011 & -0,0481 & -0,0101 \\ -0,0033 & -0,043 & -0,0574 & -0,011 & 0 & -1,002 & -0,2117 \\ -0,0143 & -0,1874 & -0,2504 & -0,0481 & -1,002 & 0 & -0,922 \\ -0,003 & -0,0395 & -0,0527 & -0,0101 & -0,2117 & -0,922 & 0 \end{bmatrix},$$

$$\delta = \begin{bmatrix} 0 & \delta_{12} & \delta_{13} & \delta_{14} & \delta_{15} & \delta_{16} & \delta_{17} \\ \delta_{21} & 0 & \delta_{23} & \delta_{24} & \delta_{25} & \delta_{26} & \delta_{27} \\ \delta_{31} & \delta_{32} & 0 & \delta_{34} & \delta_{35} & \delta_{36} & \delta_{37} \\ \delta_{41} & \delta_{42} & \delta_{43} & 0 & \delta_{45} & \delta_{46} & \delta_{47} \\ \delta_{51} & \delta_{52} & \delta_{53} & \delta_{54} & 0 & \delta_{56} & \delta_{57} \\ \delta_{61} & \delta_{62} & \delta_{63} & \delta_{64} & \delta_{65} & 0 & \delta_{67} \\ \delta_{71} & \delta_{72} & \delta_{73} & \delta_{74} & \delta_{75} & \delta_{76} & 0 \end{bmatrix},$$

$$\alpha = \begin{bmatrix} 0 & 28,35 & 56,40 & 27,567 & 51,35 & 39,90 & 55,067 \\ 28,35 & 0 & 23,50 & -5,533 & 18,25 & 0,80 & 21,967 \\ 56,60 & 23,50 & 0 & 19,717 & 45,50 & 34,05 & 45,216 \\ 27,367 & -5,533 & 19,717 & 0 & 16,467 & 5,017 & 20,183 \\ 51,35 & 15,25 & 45,50 & 16,467 & 0 & 45,20 & 30,367 \\ 39,90 & 6,80 & 34,05 & 5,017 & 45,20 & 0 & 18,916 \\ 55,067 & 21,967 & 49,216 & 20,183 & 30,367 & 18,916 & 0 \end{bmatrix}$$

Stan wyłączenia zwarcia

$$b = \begin{bmatrix} 0,580 \\ 1,247 \\ 3,361 \\ 0,275 \\ 0,681 \\ -0,216 \\ 0,614 \end{bmatrix}, \quad c = \begin{bmatrix} 0 & -0,1395 & -0,1865 & -0,0359 & -0,0098 & -0,0426 & -0,009 \\ -0,1395 & 0 & -2,435 & -0,469 & -0,1276 & -0,556 & -0,1176 \\ -0,1865 & -2,435 & 0 & -0,6275 & -0,1703 & -0,743 & -0,1568 \\ -0,0359 & -0,469 & -0,6275 & 0 & -0,0327 & -0,1427 & -0,0299 \\ -0,0098 & -0,1276 & -0,1703 & -0,0327 & 0 & -1,002 & -0,2117 \\ -0,0426 & -0,556 & -0,743 & -0,1427 & -1,002 & 0 & -0,922 \\ -0,009 & -0,1176 & -0,1568 & -0,0299 & -0,2117 & -0,922 & 0 \end{bmatrix},$$

$$\delta = \begin{bmatrix} 0 & \delta_{12} & \delta_{13} & \delta_{14} & \delta_{15} & \delta_{16} & \delta_{17} \\ \delta_{21} & 0 & \delta_{23} & \delta_{24} & \delta_{25} & \delta_{26} & \delta_{27} \\ \delta_{31} & \delta_{32} & 0 & \delta_{34} & \delta_{35} & \delta_{36} & \delta_{37} \\ \delta_{41} & \delta_{42} & \delta_{43} & 0 & \delta_{45} & \delta_{46} & \delta_{47} \\ \delta_{51} & \delta_{52} & \delta_{53} & \delta_{54} & 0 & \delta_{56} & \delta_{57} \\ \delta_{61} & \delta_{62} & \delta_{63} & \delta_{64} & \delta_{65} & 0 & \delta_{67} \\ \delta_{71} & \delta_{72} & \delta_{73} & \delta_{74} & \delta_{75} & \delta_{76} & 0 \end{bmatrix},$$

$$\alpha = \begin{bmatrix} 0 & 34,567 & +61,817 & +32,783 & +56,567 & 45,117 & 60,283 \\ -34,567 & 0 & 28,717 & -0,317 & 23,467 & 12,017 & 27,183 \\ 61,517 & 25,717 & 0 & 26,933 & 50,717 & 39,267 & 54,433 \\ 32,783 & -0,317 & 26,933 & 0 & 21,673 & 10,233 & 25,40 \\ 56,567 & 23,467 & 50,717 & 21,673 & 0 & 15,200 & 30,367 \\ 45,117 & 12,017 & 39,267 & 10,233 & 15,20 & 0 & 18,916 \\ 60,283 & 27,183 & 54,433 & 25,400 & 30,367 & 18,916 & 0 \end{bmatrix}$$

Stan ponownego załączenia

$$b = \begin{bmatrix} 0,324 \\ 1,166 \\ 3,212 \\ 0,243 \\ 0,636 \\ 1,149 \\ 0,636 \end{bmatrix}, \quad c = \begin{bmatrix} 0 & -0,1309 & -0,1748 & -0,0336 & -0,0092 & -0,0398 & -0,0084 \\ -0,1309 & 0 & -2,286 & -0,439 & -0,1195 & -0,520 & -0,1099 \\ -0,1748 & -2,286 & 0 & -0,5875 & -0,1597 & -0,6965 & -0,1468 \\ -0,0336 & -0,439 & -0,5875 & 0 & -0,0306 & -0,1336 & -0,028 \\ -0,0092 & -0,1194 & -0,1597 & -0,0306 & 0 & -1,002 & -0,2117 \\ -0,0398 & -0,520 & -0,6965 & -0,1336 & -1,002 & 0 & -0,922 \\ -0,0084 & -0,1099 & -0,1468 & -0,028 & -0,2117 & -0,922 & 0 \end{bmatrix},$$

$$\delta = \begin{bmatrix} 0 & \delta_{12} & \delta_{13} & \delta_{14} & \delta_{15} & \delta_{16} & \delta_{17} \\ \delta_{21} & 0 & \delta_{23} & \delta_{24} & \delta_{25} & \delta_{26} & \delta_{27} \\ \delta_{31} & \delta_{32} & 0 & \delta_{34} & \delta_{35} & \delta_{36} & \delta_{37} \\ \delta_{41} & \delta_{42} & \delta_{43} & 0 & \delta_{45} & \delta_{46} & \delta_{47} \\ \delta_{51} & \delta_{52} & \delta_{53} & \delta_{54} & 0 & \delta_{56} & \delta_{57} \\ \delta_{61} & \delta_{62} & \delta_{63} & \delta_{64} & \delta_{65} & 0 & \delta_{67} \\ \delta_{71} & \delta_{72} & \delta_{73} & \delta_{74} & \delta_{75} & \delta_{76} & 0 \end{bmatrix},$$

$$\alpha = \begin{bmatrix} 0 & 39,95 & 67,20 & 38,167 & 61,95 & 50,50 & 65,667 \\ 39,95 & 0 & 34,10 & 5,067 & 28,85 & 17,40 & 32,566 \\ 67,20 & 34,10 & 0 & 32,316 & 56,10 & 44,65 & 59,817 \\ 38,168 & 5,067 & 32,316 & 0 & 27,007 & 13,616 & 30,784 \\ 61,95 & 28,85 & 56,10 & 27,067 & 0 & 15,20 & 30,367 \\ 50,50 & 17,40 & 44,65 & 15,616 & 15,20 & 0 & 18,916 \\ 65,667 & 32,566 & 59,817 & 30,784 & 30,367 & 18,916 & 0 \end{bmatrix},$$

Warunki początkowe

$$\text{dla } t = 0 \quad \begin{array}{ll} \delta_{1(o)} = 24,466 & \delta'_{1(o)} = 0 \\ \delta_{2(o)} = 16,800 & \delta'_{2(o)} = 0 \\ \delta_{3(o)} = 31,267 & \delta'_{3(o)} = 0 \\ \delta_{4(o)} = 14,183 & \delta'_{4(o)} = 0 \\ \delta_{5(o)} = 20,033 & \delta'_{5(o)} = 0 \\ \delta_{6(o)} = 16,300 & \delta'_{6(o)} = 0 \\ \delta_{7(o)} = 18,900 & \delta'_{7(o)} = 0 \end{array}$$

LITERATURA CYTOWANA W TEKŚCIE

1. Z. Jasicki, Z. Kierzkowski, Algorytmy obliczeń elektroenergetycznych na maszynach cyfrowych, WNT, W-wa 1968.
2. Z. Jasicki, Zjawiska niestabilne w układach elektroenergetycznych, WNT, W-wa 1970.
3. A. Kamiński, Równowaga współpracy układów elektroenergetycznych, PWT, W-wa 1956.
4. J. Gerwel, Program rozwiązujący równania kołysań układu wielomaszynowego oparty na metodzie R-K, opracowanie wewnętrzne Pracowni Przetwarzania Informacji PP, Poznań 1970.
5. Praca NB pod kierunkiem Z. Jasickiego dla Instytutu Energetyki „Koncepcja rozwoju sieci najwyższych napięć w Polsce”, Zakład Badań Energoelektrycznych PP, Poznań 1969.

Z. JASICKI, Z. KIERZKOWSKI, J. GERWEL

PROBLEMS OF STABILITY IN A DEVELOPING POWER SYSTEM

Summary

The number of generators in the equivalent network increases with the development of the power system; this network is the basis for investigating dynamic stability. Investigations on this are particularly laborious in a system strongly bound electrically. It can be seen on the example of the Polish power system considered in the article, in which 5 stages of development are distinguished, that it is necessary to assume generator models 3, 5, 6 and 7 (Figs. 1÷4). The analysis of stability is based on calculations on a digital computer, according to the algorithm given in Appendix 1 (Fig. 5). Equations corresponding to the assumed equivalent networks are given in Appendix 2 for breakdown forcings. These investigations lead to conclusions regarding the means of developing the system, mainly solutions of its basic connections.

Z. JASICKI, Z. KIERZKOWSKI, J. GERWEL

PROBLÈMES DE STABILITÉ DANS UN SYSTÈME ÉLECTRIQUE

R e s u m é

Avec le développement du système électrique, le nombre de générateurs augmente dans le réseau équivalent, qui sert de base pour l'appréciation de la stabilité dynamique. Ces recherches sont particulièrement pénibles dans un système fortement lié électriquement. L'exemple d'un système électrique polonais, étudié dans l'article, où 5 étapes de développement ont été distinguées, montre la nécessité d'admettre les modèles de générateurs 3, 5, 6 et 7 (Fig. 1÷4). L'analyse d'équilibre a été basée sur un calculateur selon l'algorithme donné dans Appendice 1 (Fig. 5). Les équations correspondant aux réseaux équivalents admis, sont données dans Appendice 2 pour des forçements de dérangement. Ces recherches menent aux conclusions concernant les moyens du développement du système, et particulièrement — des solutions de ses connexions fondamentales.

Z. JASICKI, Z. KIERZKOWSKI, J. GERWEL

GLEICHGEWICHTSPROBLEME IN DEM SICH AUSBAUENDEN
ELEKTROENERGETISCHEN SYSTEM

Z u s a m m e n f a s s u n g

Mit der Entwicklung des elektroenergetischen Systems wächst die Maschinenanzahl in dem Ersatzschema, welches Grundlage zur Beurteilung des dynamischen Gleichgewichts bildet. Infolge des stark verbundenen Systems sind die Forschungen hier besonders mühsam. Auf Grund des polnischen elektroenergetischen Systems hat man ein Beispiel überprüft, wobei man 5 Entwicklungsetappen abgesondert hatte und es ergab sich, dass die Anwendung der Maschinenmodelle 3, 5, 6 und 7 notwendig ist (Zeichnungen 1÷4). Die Gleichgewichtsanalyse, die durch einen Computer lt. Algorytm berechnet wurde, ist in Anlage 1 angegeben worden (Zeichn. 5). Für Situationen grösster Havarien hat man in Anhang 2 dynamische Gleichungen angegeben, die dem angenommenen Schema entsprechen. Diese Forschungen führten zu Schlüssen bezüglich des Systemausbaus, vor allem zu Lösungen seiner Grundverbindungen.

З. ЯСИЦКИ, З. КИРЗКОВСКИ, Й. ГЕРВЕЛЬ

ПРОБЛЕМЫ УСТОЙЧИВОСТИ РАЗВИВАЮЩЕЙСЯ ЭНЕРГОСИСТЕМЫ

Р е з ю м е

С развитием энергосистемы увеличивается число машин в схеме замещения, используемой для определения динамической устойчивости системы.

В системе, электрически сильно связанной, исследования эти являются особенно трудоёмкими.

На примере рассмотренной в статье польской энергосистемы, для которой предвидено пять этапов развития, видно, что необходимо принять модели 3, 5, 6 и 7-машинные (рис. 1÷4).

Анализ устойчивости произведен при помощи вычислительной машины по алгоритму, представленному в приложении 1 (рис. 5).

В приложении 2 даются уравнения качаний, соответствующие принятым моделям системы для случаев самых тяжелых аварий.

Исследования эти позволяют определить выводы, касающиеся дальнейшего развития энергосистемы, главным образом — решения вопроса об основных соединениях в системе.

Zjawiska magnetoelastyczne w cienkowarstwowych elementach pamięciowych

HENRYK LACHOWICZ (WARSZAWA)

Instytut Fizyki PAN

Otrzymano 1.10.1970

Wskazano na istotne znaczenie efektów magnetoelastycznych w cienkich warstwach stosowanych jako elementy pamięciowe. Wyprowadzono związki ujmujące w sposób ilościowy makroskopowe efekty magnetoelastyczne występujące w tych elementach, posługując się przy tym formalizmem zwykle stosowanym w przypadku opisu tych zjawisk w ferromagnetykach. Na podstawie przedstawionych wyników badań szeregu autorów wskazano, że uzyskane zależności dają zadowalający opis rezultatów doświadczalnych. Podano definicję czułości magnetoelastycznej cienkowarstwowego elementu pamięciowego. Przeprowadzono dyskusję tego parametru wskazując na jego zależność zarówno od właściwości chemicznych i strukturalnych warstwy, jak również od rodzaju odkształceń, przy których jest on określony w warunkach doświadczalnych. Dyskusję tę zilustrowano szeregiem rezultatów eksperymentalnych.

1. WSTĘP

Zjawiska magnetoelastyczne¹⁾ są związane z wzajemnymi oddziaływaniami pomiędzy odkształceniami mechanicznymi sieci krystalicznej materiału i namagnesowaniem. Do klasy tych zjawisk zalicza się odkryte przez Joule'a [1], [2] w roku 1842 zjawisko zmiany wymiarów ferromagnetyka pod wpływem pola magnetycznego, nazywane liniową magnetostrykcją. Efekt odwrotny, zaobserwowany w dwadzieścia trzy lata później przez Villariego [3], polega na zmianie właściwości magnetycznych materiału pod wpływem naprężeń mechanicznych.

Z punktu widzenia mikroskopowych właściwości ferromagnetyka uważa się, że efekty magnetoelastyczne pochodzą z tego samego źródła co anizotropia krystaliczna, a mianowicie ze sprzężenia spin-orbita. Przeprowadzone pewne wyliczenia kwantowo-mechaniczne [4], [5], [6] dają rzeczywiście właściwy rząd wielkości. Szczegóły tych wyliczeń są jednakże w tak samo niezadowalającym stanie, jak w przypadku anizotropii krystalicznej. Anizotropia krystaliczna zależy oczywiście od odległości międzypatomowej, a tym samym od wielkości odkształcenia sieci.

Jeżeli anizotropię krystaliczną traktować jako wielkość podstawową, można wówczas

¹⁾ Określenie elastyczny ma to samo znaczenie, co określenie sprężysty przyjęte powszechnie w nauce o odkształceniach i naprężeniach w ciele stałym. Ze względu na fakt, iż pewne elementy tej nauki zostaną tu wykorzystane obydwa określenia traktowane będą jako synonimy.

uważać, że magnetostrykcja pojawia się wskutek zmniejszenia energii anizotropii dzięki spontanicznemu odkształceniu sieci, przy czym zmniejszenie to jest większe od przyrostu energii sprężystej. Podobnie, odkształcenie wywołane zewnątrznie wprowadzonymi naprężeniami, prowadzi do takiej zmiany stanu magnetycznego materiału, przy której może nastąpić minimalizacja tej energii. Ten punkt widzenia przyjął między in. Kittel [7].

Dla całego szeregu zastosowań ferromagnetyków jest istotne, aby materiał nie był czuły na naprężenia mechaniczne lub inaczej mówiąc nie był magnetostrykcyjny. Dla cienkich warstw magnetycznych stosowanych w pamięciach maszyn cyfrowych jest to szczególnie istotne, bowiem w elementach tych, o zwykle bardzo małym przekroju poprzecznym, a zatem małej sztywności, nawet niewielkie siły mogą wywołać znaczne odkształcenia. W przypadku gdy warstwa jest magnetostrykcyjna będzie to prowadzić do niepożądanych zmian jej właściwości magnetycznych, a w krańcowym przypadku nawet do przekłamania zawartej w elemencie informacji [8].

Odształcenia w warstwie związane z deformacją sieci krystalicznej mogą być dwojako rodzaju: odkształcenia wywołane siłami zewnętrznymi i odkształcenia, jakie powstają w trakcie wzrostu warstwy na określonym podłożu, w wyniku kondensacji par metali w przypadku termicznego naparowywania w próżni elementów płaskich, bądź na drodze osadzania elektrochemicznego zwykle w tym przypadku elementów cylindrycznych. Na odkształcenia pierwszego rodzaju warstwa jest narażona przede wszystkim w czasie montażu płyty — w trakcie umieszczania elementów w określonych dla nich położeniach oraz przy doprowadzaniu koniecznych połączeń. Odształcenia te mają zwykle charakter trwały. Odształcenia występujące okresowo mogą być wywołane naprężeniami powstającymi przy zmianach temperatury otoczenia w rezultacie różnicy współczynników rozszerzalności cieplnej warstwy i podłoża, bądź też wibracjami mechanicznymi. Efekty te można w znacznym stopniu zmniejszyć przy wyborze odpowiednich materiałów²⁾ oraz przez wykluczenie czynności manualnych w procesie wytwarzania elementów i płytów. W praktyce nie daje to jednak pewności eliminacji wszystkich ewentualnych źródeł deformacji warstwy i związanych z tym zmian jej właściwości magnetycznych.

Źródła i mechanizm powstawania naprężeń wewnętrznych w trakcie wzrostu warstwy nie są jeszcze dostatecznie poznane. Szereg danych doświadczalnych wskazuje, że naprężenia te mogą być bardzo duże. Hoffman, Daniels i Crittenden [12] badając warstwy płaskie naparowywane termicznie w próżni ocenili wartość tych naprężeń na $10 \div 100$ kG/mm². Ocena ta dotyczyła tylko tych naprężeń, których źródeł należy szukać w samym procesie wzrostu warstwy. Wyodrębnione zostały bowiem naprężenia wynikające z różnic rozszerzalności cieplnej warstwy i podłoża, istotne w warstwach otrzymywanych metodą próżniową.

Występowanie naprężeń tego samego rzędu wielkości stwierdzili w podobnych warstwach Finnegan i Hoffman [13] oraz Weiss i Smith [14]. Wewnętrzne naprężenia w war-

²⁾ Cienkowarstwowe elementy pamięciowe cylindryczne są zwykle wytwarzane w postaci stopu Ni-Fe o zawartości ok. 80% Ni osadzonego na podłożu w kształcie drutu z brązu berylowego CuBe 2%. Współczynnik rozszerzalności cieplnej permaloju o tym składzie wynosi w temperaturze pokojowej ok. $12 \cdot 10^{-6}/^{\circ}\text{C}$ (na podstawie [9]). Współczynnik ten dla stopu podłoża jest równy $17 \cdot 10^{-6}/^{\circ}\text{C}$ w zakresie temperatury $20 \div 200^{\circ}\text{C}$ (na podstawie [10]). Warstwy płaskie są zwykle naparowywane na szkło (płytki mikroskopowe przykrywkowe), dla którego współczynnik rozszerzalności jest równy $8 \div 10 \cdot 10^{-6}/^{\circ}\text{C}$ (na podstawie [11]). Niewielkie różnice rozszerzalności cieplnej tych materiałów wskazują na odpowiedni ich dobór.

stwach otrzymywanych metodą elektrolityczną badali Maeda i Mukasa [15], uzyskując wartość również rzędu 10 kG/mm^2 . O bardzo dużej wartości tych naprężeń świadczy ich porównanie z wartością naprężeń rozrywających dla litego 78% permaloju, która według Bozortha [9, s. 108] wynosi $10 \div 20 \text{ kG/mm}^2$. Naprężenia wewnętrzne w warstwie powstają ponadto w rezultacie magnetostrykcji wywołanej porządkowaniem się spinów związanych z powstawaniem namagnesowania o kierunku określonym polem orientującym, zwykle przykładanym w czasie wzrostu warstwy. Naprężenia pochodzące od efektów magnetostrykcyjnych są jednak stosunkowo małe i mogą stanowić tylko niewielki przyczynek do naprężeń wewnętrznych obserwowanych doświadczalnie.

Warstwy wytwarzane zarówno metodą termicznego parowania w próżni jak i metodą elektrolityczną zawierają różnego rodzaju wtrącenia i zanieczyszczenia, które są przyczyną defektów sieci krystalicznej materiału. Koncentracja tych defektów w warstwach jest duża i wyraża się liczbą $10^{10} \div 10^{11} \text{ cm}^{-2}$ [16]. Z tego też względu należy sądzić, że naprężenia wewnętrzne w warstwie są najprawdopodobniej związane z powstawaniem i przemieszczaniem się defektów sieci krystalicznej w trakcie jej wzrostu. Naprężenia pochodzące z tego rodzaju źródła są z natury bardzo złożone i należy spodziewać się, że zarówno kierunek jak i ich wartość są różne w różnych mikroobszarach materiału. W warstwach czułych na odkształcenia, a więc magnetostrykcyjnych, naprężenia te wywoływać będą dodatkową dyspersję anizotropii, przede wszystkim kątową [17], przejawiającą się w zwiększonym rozrzucie kątowym kierunków osi łatwego magnesowania poszczególnych mikroobszarów warstwy.

W warstwach tych występują ponadto silne efekty starzeniowe [18]. Jak sądzi się, jest to związane ze zmianami czasowymi naprężeń wewnętrznych, co w przypadku istnienia magnetostrykcji prowadzi do zmian właściwości magnetycznych. Jest oczywiste, że zarówno wzrost dyspersji jak i zmiana właściwości w czasie są efektami wysoce niepożądanymi w warstwach stosowanych jako elementy pamięciowe.

Materiałem ferromagnetycznym stosowanym w cienkowarstwowych elementach pamięciowych jest zwykle stop Ni-Fe, zwany w przypadku litych materiałów permalojem. Stop ten przy zawartości 81% niklu [9, s. 664] wykazuje minimalną magnetostrykcję. W przypadku cienkich warstw permalojowych efekt ten osiąga się przy nieco innych składach niż dla materiału litego. Ponadto ze względu na specyficzne właściwości warstw cienkich, składy odpowiadające „zerowej” magnetostrykcji są zwykle różne, zależnie od przyjętego kryterium oceny czułości magnetoelastycznej elementu. W praktyce uzyskanie warstw o „zerowej” magnetostrykcji nie jest możliwe i można jedynie mówić o warstwach bliskich niemagnetostrykcyjnym.

2. FENOMENOLOGICZNA TEORIA ZJAWISK MAGNETOELASTYCZNYCH W CIENKICH WARSTWACH

Zjawiska magnetoelastyczne opisuje się na ogół w oparciu o fenomenologiczną teorię opracowaną przez Akałowa [19] i Beckera [20]³⁾. Teoria ta, jakkolwiek krytykowana, tłumaczy jednak w zadawalający sposób większość wyników doświadczalnych.

³⁾ Czytelnik zainteresowany szczegółami tej teorii znajdzie je w książce R. Beckera i W. Doringa „Ferromagnetismus”, Berlin, Springer, 1939. Teorię tę w skróconej wersji prezentuje C. Kittel [7].

Przy opisie zjawisk magnetoelastycznych w cienkich warstwach ferromagnetycznych można również posłużyć się formalizmem wprowadzonym przez wspomnianych autorów zakładając, że rozpatrywany jest jednorodny kryształ ferromagnetyczny o sieci sześcienniej oraz że odkształcenia w nim powstałe są sprężyste. Sposób postępowania przy wyznaczaniu interesujących zależności będzie polegać na poszukiwaniu warunków równowagi pomiędzy stanem odkształceń i stanem magnetycznym w rozpatrywanym kryształ. Warunki te zostaną określone drogą minimalizacji energii swobodnej, która dla analizowanego przypadku jest sumą energii jednoosiowej anizotropii indukowanej i energii magnetoelastycznej.

Naprężenia powstające w ferromagnetyku w rezultacie działania obciążeń zewnętrznych są określone przez tensor σ , który określa składowe f_K siły działającej na dowolnie wybraną powierzchnię jednostkową w obrębie rozpatrywanego kryształu

$$f_K = \sum_{i=1}^3 \gamma_i \cdot \sigma_{iK}, \quad (1)$$

gdzie γ_i — kosinusy kierunkowe normalnej do tej powierzchni określone względem przyjętego układu współrzędnych.

Powstałe naprężenia wywołują deformację kryształu. O ile dowolnie wybrany punkt w niezdeformowanym kryształ jest określony współrzędnymi (x_0, y_0, z_0) , to w kryształ odkształconym punkt ten zajmie nowe położenie określone współrzędnymi:

$$\begin{aligned} x &= x_0 + e_{11}x_0 + \frac{1}{2}e_{12}y_0 + \frac{1}{2}e_{13}z_0, \\ y &= y_0 + \frac{1}{2}e_{21}x_0 + e_{22}y_0 + \frac{1}{2}e_{23}z_0, \\ z &= z_0 + \frac{1}{2}e_{31}x_0 + \frac{1}{2}e_{32}y_0 + e_{33}z_0. \end{aligned} \quad (2)$$

Wielkości e_{ij} występujące w równaniu (2) są składowymi tensora deformacji $e^{(4)}$. Składowe e_{ii} określają odkształcenia liniowe i ich miarą jest względne wydłużenie mierzone wzdłuż danej osi współrzędnych. Składowe e_{ij} określają odkształcenia postaciowe wyrażane zmianą, jakiej po deformacji doznaje kąt prosty utworzony przez dwie wybrane osie współrzędnych. Ze względu na symetrię sieci sześcienniej $e_{ij} = e_{ji}$ dla jednoznacznego określenia deformacji wystarcza sześć składowych odkształceń.

Można przyjąć za Akałowem i Beckerem, że deformacja sieci jest zależna zarówno od wywołanych naprężeń, jak i od stanu magnetycznego kryształu, a ściślej od kierunku wektora namagnesowania. Zależność deformacji od kierunku namagnesowania można przedstawić w sposób formalny wyrażając składowe e_{ij} tensora odkształceń w postaci szeregu potęgowego kosinusów kierunkowych α_i wektora namagnesowania, określających jego położenie względem osi kryształu i pokrywających się w przypadku sieci sześcienniej z osiami układu współrzędnych x, y, z . Dla ograniczenia liczby wyrazów tego szeregu można założyć, że zdeformowany kryształ wykazuje nadal symetrię właściwą nieodkształ-

⁴⁾ Zgodnie z określeniem przyjętym przez A. E. H. Love'a w „A Treatise of the Mathematical Theory of Elasticity”, Dover Publications, New York, 1944.

conej sieci sześcienniej. Przy tym założeniu każda ze składowych typu e_{ii} winna być niezależna zarówno od zmiany znaku dowolnego α_i , jak i od wzajemnej zmiany znaku pomiędzy α_j i α_K . Zatem, o ile rozwinięcie to ograniczyć do wyrazów czwartego stopnia, to mogą w nim występować człony typu α_i^2 i $\alpha_j^2\alpha_K^2$

$$e_{ii} = a\alpha_i^2 + b\alpha_i^4 + c\alpha_j^2\alpha_K^2 + d. \quad (3)$$

Podobnie składowe α_{ij} , które winny zmieniać znak przy zmianie znaku α_i lub α_j i być niezależne od znaku α_K , można wyrazić

$$e_{ij} = f\alpha_i\alpha_j + g\alpha_i\alpha_j\alpha_K^2 + h. \quad (4)$$

Wielkości a, b, c, d, f, g, h występujące w rozwinięciach (3) i (4) są wielkościami stałymi.

Energia sprężysta przypadająca na jednostkę objętości kryształu, w którym występują naprężenia σ_{ij} oraz związane z nimi odkształcenia e_{ij} wyraża się

$$E_s = \sum_{i,j=1}^3 \sigma_{ij}e_{ij}. \quad (5)$$

Podstawiając do (5) wyznaczone odkształcenia (3) i (4) otrzymuje się wyrażenie dla energii, w którym są uwzględnione oddziaływania magnetoelastyczne, a zatem wyrażenie określające energię magnetoelastyczną. Wyznaczenie tej energii przy uwzględnieniu wszystkich wyrazów rozwinięcia jest jednak dość skomplikowane. Uwzględniając tylko pierwsze wyrazy w rozwinięciach (3) i (4)

$$E_{ms} = A_1(\sigma_{11}\alpha_1^2 + \sigma_{22}\alpha_2^2 + \sigma_{33}\alpha_3^2) + A_2(\alpha_1\alpha_2\sigma_{12} + \alpha_2\alpha_3\sigma_{23} + \alpha_3\alpha_1\sigma_{31}), \quad (6)$$

gdzie A_1 i A_2 — stałe.

W doświadczeniach przeprowadzanych dla cienkich warstw badane są zwykle właściwości magnetyczne w funkcji odkształceń ze względu na łatwość określenia tych odkształceń w warunkach eksperymentalnych. Deformacje wywoływane w warstwie są zwykle na tyle małe, że można założyć, iż są one sprężyste. Zgodnie z klasyczną liniową teorią sprężystości odkształcenia są wtedy związane z naprężeniami

$$\begin{aligned} e_{ii} &= (s_{11} - s_{12})\sigma_{ii} + s_{12} \sum_j \sigma_{jj}, \\ e_{ij} &= s_{44}\sigma_{ij} \quad (i \neq j), \end{aligned} \quad (7)$$

gdzie s_{11}, s_{12}, s_{44} — stałe sprężystości.

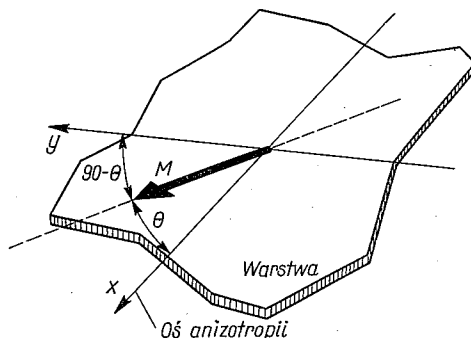
Poszukiwane związki mają również służyć do interpretacji wyników doświadczalnych. Z tego względu wygodniej będzie wyrazić energię magnetoelastyczną (6) w funkcji odkształceń. Zamiany zmiennych można dokonać wyznaczając składowe naprężeń z sześciu równań danych w postaci (7) i następnie podstawiając tak wyznaczone składowe do wyrażenia (6). Otrzymuje się wtedy równanie dla gęstości energii magnetoelastycznej w postaci

$$E_{ms} = B_1(\alpha_1^2 e_{11} + \alpha_2^2 e_{22} + \alpha_3^2 e_{33}) + B_2(\alpha_1\alpha_2 e_{12} + \alpha_2\alpha_3 e_{23} + \alpha_3\alpha_1 e_{31}), \quad (8)$$

gdzie B_1 i B_2 — stałe magnetoelastyczne.

W przypadku cienkiej warstwy położenie wektora namagnesowania jest całkowicie określone, gdy znany jest jego kierunek w płaszczyźnie warstwy. Każdej tendencji do od-

chylenia się od tej płaszczyzny przeciwdziałać będzie bowiem bardzo duże pole odmagne-
sowujące związane z charakterystyczną geometrią warstwy. Dla układu współrzędnych
 x, y w płaszczyźnie warstwy, przyjętego tak, że oś x pokrywa się z osią anizotropii
warstwy⁵⁾, położenie wektora namagnesowania jest jednoznacznie określone przez kąt θ



Rys. 1. Określenie położenia wektora namagnesowania warstwy względem układu współrzędnych
jaki tworzy kierunek tego wektora z osią x (rys. 1). Ponieważ w tym przypadku $\alpha_1 = \cos\theta$,
 $\alpha_2 = \sin\theta$, $\alpha_3 = 0$, to wyrażenie dla gęstości energii magnetoelastycznej (8) przyjmie postać

$$E_{ms} = B_1(e_{11}\cos^2\theta + e_{22}\sin^2\theta) + B_2e_{12}\cos\theta\sin\theta. \quad (9)$$

W warunkach eksperymentalnych odkształcenia liniowe powstają w warstwie w rezul-
tacie poddania jej jednoosiowemu rozciąganiu lub ściskaniu. W tym przypadku odkształ-
cenie powstałe w kierunku prostopadłym jest związane z odkształceniem w kierunku
zgodnym z kierunkiem działania siły zależnością

$$e_{22} = -\vartheta e_{11}, \quad (10)$$

gdzie ϑ — współczynnik Poissona.

Wykorzystując tę zależność, gęstość energii magnetoelastycznej w warstwie (9) można
przedstawić w postaci

$$E_{ms} = B_1e_{11}(\cos^2\theta - \vartheta\sin^2\theta) + B_2e_{12}\cos\theta\sin\theta. \quad (11)$$

Wpływ odkształceń, wywołanych zewnętrznymi siłami działającymi na warstwę, na jej
właściwości magnetyczne, jest określony warunkami równowagi pomiędzy stanem od-
kształceń i stanem magnetycznym. Równowagę tę warstwa osiąga, gdy jej energia swo-
bodna, równa w tym przypadku sumie energii anizotropii i energii magnetoelastycznej,
jest minimalna.

Jak wiadomo dla kryształu o jednoosiowej anizotropii magnetokrystalicznej, jak również
i indukowanej, istniejącej z reguły w rozpatrywanych warstwach, gęstość energii z nią
związana wyraża się w postaci szeregu potęgowego (patrz np. [21]):

$$E_K = K\sin^2\theta + K'\sin^4\theta + \dots, \quad (12)$$

gdzie:

K, K' — stałe anizotropii,

θ — kąt pomiędzy osią łatwego magnesowania i kierunkiem wektora namagnesowa-
wania w warstwie (zgodnie z rys. 1).

⁵⁾ Oś anizotropii warstwy będzie również nazywana osią łatwego namagnesowania. Oś trudnego
magnesowania nazywana będzie oś o kierunku prostopadłym do osi anizotropii.

W szeregu przypadków pierwszy wyraz rozwinięcia (12) opisuje w zadawalający sposób wyniki doświadczalne. Przyjmując to uproszczenie gęstość energii swobodnej warstwy można teraz przedstawić

$$E = E_K + E_{ms} = K \sin^2 \Theta + B_1 e_{11} (\cos^2 \Theta - \vartheta \sin^2 \Theta) + B_2 e_{12} \cos \Theta \sin \Theta. \quad (13)$$

Warunki, w których energia ta jest minimalna, są określone równaniem

$$\frac{\partial E}{\partial \Theta} = [K - B_1 e_{11} (1 + \vartheta)] \sin 2\Theta - B_2 e_{12} \cos 2\Theta = 0; \quad (14)$$

stąd

$$\operatorname{tg} \Theta = \frac{B_2}{[K - B_1 e_{11} (1 + \vartheta)]} \cdot e_{12}. \quad (15)$$

W warunkach doświadczalnych warstwa jest zwykle poddawana działaniu sił, które wywołują proste odkształcenia liniowe e_{11} , e_{22} lub postaciowe e_{12} . Wpływ tych odkształceń na właściwości magnetyczne warstwy łatwo określić na podstawie równań (13) i (15). Dla odkształceń postaciowych ($e_{12} \neq 0$, $e_{11} = 0$), wywoływanych na przykład przez skręcanie warstwy cylindrycznej wokół jej osi, ma miejsce obrót wektora namagnesowania warstwy o kąt Θ od położenia zgodnego z kierunkiem osi anizotropii określony na podstawie wyrażenia (15)

$$\operatorname{tg} \Theta = \frac{B_2}{K} e_{12}. \quad (16)$$

Dla małych kątów Θ , co zwykle ma miejsce w praktyce, można przyjąć, że obrót ten jest proporcjonalny do odkształceń

$$\Theta \cong \frac{B_2}{K} e_{12}. \quad (16a)$$

Dla określenia właściwości magnetoelastycznych ferromagnetyka izotropowego pod względem krystalicznym wystarcza, jak wykazał Goldberg [22], znajomość jednej stałej magnetoelastycznej $B = B_1 = B_2$. Porównując otrzymane tu wyrażenie dla energii magnetoelastycznej (13) z wyrażeniem w formie zwykle przyjętej (patrz np. [7]) stałą B można wyrazić

$$B = -3G\lambda_s, \quad (17)$$

gdzie:

G — moduł sprężystości poprzecznej,

λ_s — współczynnik magnetostrykcji nasycenia.

Dla metali $G \cong 0,385 Y$, gdzie Y — moduł Younga. Uwzględniając tę zależność, wyrażenie (17) oraz związek $K = MH_K/2$, gdzie H_K — pole anizotropii, M — namagnesowanie, wyrażenie (16) można przedstawić w zależności od powszechnie stosowanych stałych materiałowych

$$\operatorname{tg} \Theta \cong -2,31 \frac{Y\lambda_s}{M \cdot H_K} \cdot e_{12}. \quad (18)$$

Podobnie jak w przypadku (16a) gdy Θ jest małe

$$\Theta \cong -2,31 \frac{Y\lambda_s}{M \cdot H_K} e_{12}. \quad (18a)$$

Zależnie od znaku λ_s (magnetostrykcja dodatnia lub ujemna) wektor namagnesowania obraca się w kierunku zgodnym z kierunkiem obrotu przyjętym za dodatni, bądź przeciwnym, co bezpośrednio wynika z zależności (18).

W przypadku gdy w warstwie są wywołane odkształcenia liniowe ($e_{11} \neq 0$, $e_{12} = 0$) wpływ tych odkształceń na właściwości magnetyczne można określić na podstawie wyrażenia (13). Pomijając człon zawierający e_{12} oraz odpowiednio grupując pozostałe czony, zanedbując przy tym czony niezależne od kierunku wektora namagnesowania i pamiętając, że $B_1 = B$, wyrażenie (13) przyjmie postać

$$E = [K - B(1 + \vartheta)e_{11}]\sin^2\theta. \quad (19)$$

Prawa strona równania (19) będzie identyczna z przyjętym wyrażeniem dla gęstości energii anizotropii (pierwszy wyraz prawej strony równania (12), o ile tylko podstawią się

$$K^* = K - B(1 + \vartheta)e_{11} = K - \Delta K. \quad (20)$$

Z powyższych wyrażeń wynika, że energia anizotropii ulega zmianie, jeśli warstwa jest odkształcona w sposób liniowy. Jak łatwo wykazać, poszukując minimum energii określonej równaniem (19), w tym przypadku stan równowagi w warstwie jest osiągany, gdy wektor namagnesowania ma kierunek równoległy do kierunku osi łatwego magnesowania, a zwrot zgodny lub przeciwny.

Wyrażając stałą anizotropii K^* przez stałe materiałowe w podobny sposób jak przy wyznaczaniu zależności (18)

$$K^* \cong \frac{M}{2} \left[H_K + 2,31 \frac{Y\lambda_s}{M} (1 + \vartheta)e_{11} \right] = \frac{M}{2} (H_K + \Delta H_K). \quad (21)$$

W warstwie poddanej obciążeniu wywołującemu odkształcenia liniowe zjawiska magnetoelastyczne przejawiają się w zmianie pola anizotropii warstwy, przy czym zmiana ta jest liniową funkcją odkształceń.

Stosowane obecnie cienkowarstwowe elementy pamięciowe są głównie dwóch rodzajów: płaskie, w formie prostokątów o kierunku osi łatwego magnesowania równoległym do większego boku elementu i cylindryczne, o poobwodowym kierunku tej osi. W warunkach doświadczalnych kontrolowane odkształcenia liniowe mogą być wywoływane w przypadku elementu płaskiego zarówno przez siły działające w kierunku równoległym jak i prostopadłym do kierunku osi anizotropii. Dla elementu cylindrycznego ten rodzaj odkształceń może być jedynie uzyskiwany w wyniku wprowadzenia naprężeń powstałych wskutek rozciągania elementu. Zatem w tym przypadku określane w warunkach doświadczalnych odkształcenia powstają w kierunku prostopadłym do osi anizotropii i zgodnie z przyjętymi oznaczeniami mają one symbol e_{22} .

Wyrażenie stałej anizotropii K^* w funkcji odkształceń e_{22} powoduje jedynie zmianę znaku w sumach występujących w nawiasach prawej strony równania (21). Pole anizotropii warstwy będzie zatem liniowo rosnąć lub maleć ze wzrostem odkształceń, zależnie od rodzaju obciążenia (rozciągające $e_{ii} > 0$ lub ściskające $e_{ii} < 0$), znaku magnetostrykcji ($\lambda_s > 0$ lub $\lambda_s < 0$) i kierunku działania sił zewnętrznych względem kierunku osi anizotropii (równoległy lub prostopadły). Możliwe przypadki zestawiono w tablicy 1.

Oczywistym jest, że przypadki zestawione w tablicy 1 mogą wystąpić w zasadzie tylko w warunkach laboratoryjnych, w trakcie badań efektów magnetoelastycznych w cienkich

Tablica 1

	Odształcenie $e_{11}(H)$		Odształcenie $e_{22}(H)$	
	$\lambda_s > 0$	$\lambda_s < 0$	$\lambda_s > 0$	$\lambda_s < 0$
$e_{ii} > 0$	$H_k \nearrow$	$H_k \searrow$	$H_k \searrow$	$H_k \nearrow$
$e_{ii} < 0$	$H_k \searrow$	$H_k \nearrow$	$H_k \nearrow$	$H_k \searrow$

warstwach, jak również przy ocenie przydatności cienkowarstwowych elementów pamięciowych ze względu na te zjawiska.

W rzeczywistych konstrukcjach płytów i bloków pamięci, w elementach powstawać mogą odkształcenia bardziej złożone i wtedy, o ile warstwa jest magnetostrykcyjna, obserwowane będą zarówno zmiany pola anizotropii jak i kierunku osi łatwego magnesowania.

3. METODY BADAWCZE I KRYTERIA OCENY ZJAWISK MAGNETOELASTYCZNYCH W CIENKOWARSTWOWYCH ELEMENTACH PAMIĘCIOWYCH

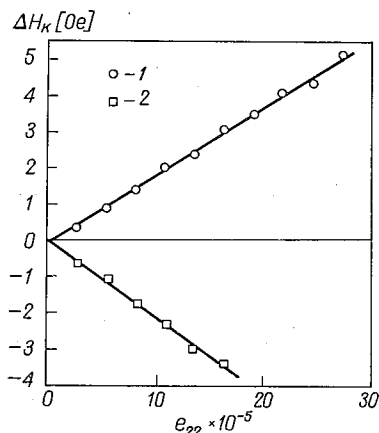
Efekty magnetoelastyczne w cienkich warstwach były badane w sposób eksperymentalny przez cały szereg autorów. Badania te przeprowadzano dla warstw płaskich i cylindrycznych w funkcji odkształceń zarówno liniowych jak i postaciowych. Uzyskiwane wyniki były z reguły w zadawalającym stopniu zgodne z przewidywanymi na podstawie przedstawionej w rozdz. 2 fenomenologicznej teorii zjawisk magnetoelastycznych.

Warstwy, zarówno płaskie jak i cylindryczne, wytwarzane metodą napyłania w próżni czy też elektrolityczną, są odkładane na podłożu z materiału niemagnetycznego; w przypadku płaskich — zwykle na szkle o odpowiednich właściwościach fizycznych, w przypadku cylindrycznych na podłożu w formie drutu — zwykle z brązu berylowego. Odkształcenia w warstwie są wywoływane przez poddanie określonym obciążeniom jej podłoża, przy czym zakłada się, że odkształcenia powstałe w warstwie są równe odkształceniom istniejącym na powierzchni podłoża.

Reprezentatywną dla stosowanych metod badawczych i uzyskiwanych rezultatów eksperymentalnych jest w przypadku warstw cylindrycznych praca Goldberga [22] oraz w przypadku płaskich — Reekstina [23].

Goldberg badał warstwy cylindryczne Ni-Fe o grubości około 1 μm naniesione metodą elektrolityczną na podłożu z brązu berylowego o średnicy 0,127 mm, o poobwodowym kierunku osi łatwego magnesowania. Badano warstwy zarówno o dodatniej jak i ujemnej magnetostrykcji, otrzymując je przez nieznaczną zmianę składu stopu wokół wartości 82% Ni i 18% Fe. W pracy opisano dwa rodzaje eksperymentów. W pierwszym w warstwach wywoływano odkształcenia liniowe przez rozciąganie drutu podłoża siłą skierowaną wzdłuż jego osi. Odkształcenia powstałe w warstwie określano jako $e_{22} = T/Y_D$, gdzie T — naprężenie, Y_D — moduł Younga drutu podłoża. Zmiany pola anizotropii wywołane odkształceniami mierzono metodą opisaną przez Dove'a i Longa [24] (przyjętą później jako standardowa dla pomiaru pola anizotropii warstw płaskich [25]). W metodzie tej warstwa jest poddana działaniu dwóch pól: sinusoidalnego (w przypadku pomiarów

Goldberga o częstotliwości 10 kHz) wytwarzanego przez cewkę współosiową z warstwą, a więc działającego w kierunku osi trudnego magnesowania oraz pola stałego wytwarzanego przez prąd płynący przez podłoże, a zatem działającego w kierunku poobwodowym, czyli w kierunku osi łatwej. Natężenie pola w kierunku łatwym jest dobierane tak, aby warstwa wykazywała właściwości charakterystyczne dla struktury jednodomenowej (zamknięta pętla histerezy w kierunku trudnym). Amplituda pola sinusoidalnego jest ustalana dla wartości, przy której zmiany strumienia w warstwie są równe połowie strumienia nasycenia. W tych warunkach wektor namagnesowania warstwy odchyła się od położenia równowagi zgodnego z kierunkiem osi łatwej, o kąt równy 30° i wtedy pole anizotropii wyraża się zależnością $H_K = 2H_\perp - 1,16H_\parallel$ [25], gdzie $H_\perp$ — amplituda pola w kierunku trudnym, $H_\parallel$ — w kierunku łatwym. Wyniki uzyskane w tych warunkach przez Goldberga są przedstawione na rys. 2 w postaci zależności zmian pola anizotropii



Rys. 2. Zmiana pola anizotropii pod wpływem odkształceń liniowych (wg [22])

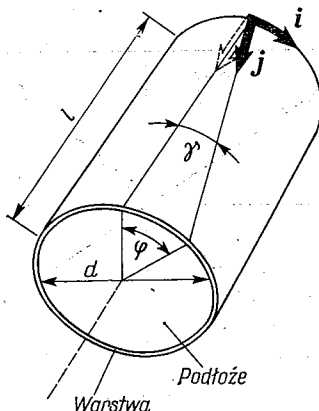
ΔH_K w funkcji odkształceń e_{22} dla dwóch warstw: o dodatniej i o ujemnej magnetostrykcji. Jak należało oczekiwać na podstawie wyrażenia (21) wielkość ΔH_K jest liniową funkcją odkształceń e_{22} .

Drugi rodzaj eksperymentów przeprowadzonych przez Goldberga dotyczył badania wpływu odkształceń postaciowych na kierunek osi łatwego magnesowania warstwy. Odkształcenia postaciowe e_{12} wywoływano w warstwie przez skręcanie drutu podłoża wokół jego osi. Zgodnie z przyjętą przez Goldberga definicją tych odkształceń można je wyrazić jako $\mathbf{i}\mathbf{j}/2$, gdzie $\mathbf{i}$ i $\mathbf{j}$ wektory jednostkowe, prostopadłe do siebie w przypadku gdy warstwa jest nieodkształcona (rys. 3). O ile odcinek warstwy o długości l zostanie skręcony o kąt φ wokół osi, to wtedy $e_{12} = \mathbf{i}\mathbf{j}/2 = \frac{1}{2} \sin \gamma$.

Korzystając z rys. 3 $\tan \gamma = \varphi d/2l$, gdzie d — średnica podłoża warstwy. Dla przypadków gdy kąt γ jest mały, co w praktyce ma zwykle miejsce, odkształcenia postaciowe można w warunkach doświadczalnych określać zgodnie z zależnością

$$e_{12} \cong \gamma/2 = \frac{\varphi \cdot d}{4l}. \quad (22)$$

W warstwach cylindrycznych zwykle jest obserwowane odchylenie kierunku osi łatwego magnesowania od kierunku wyznaczonego geometrią elementu, z którym winna pokrywać się oś anizotropii warstwy. Odchylenie to przyjęto nazywać skosem i jego miarą jest kąt, jaki tworzy kierunek rzeczywisty osi łatwego magnesowania warstwy z kierunkiem spo-



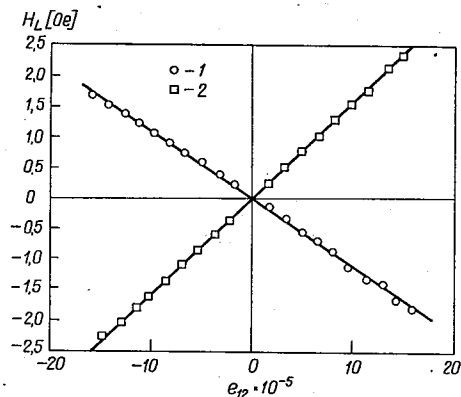
Rys. 3. Definicja odkształceń postaciowych wywołanych skręceniem podłoża warstwy cylindrycznej wokół jej osi

dziewanym — poobwodowym w przypadku rozpatrywanych warstw cylindrycznych. Obrót wektora namagnesowania, którego należy oczekiwać w rezultacie poddania warstwy odkształceniom postaciowym (zgodnie z wyrażeniem (18)), może być traktowany jako skos indukowany w rezultacie oddziaływań magnetoelastycznych.

Skos jest zwykle mierzony metodą opracowaną przez Belsona [26]. Pole w formie impulsów prostokątnych o amplitudzie większej od pola anizotropii badanej warstwy, jest przykładane w kierunku osi podłoża (kierunek trudnego magnesowania) powodując obrót wektora namagnesowania do tego kierunku. W chwili zaniku impulsu pola namagnesowanie ulega rozszczepieniu. Gdy w warstwie nie ma skosu, namagnesowanie rozszczepia się na połowy i może być przedstawione za pomocą dwóch wektorów o wartości równej połowie namagnesowania, obracających się w chwili zaniku pola do kierunku osi łatwej w taki sposób, że w stanie równowagi mają kierunki zgodne z kierunkiem tej osi, lecz zwroty przeciwne. W tym przypadku napięcie indukowane w czasie zaniku impulsu pola w pętli odczytu, składającej się w części z odcinka drutu podłoża z badaną warstwą i detekującą zmiany składowej w kierunku poobwodowym strumienia magnetycznego warstwy, jest równe zeru. W przypadku gdy warstwa ma skos, namagnesowanie rozszczepia się na nierówne części, w rezultacie czego składowe w kierunku poobwodowym obracających się wektorów o różniących się wartościach również są różne i w pętli odczytu pojawia się napięcie. O ile teraz pole stałe H_L , wytwarzane przez prąd płynący przez podłoże warstwy, zostanie dobrane w taki sposób, że napięcie w pętli będzie równe zeru, to kąt skosu jest określony zależnością $\sin \theta = H_L/H_K$. Dla małych θ , co zwykle ma miejsce w praktyce, $\theta \cong H_L/H_K$. W celu wyeliminowania ewentualnych efektów związanych z przemieszczeniem się ścian, przed każdym impulsem rozszczepiającym ustalany jest stan jednodomenowy

w badanym obszarze warstwy za pomocą impulsu pola o odpowiednio dużej amplitudzie, działającego w kierunku łatwym.

Wyniki pomiarów przeprowadzonych opisaną metodą przez Goldberga dla skosu indukowanego, lub co jest równoważne obrotowi kierunku osi anizotropii, w warstwach poddanych odkształceniom postaciowym, przedstawia rys. 4. Eksperyment wykonano dla



Rys. 4. Zależność skosu indukowanego od odkształceń postaciowych (wg [22])

tych samych warstw, co w przypadku poddawania ich odkształceniom liniowym (rys. 2). Przebiegi eksperymentalne zależności $H_L = f(e_{12})$ są liniowe, jak należało oczekiwać na podstawie wyrażenia (18a) (wielkość H_L jest proporcjonalna do kąta skosu).

Zjawiska magnetoelastyczne w warstwach płaskich badał między innymi wspomniany wcześniej Reekstin [23]. Warstwy Ni-Fe, naparowywane termicznie w próżni na szkło, odkształcano poprzez zginanie podłoża, przy czym naprężenia wprowadzane były w kierunku zgodnym z kierunkiem osi trudnej. Przy założeniu, że w trakcie zginania podłoże w swej środkowej płaszczyźnie nie odkształca się, odkształcenia liniowe wprowadzone w ten sposób do warstwy są określone wyrażeniem

$$e_{22} = \frac{t}{2R}, \quad (23)$$

gdzie:

t — grubość podłoża,

R — promień krzywizny w miejscu, w którym określone są odkształcenia w warstwie (rys. 5).

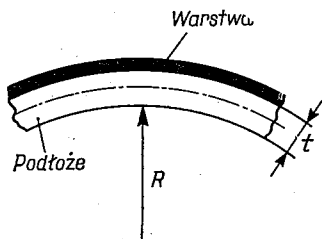
Przedstawiona na rys. 6 zależność $H_K = f(e_{11})$, uzyskana przez Reekstina dla dwóch warstw różniących się składem, ma podobnie jak w przypadku warstw cylindrycznych i zgodnie z teorią, charakter liniowy. Pole anizotropii było mierzone w tym przypadku metodą podobną do poprzednio opisaną.

W praktyce jest niezmiernie trudno uzyskać warstwy niemagnetostrykcyjne, a zatem takie, w których nie występowałyby zjawiska magnetoelastyczne. Z tego też względu jednym z podstawowych kryteriów dla oceny przydatności warstwy jako elementu pamięciowego jest jej czułość magnetoelastyczna, określająca wrażliwość warstwy na odkształcenia wywołane zewnętrznymi obciążeniami mechanicznymi.

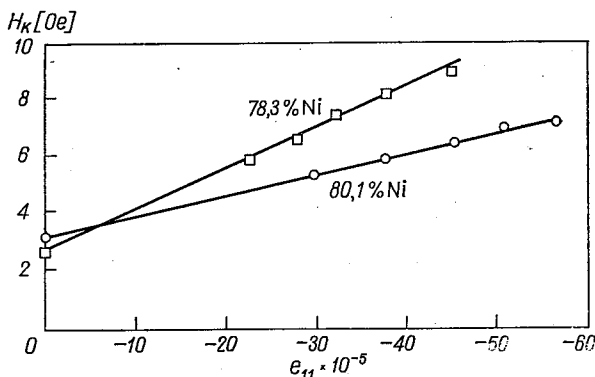
Czułość magnetoelastyczną definiuje się

$$\text{czułość mag. elast.} \equiv \frac{dP}{de_{ij}}, \quad (24)$$

gdzie P — dowolny parametr magnetyczny warstwy będący funkcją odkształceń e_{ij} .



Rys. 5. Sposób wyznaczania odkształceń liniowych w warstwie płaskiej



Rys. 6. Zmiana pola anizotropii pod wpływem odkształceń liniowych w warstwie płaskiej (wg [23])

W praktyce, ze względu na stosowanie głównie dwóch rodzajów cienkowarstwowych elementów pamięciowych, cylindrycznych o poobwodowym kierunku osi anizotropii i płaskich, interesujące są bądź zmiany pola anizotropii wywołane odkształceniami liniowymi e_{11} lub e_{22} , bądź też zmiany skosu wywołane odkształceniami postaciowymi e_{12} . Obydwe te zależności są liniowe, co stwierdzono w sposób teoretyczny (wyrażenia (18a) i (21)) i doświadczalny (rys. 2 i rys. 4). Zatem czułość magnetoelastyczna dla odkształceń liniowych η może być określona zgodnie z definicją (24)

$$\eta = \frac{\Delta H_K}{e_{11(22)}}, \quad (25)$$

oraz czułość magnetoelastyczna dla odkształceń postaciowych

$$\delta' = \frac{\theta}{e_{12}}. \quad (26)$$

W warunkach doświadczalnych miarą skosu indukowanego jest pole H_L , uzyskiwane w trakcie pomiaru opisaną wcześniej metodą Belsona. Miarą odkształceń postaciowych jest kąt γ (rys. 3). Z tego też względu czułość magnetoelastyczną dla cylindrycznych warstw

poddanych odkształceniom powstałym w rezultacie skręcania warstwy wokół jej osi, wygodnie jest zdefiniować

$$\delta = \frac{H_L}{\gamma}. \quad (27)$$

Definicje czułości (25) i (27) są powszechnie stosowane przy określaniu właściwości magnetoelastycznych cienkowarstwowych elementów pamięciowych płaskich i cylindrycznych. Definicję (25) proponuje się przyjąć jako standardową dla warstw płaskich [25].

Dopuszczalną dla danego elementu czułość magnetoelastyczną określa się zależnie od konstrukcji bloku pamięciowego i warunków późniejszej jego eksploatacji w taki sposób, aby zmiany parametrów magnetycznych spowodowane odkształceniami nie miały istotnego wpływu na jego pracę. Dla przykładu można podać, że typowa wartość czułości δ dopuszczalna dla cienkowarstwowych elementów cylindrycznych wynosi około 300 A/cm. Zakładając spotykane warunki pomiarowe [27], w którym odcinek warstwy o długości 12 cali jest skręcany wokół osi o kąt 90° oraz zakładając, że warstwa ma średnicę typową dla elementów pamięciowych i równą 0,127 mm, a jej pole anizotropii $H_K = 4$ A/cm, skos indukowany w warstwie, odpowiadający dopuszczalnej wartości $\delta = 300$ A/cm, nie może przekroczyć kąta równego zaledwie $0,3^\circ$.

Jak łatwo wykazać, korzystając z zależności (18a) i (21), pomiędzy czułościami η i δ istnieje określony związek. Pamiętając, że $H_L \cong \Theta \cdot H_K$ oraz, że $e_{12} = \gamma/2$, stosunek tych czułości

$$\eta/\delta = 2(1+\vartheta). \quad (28)$$

Ponieważ dla metali współczynnik Poissona $\vartheta = 0,3$, to

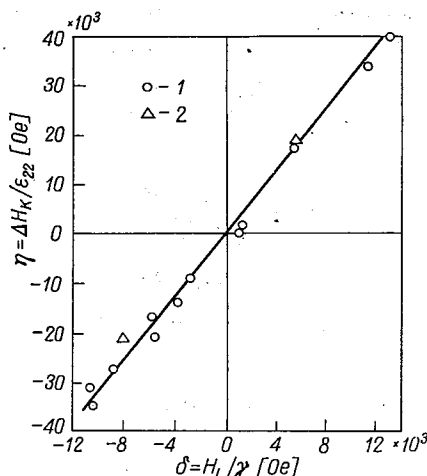
$$\eta/\delta \cong 2,6. \quad (28a)$$

Na podstawie związku (28) można by sądzić, że ocena czułości magnetoelastycznej warstwy może być dokonywana za pomocą dowolnie wybranej jednej z dwóch metod: dla odkształceń liniowych lub postaciowych. Należałoby zatem oczekiwać, iż metody te są równoważne. Związek (28) jest jednak słuszny jedynie wtedy, gdy warstwa, dla której określone są czułości η i δ , jest izotropowa pod względem krystalicznym i tylko w tym przypadku obydwie metody można traktować jako równoważne.

Rzeczywiste warstwy w zasadzie nigdy nie są izotropowe (szczególnie gdy są odkładane na podłożach metalicznych) i dlatego w praktyce przyjmuje się tę z metod, w której czułość magnetoelastyczną określa się dla odkształceń, na które element pamięciowy będzie bardziej narażony w trakcie budowy bloku i podczas jego eksploatacji.

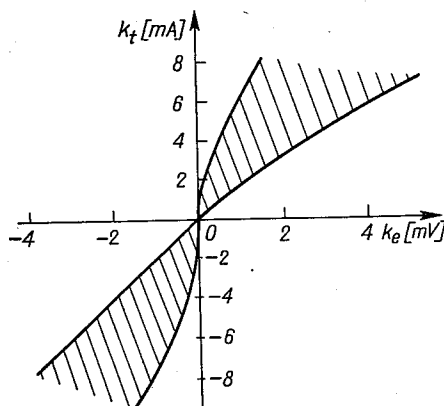
Zależność pomiędzy czułościami magnetoelastycznymi η i δ badań doświadczalnie Long [28], przeprowadzając pomiary dla 12 warstw cylindrycznych o poobwodowym kierunku anizotropii, wytworzonych w identycznych warunkach technologicznych. Warstwy te różniły się jedynie składem, a więc ze względu na różną wartość magnetostrykcji wykazywały różną czułość magnetoelastyczną. Wynik pomiarów, w postaci zależności $\eta = f(\delta)$, przedstawiono na rys. 7. Na uzyskanej przez Longa charakterystyce są naniesione również punkty odpowiadające pomiarom Goldberga (rys. 2 i 4). Zgodnie z (28) charakterystyka ta jest liniowa. Stąd wyznaczona liczbowa wartość stosunku η/δ jest równa 3,14, a więc różni się znacznie od obliczonej teoretycznie (28a). Wynik ten wskazuje, że badane warstwy nie były izotropowe.

Doświadczenia podobne do przeprowadzonych przez Longa wykonali Girard i współpracownicy [27]. Współzależność obydwu czułości badano dla przeszło 300 warstw cylindrycznych. Rezultat tych badań przedstawiono w postaci obszaru, w którym ułożyły się



Rys. 7. Współzależność obydwu czułości magnetoelastycznych uzyskana w sposób doświadczalny dla warstw otrzymywanych w identycznych warunkach technologicznych (wg [28])
1 — pomiary Longa [7], 2 — pomiary Goldberga [2]

wszystkie punkty pomiarowe (rys. 8). Wielkości k_t i k_e są przy tym proporcjonalne odpowiednio do czułości δ i η . Wynik ten potwierdza istnienie silnej współzależności pomiędzy tymi czułościami.



Rys. 8. Współzależność obydwu czułości magnetoelastycznych uzyskana w sposób doświadczalny (wg [27])

Właściwości magnetoelastyczne warstw nieizotropowych są określone przez dwie stałe B_1 i B_2 (patrz równanie (9)) i w tym przypadku stosunek η/δ można wyrazić, korzystając z równań (16a) i (20) oraz pamiętając, że $K = MH_K/2$

$$\eta/\delta = 2 \frac{B_1}{B_2} (1 + \nu). \quad (29)$$

Biorąc pod uwagę (28), (28a) i (29) oraz liczbową wartość η/δ uzyskaną w sposób doświadczalny, określić można wartość liczbową stosunku stałych magnetoelastycznych B_1/B_2 . W przypadku rezultatu Longa $B_1/B_2 = 1,21$. Im większa jest wartość tego stosunku, tym większej należy spodziewać się anizotropii krystalicznej danej warstwy. Wartości bezwzględne stałych B_1 i B_2 można uzyskać drogą eksperymentu dokonując pomiaru skosu indukowanego pod wpływem odkształceń postaciowych oraz zmiany pola anizotropii następującej w wyniku odkształcenia liniowego badanej warstwy. Wtedy na podstawie zależności (16a), (20) i (21)

$$B_1 = \frac{\Delta H_K \cdot M}{2(1+\nu)e_{11}},$$

$$B_2 = \frac{\Theta \cdot H_K \cdot M}{2e_{12}}.$$
(30)

Wartości parametrów ΔH_K , Θ , e_{11} i e_{12} znane są na podstawie pomiaru, $\nu \cong 0,3$. Namagnesowanie M oraz pole anizotropii H_K można również określić w sposób doświadczalny.

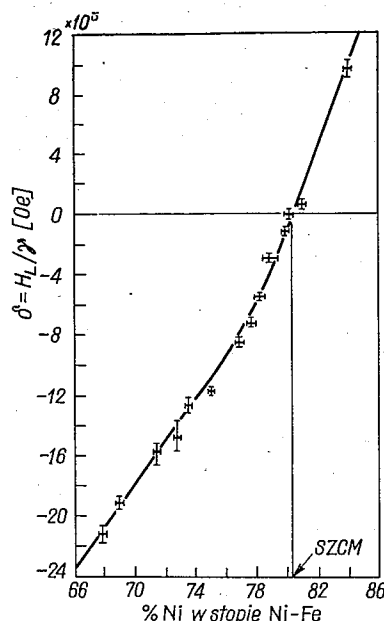
4. ZALEŻNOŚĆ CZUŁOŚCI MAGNETOELASTYCZNEJ OD FIZYCZNYCH WŁAŚCIWOŚCI CIENKIEJ WARSTWY

Czułość magnetoelastyczna cienkiej warstwy, a tym samym i elementu pamięciowego, jest zależna przede wszystkim od jej składu chemicznego. Dla stopu Ni-Fe, zwykle stosowanego w tego rodzaju warstwach, zależność ta jest bardzo silna, podobnie zresztą jak w permalojach litych [9 s. 667]. Na czułość tę ma ponadto wpływ struktura krystaliczna warstwy.

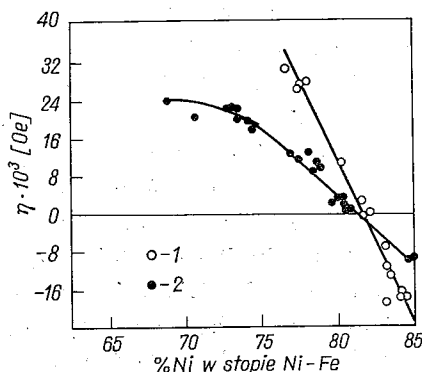
W przypadku materiału litego minimalną magnetostrykcję, a tym samym i minimalną czułość magnetoelastyczną, uzyskuje się poprzez odpowiedni dobór składu chemicznego; dla stopu Ni-Fe przy 81% Ni i 19% Fe [9, s. 664]. W podobny sposób można również ograniczyć niepożądane efekty magnetoelastyczne w warstwach cienkich. W tym przypadku trudno jest jednak określić a priori optymalny skład warstwy ze względu na obserwowaną zależność tego składu od szeregu czynników charakterystycznych dla cienkich warstw.

Skład chemiczny stopu Ni-Fe w warstwach, odpowiadający zerowej czułości magnetoelastycznej⁶⁾, był wielokrotnie określany eksperymentalnie. Long [28], w rezultacie badań cylindrycznych warstw otrzymywanych metodą elektrolityczną, określił SZCM = 80,3% Ni, przy czym wynik ten dotyczy czułości δ wyznaczanej przez skręcanie próbki wokół jej osi (rys. 9). Wolf i Crowther [29], badając warstwy płaskie wytwarzane dwiema metodami, elektrolityczną i termicznego naparowywania w próżni, ocenili czułość η przy obciążeniach rozciągających uzyskując zgodność SZCM dla obydwu rodzajów warstw (rys. 10). Wartość SZCM = 81,5% Ni wyznaczona w tym przypadku, różni się jednak znacznie od wartości podanej przez Longa. Wartość SZCM identyczną z rezultatem Wolfa i Crowthera uzyskał Reekstin [23], badając warstwy Ni-Fe naparowywane w próżni. Fakt, że w obydwu przypadkach grubość warstw wynosiła 1000 Å, podczas gdy Long badał warstwy około dziesięciokrotnie grubsze, posłużył Reekstinowi do wytłumaczenia różnic w otrzymanych war-

⁶⁾ Skład odpowiadający zerowej czułości magnetoelastycznej będzie dalej oznaczany skrótem SZCM.



Rys. 9. Zależność czułości magnetoelastycznej δ od składu warstwy (wg [28])



Rys. 10. Zależność czułości magnetoelastycznej η od składu warstwy (wg [29])

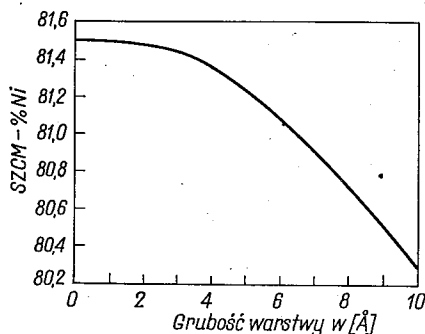
1 — napyłane w próżni, 2 — elektrolityczne

tościach SZCM wpływem gradientu składu w grubości warstwy, rzeczywiście zwykle występującego, szczególnie w warstwach elektrolitycznych.

Zależność SZCM od grubości warstwy uzyskał Reekstin aproksymując przebieg doświadczalny $\eta = f(\% \text{ Ni})$ równaniem drugiego stopnia oraz zakładając liniowość gradientu w grubości warstwy. Na rys. 11 przedstawiono tę zależność dla przyjętej wartości gradientu 2,7% Ni/1000 Å (wartość zupełnie prawdopodobna nawet w przypadku warstw elektrolitycznych odkładanych z kąpeli silnie mieszanych [30]).

Jak łatwo stwierdzić na podstawie tego przebiegu SZCM dla grubości 10^4 Å wynosi 80,3% Ni, a więc jest równy wartości uzyskanej przez Longa. Skład dla zerowej czułości

w warstwach napyłanych w próżni badał również Metzdorf [17], uzyskując wartość SZCM w zakresie od 78,6% Ni do 81,3% Ni, zależnie od prędkości kondensacji warstwy. Wynik ten wskazuje na zależność właściwości magnetoelastycznych przede wszystkim od struktury krystalicznej warstwy. Potwierdzeniem wpływu struktury na wartość SZCM są również badania Longa [28], w których stwierdzono zmiany czułości magnetoelastycznej następujące



Rys. 11. Obliczona zależność SZCM od grubości warstwy przy założonym gradiencie składu (wg [23])

w rezultacie obróbki magnetotermicznej warstwy. Zmiany te rzędu 10 A/cm dla parametru δ odpowiadają zmianie SZCM o około 0,4% Ni.

Obserwowane różne właściwości magnetoelastyczne dla warstw o tym samym składzie chemicznym, lecz otrzymywanych w różnych warunkach technologicznych, są związane, jak można sądzić, z całym szeregiem efektów charakterystycznych dla cienkich warstw. Istotne znaczenie mogą tu mieć procesy utleniania zachodzące na powierzchni warstwy, bądź również na powierzchniach granicznych ziaren, zanieczyszczenia oraz wszelkiego rodzaju defekty sieci. Różnice w czułościach magnetoelastycznych wyznaczanych doświadczalnie mogą być ponadto wynikiem poślizgu warstwy względem podłoża w czasie, gdy jest ono poddane obciążeniom dla wywołania odkształceń w warstwie. W rezultacie, ze względu na przyjmowane z reguły założenie, że odkształcenia w warstwie są równe odkształceniom wywołanym w podłożu, określana czułość magnetoelastyczna ma mniejszą wartość niż wynikałoby to z rzeczywistych właściwości warstwy. Występowanie poślizgu stwierdzili Wolf i Crowther [29] w warstwach Ni-Fe odkładanych elektrolitycznie na podłożu szklanym z napyłoną na nim warstewką złota. Oceny jakościowej efektu dokonano zmieniając warunki adhezji warstewki złota do szkła przez stosowane pośredniej warstwy Ni-Cr zwiększającej tę przyczepność (tym bardziej im grubsza jest warstwa Ni-Cr). Zgodnie z oczekiwaniem, w przypadku zwiększonej przyczepności czułość magnetoelastyczna była większa od czułości określanej dla takiej samej pod względem właściwości magnetycznych warstwy, wtedy gdy warstewkę złota napyłono bezpośrednio na szkło.

Elementy pamięciowe wykorzystujące elektrolityczne warstwy płaskie są obecnie rzadko spotykane. Jednak poślizg warstwy względem podłoża może mieć miejsce również w elementach cylindrycznych. W tych elementach warstwa magnetyczna jest z reguły odkładana nie bezpośrednio na drucie podłoża, lecz zwykle na miedzianej warstewce pośredniej, zadaniem której jest przede wszystkim maskowanie tekstury krystalicznej nadanej drutowi w trakcie procesów przeciągania. Miedziana warstewka pośrednia ma gorsze właściwości sprężyste niż warstwa Ni-Fe i również gorsze niż drut podłoża (zwykle z brązu berylowego).

Dlatego też w czasie poddawania elementu naprężeniom może mieć miejsce poślizg zarówno warstwy magnetycznej względem warstewki pośredniej, jak i warstewki Cu względem podłoża.

Wpływ poślizgu na czułość magnetoelastyczną jest znaczny (Wolf i Crowther [29] obserwowali blisko dwukrotny wzrost wartości parametru η przy zwiększonej przyczepności do podłoża), jednak nie w tym stopniu, aby tłumaczyć różnice w czułościach określonych dla warstw napyłanych w próżni i odkładanych elektrolitycznie (patrz rys. 10); przyczyn, które wyjaśniałyby ten rezultat, należy prawdopodobnie szukać w różnicach w strukturze krystalicznej obydwu rodzajów warstw.

Skład odpowiadający zerowej czułości magnetoelastycznej w warunkach doświadczalnych jest określany za pomocą jednej z opisanych poprzednio metod pomiarowych, różniących się rodzajem wprowadzanych naprężeń liniowych lub postaciowych. Zależnie od przyjętej metody SZCM jest określany jako skład, przy którym parametr η lub parametr δ ma wartość zerową. Składy określone dla tej samej warstwy obydwoma metodami są sobie równe jedynie w przypadku, gdy warstwa jest izotropowa pod względem krystalicznym. Jeżeli warstwa wykazuje częściową choćby orientację krystaliczną wzdłuż pewnego kierunku, wtedy składy te mogą się różnić w stopniu istotnym z punktu widzenia jej wykorzystania jako elementu pamięciowego. Częściowa orientacja krystalitów jest często obserwowana szczególnie w warstwach cylindrycznych wytwarzanych metodą elektrolityczną na podłożach drutowych. Jest ona wywołana istniejącą zwykle teksturą krystaliczną w drucie, nadaną mu w trakcie procesów przeciągania. Jak stwierdzono doświadczalnie [31], nawet przy stosowaniu drobnokrystalicznej warstwy pośredniej, maskującej teksturę podłoża, trudno jest wyeliminować całkowicie wymuszoną orientację krystaliczną warstwy. Z tych względów cylindryczne, cienkowarstwowe elementy pamięciowe zwykle nie są izotropowe, w związku z czym wartości SZCM określone dla czułości η i δ nie są sobie równe. Oznacza to, że dla warstwy nieizotropowej nie jest możliwe dobranie jednego, określonego składu chemicznego, przy którym obydwie czułości magnetoelastyczne, η i δ , byłyby równe zeru. W tym przypadku za optymalny uznaje się skład określony dla takiego rodzaju odkształceń, na który element pamięciowy będzie prawdopodobnie bardziej narażony w trakcie późniejszej jego eksploatacji.

Wpływ częściowej orientacji krystalicznej warstwy na jej właściwości magnetoelastyczne jest zrozumiały, o ile uwzględni się fakt, że magnetostrykcja w kryształach ferromagnetycznym ma właściwości anizotropowe. Zarówno stała magnetostrykcji, jak i tym samym energia magnetoelastyczna, są zależne od kierunku określonego względem osi kryształu, w którym są przyłożone naprężenia. W tym przypadku jest oczywiste, że efekty magnetoelastyczne pochodzące od różnych naprężeń nie mogą być wyeliminowane dla jednego składu chemicznego kryształu. W polikryształach izotropowych efekt wywołany naprężeniami działającymi w dowolnym kierunku będzie ten sam, o ile tylko rozpatruje się dostatecznie duży obszar próbki w stosunku do wymiarów pojedynczego ziarna. W tym przypadku zjawiska magnetoelastyczne można wyeliminować w skali makroskopowej dla jednego określonego składu, przy którym izotropowa stała magnetostrykcji nasycenia $\lambda_s = \frac{2}{5}\lambda_{100} + \frac{3}{5}\lambda_{111}$ ⁷⁾ jest równa

⁷⁾ Wyrażenie to podał Akułow [19]. Krytyczną dyskusję przyjmowanych aproksymacji izotropowej stałej magnetostrykcji przeprowadzili Callen i Goldberg [32].

zeru (λ_{100} i λ_{111} oznaczają stałe magnetostrykcji odpowiednio dla kierunków [100] i [111] sześcienniej sieci krystalicznej). Gdy pewna część ziaren w polikryształe jest zorientowana wzdłuż określonego kierunku, to podobnie jak dla monokryształu, eliminacja efektów magnetoelastycznych dla jednego składu znowu nie jest możliwa. Przyjmując taki sposób rozumowania Jadot [33] wyznaczył zależności pozwalające na ilościową ocenę efektów magnetoelastycznych w warstwach nieizotropowych. Rezultaty tych badań doskonale ilustruje przykład, w którym jest rozpatrywana warstwa wykazująca częściową orientację [111] wzdłuż osi drutu podłoża, przy czym zakłada się, że orientację tę posiada jedynie 20% krystalitów, podczas gdy pozostała część jest zorientowana w sposób całkowicie przypadkowy. SZCM określony dla tej warstwy, przy poddaniu jej obciążeniom rozciągającym, wynosi 81,5% Ni, podczas gdy dla obciążeń skręcających 82,5% Ni. Skład ten dla warstwy izotropowej odpowiada 82% zawartości niklu w stopie Ni-Fe. Uzyskany wynik wart jest podkreślenia, bowiem, jak już wspomniano, warstwy w rzeczywistych elementach pamięciowych zwykle nie są izotropowe. O ile na przykład dla rozpatrywanej warstwy zostanie dobrany skład gwarantujący eliminację efektów magnetoelastycznych przy obciążeniach rozciągających, to poddanie warstwy obciążeniom skręcającym wywoła obrót wektora namagnesowania przejawiający się wzrostem skosu. Indukowany w tym przypadku skos jest znaczny, bowiem przy skręceniu odcinka warstwy o długości 1 m o kąt 360° wokół jego osi, wynosi 10° . Skos o tej wartości zwykle dyskwalifikuje warstwę jako element pamięciowy (patrz np. [8]). O ile wybrano natomiast skład eliminujący wrażliwość warstwy na obciążenia skręcające, efekty magnetoelastyczne będą oczywiście występować przy rozciąganiu i przejawiać się zmianą pola anizotropii.

Jednoczesne spełnienie warunku izotropowości krystalicznej i zerowej czułości magnetoelastycznej, zwykle niezmiernie trudne do zrealizowania w praktyce, eliminuje efekty magnetoelastyczne obserwowane w skali makroskopowej, które mogłyby być wywołane przez zewnętrzne obciążenia wprowadzające w warstwę naprężenia, zwykle o charakterze anizotropowym. W warstwie, dla której wymienione warunki są spełnione, mogą jednak powstawać wewnętrzne naprężenia (patrz wstęp) o charakterze izotropowym, na przykład wywołane zmianami temperatury otoczenia. Naprężenia te będą przyczyną występowania lokalnych efektów magnetoelastycznych. Efekty magnetoelastyczne w pojedynczym ziarnie polikryształu, wywołane izotropowymi naprężeniami, są funkcją różnicy współczynników magnetostrykcji $\lambda_{100} - \lambda_{111}$.

W przypadku stopu N-Fe różnica ta ma wartość zerową przy zawartości 85% Ni [34]. Skład, przy którym w warstwie izotropowej są eliminowane makroskopowe efekty magnetoelastyczne odpowiada zawartości niklu około 81%. Dla stopu o takim składzie różnica $\lambda_{100} - \lambda_{111}$ ma wartość rzędu $5 \cdot 10^{-6}$, z czego można wnioskować, że efekty magnetoelastyczne będą odgrywać istotną rolę. Pewnym potwierdzeniem tej tezy są wyniki doświadczalne uzyskane przez Luborsky'ego [35]. Obserwowane w tym przypadku zmiany kątovej dyspersji anizotropii ze zmianą zawartości tiomocznika⁸⁾ w elektrolicie, z którego odkładano warstwy, a w konsekwencji siarki w stopie Ni-Fe, można bowiem tłumaczyć zmianami wewnętrznych, izotropowych naprężeń w warstwie.

⁸⁾ Dodatek tiomocznika do roztworu, zastosowany po raz pierwszy przez Girarda [36], pozwolił przede wszystkim na znaczne zmniejszenie gradientu składu w grubości warstwy.

LITERATURA CYTOWANA W TEKŚCIE

1. J. P. Joule, On a New Class of Magnetic Forces, *Ann. Electr. Magn. Chem.*, 8, 1842, s. 219.
2. J. P. Joule, On the Effects of Magnetism Upon the Dimensions of Iron and Steel Bars, *Phil. Mag.*, 30, 1847, s. 76.
3. E. Villary, Change of Magnetization by Tension and by Electric Current, *Ann. Phys. Chem.*, 126, 1865, s. 87.
4. S. W. Vonsovsky, On Quantum Theory of Magnetostriction of Ferromagnetic Single Crystal, *J. Phys.*, 3, 1940, s. 181.
5. J. H. Van Vleck, On the Anisotropy of Cubic Ferromagnetic Crystal, *Phys. Rev.*, 52, 1937, s. 1178.
6. J. H. Van Vleck, Survey of the Theory of Ferromagnetism, *Rev. Mod. Phys.*, 17, 1945, s. 27.
7. C. Kittel, Physical Theory of Ferromagnetic Domains, *Rev. Mod. Phys.*, 21, 1949, s. 541.
8. H. L. Kuno, Effect of Torsional Stress on a Cylindrical Thin Magnetic Film Memory Element, *Proc. IEEE*, 1965, s. 1754.
9. R. M. Bozorth, *Ferromagnetism*, III wyd, van Nostrand Co., New York, 1955.
10. Kupfer-Beryllium Legierungen, katalog f-my Vacuumschmelze, 1964.
11. M. S. Blois, Preparation of Thin Magnetic Films and Their Properties, *J. Appl. Phys.*, 26, 1955, s. 975.
12. R. W. Hoffman, R. D. Daniels, E. C. Crittenden, The Cause of Stress in Evaporated Metal Films, *Proc. Phys. Soc.*, 67B, 1954, s. 497.
13. J. D. Finnegan, R. W. Hoffman, Stress Anisotropy in Evaporated Iron Films, *J. Appl. Phys.*, 30, 1959, s. 597.
14. G. P. Weiss, D. O. Smith, Isotropic Stress Measurements in Permalloy Films, *J. Appl. Phys.*, Suppl., 33, 1962 s. 1166.
15. M. Maeda, K. Mukasa, Internal Stress of Electrodeposited Nickel-Iron Films, *Japan J. Appl. Phys.*, 6, 1967 s. 895.
16. G. A. Basset, J. W. Menter, D. W. Pashley, w książce „Structure and Properties of Thin Film” pod red. C. A. Neugebauera, John Wiley Inc., New York, 1959, s. 24.
17. W. Metzdorf, The Effect of Film Structure on Magnetoelastic Properties of Thin Permalloy Films, *IEEE Trans. on Magnetics*, Mag-3, 1966, s. 575.
18. C. Le Méhauté, E. Rocher, Electrodeposition of Stress-Insensitive Ni-Fe and Ni-Fe-Cu Magnetic Alloys, *IBM J. Research and Development*, 9, 1965, s. 141.
19. N. Akulov, Theory of Magnetization Curve of Single Crystal, *Z. Physik*, 69, 1931, s. 78.
20. R. Becker, Theory of the Magnetization Curve, *Z. Physik*, 62, 1930, s. 253.
21. S. Chikazumi, *Physics of Magnetism*, John Wiley Inc., New York, 1964, s. 128.
22. N. Goldberg, Method of Measuring the Magnetoelastic Coupling Constants of Cylindrical Magnetic Films, *J. Appl. Phys.*, 36, 1965, s. 966.
23. J. P. Reekstin, Zero Magnetostriction Composition of Ni-Fe Films, *J. Appl. Phys.*, 38, 1967 s. 1449.
24. D. B. Dove, T. R. Long, Measurement of Anisotropy Dispersion and Coercive Force within Small Areas of Permalloy Films Using a Magneto-Optic Technique, *Proc. INTERMAG Conf.*, P 12-5-1, 1964.
25. H. W. Katz et al. Proposed Low-Frequency Measurement Standard for Magnetic Films, *IEEE Trans. on Magnetics*, Mag-1, 1965, s. 218.
26. H. S. Belson, Measurements of Skew, Dispersion, and Creep in Plated Wires, *IEEE Trans. Commun. Electron.*, 83, 1964, s. 317.
27. R. Girard, G. Grunberg, B. Lorang, G. Nicolas, Plated-Wire Specifications; Their Relation to Plating Parameters and Influence of Store Performance, *IEEE Trans. on Magnetics*, Mag-5, 1969, s. 501.
28. T. R. Long, Magnetoelastic Sensitivity and Composition of Permalloy Films, *J. Appl. Phys.*, 37, 1966, s. 1470.
29. I. W. Wolf, T. S. Crowther, Magnetoelastic Sensitivities in Evaporated and Electrodeposited Permalloy Films, *J. Appl. Phys.*, 34, 1963, s. 1205.

30. W. D. Doyle, Thickness Dependence of the Composition in Electroplated Ni-Fe Cylindrical Films, *J. Appl. Phys.*, 38, 1967, s. 1441.
31. W. D. Doyle, Epitaxial Influence of the Substrate on the Anisotropy in Thin Electrodeposited Ni-Fe Cylindrical Films, *Phys. Stat. Solidi*, 17, 1966, s. K67.
32. H. B. Callen, N. Goldberg, Magnetostriction of Polycrystalline Aggregates, *J. Appl. Phys.*, 36, 1965, s. 976.
33. J. P. Jadot, Magnetostrictive Effects in Cylindrical Films, *J. Appl. Phys.*, 10, 1969, s. 3186.
34. R. M. Bozorth, J. G. Walker, Magnetic Crystal Anisotropy and Magnetostriction of Iron-Nickel Alloys, *Phys. Rev.*, 89, 1953, s. 624.
35. F. E. Luborsky, Magnetic Properties and Annealing Behavior of Electrodeposited NiFeS Thin Film, *J. Appl. Phys.*, 38, 1967, s. 1445.
36. R. Girard, The Electrodeposition of Thin Magnetic Permalloy Films, *J. Appl. Phys.*, 38, 1967, s. 1423.

H. LACHOWICZ

MAGNETOELASTIC EFFECTS IN THIN FILM MEMORY ELEMENTS

Summary

The essential importance of magnetoelastic effects in thin films employed as memory elements is stressed in the paper. With the aid of the formalism used for the description of these effects in cubic ferromagnetic crystals [19] and [20] it has been shown that for two typical kinds of strains in the film, linear e_{ii} and shape e_{ij} , magnetoelastic effects are revealed respectively in changes of the anisotropy field by magnitude ΔH_K (see Equation (21)) and in the rotation of the easy axis of magnetization by angle Θ (see Equation (18) and (18a)). For a thin film memory element the rotation can be treated as a skew induced by magnetoelastic interaction. In either case the changes are a linear function of strains.

Presenting the results of studies conducted by a number of authors on flat and cylindrical films, both evaporated in vacuum and plated, it has been shown that the dependencies derived describe the experimental results in a satisfactory manner.

The definition of magnetoelastic sensitivity (see (24), (25) and (27)), a basic parameter for evaluating the usability of the film as a memory element, has been given. The manner of measuring the sensitivity for either kind of strain has been presented.

With the aid of the dependencies derived it has been shown that for films that are isotropic with regard to crystalline structure, the ratio between the two sensibilities η and δ , determined at linear and shape strains, is constant and amounts to 2.6 (see (28) and (28a)). In a polycrystalline film partially oriented the ratio depends on the magnetoelastic constants of the B_1 and B_2 film (see (29)). The constants can be determined experimentally by measuring the two magnetoelastic sensitivities η and δ .

Experimental results have been presented which in principle confirm the theoretically predicted linear interdependence of the two magnetoelastic sensitivities.

Finally, the influence of chemical and structural properties of real thin film elements on their magnetoelastic sensitivity is discussed. Experimental results show that sensitivity depends to a decisive degree on the chemical structure of the film. Due to the fact that sensitivity also depends on the crystalline structure and on the composition gradient in the thickness of the film, the chemical composition corresponding to zero magnetoelastic sensitivity has not been unequivocally defined for the usually employed Ni-Fe alloy. It has also been pointed out that in a nonisotropic film the composition depends on the kind of strain at which the composition is defined. This is of essential importance for the evaluation of the usability of the film as a memory element.

It has been stressed that there is a possibility of the film slip in relation to the substrate when the film is subjected to stresses. This effect can distort the measurement of magnetoelastic sensitivity.

H. LACHOWICZ

MAGNETOELEKTRISCHE ERSCHEINUNGEN IN DÜNNSCHICHTIGEN
GEDÄCHTNISELEMENTEN

Zusammenfassung

Es wurde auf die wesentliche Bedeutung der magnetoelektrischen Erscheinungen in dünnen Schichten hingewiesen, die als Gedächtniselemente angewandt werden. Nachdem man angewandten Formalismus beim Beschreiben dieser Erscheinungen bei Ferromagnetiken mit Kubiknetz [19], [20] angewandt hatte, wurde erwiesen, daß sich für zwei typische — lineare e_{ij} und gestaltende e_{ij} — Schichtendeformationsarten magnetoelektrische Wirkungen entsprechend in Änderungen des Anisotropiefeldes in Größe von ΔH_K (siehe Gleichung (21)) und der Axenrotation leichter Magnetisation mit Winkel Θ (siehe Gleichung (18) und (18a)) zeigten. Beim dünn-schichtigen Gedächtniselement kann diese Rotation als zufolge magneto-elektrischer Einwirkung induzierte Schräge angesehen werden. In beiden Fällen sind diese Änderungen lineare Deformationsfunktionen.

Anhand der Forschungsergebnisse einer Reihe von Autoren bei flachen, zylindrischen, im Vacuum bedampften und elektrolytischen Schichten wurde gezeigt, daß die hier erhaltenen Abhängigkeiten in zufriedenstellender Weise die Versuchsergebnisse beschreiben.

Man hat eine Definition der magnetoelektrischen Empfindlichkeit (siehe (24) sowie (25) und (27)) eines der Hauptparameter für die Beurteilungsnützlichkeit der Schichte als eines Gedächtniselementes angeführt.

Unter Anwendung erhaltener Abhängigkeiten wurde erwiesen, daß bei isotropischen Schichten hinsichtlich ihrer Kristallität das Verhältnis beider — bei linearer und gestaltender Deformationen bestimmter Empfindlichkeiten (η und δ) — konstant ist, und sich durch die Zahl 2,6 ausdrückt (siehe (28) und (28a)). Im Falle einer polykristallinen Schichte ist dieses Verhältnis von magnetoelektrischen Konstanten der Schichten B_1 und B_2 abhängig (siehe (29)). Die Konstanten können empirisch durch Bemessungen beider magnetoelektrischer Empfindlichkeiten η und δ ermittelt werden.

Es wurden Versuchsergebnisse gebracht, die grundsätzlich die theoretisch vorausgesehene lineare Abhängigkeit beider elektromagnetischer Empfindlichkeiten bestätigen.

Im Endabschnitt wird der Einfluß chemischer Eigenschaften sowie struktureller wirklicher dünn-schichtiger Elemente auf deren magnetoelektrische Empfindlichkeit diskutiert. Es wurde unter Angabe der Versuchsergebnisse erwiesen, daß die Empfindlichkeit im entscheidenden Maße von der chemischen Zusammensetzung der Schichte abhängig ist. In Anbetracht dessen, daß diese Empfindlichkeit ebenfalls von kristalliner Struktur sowie von Gradientenzusammensetzung in der Schichtenstärke abhängt, wird die der magneto-elektrischen Null-Empfindlichkeit entsprechende chemische Zusammensetzung für den Fall der üblich angewandten Legierung Ni-Fe nicht eindeutig bestimmt. Es wurde auch darauf hingewiesen, daß für eine nicht isotope Schichte diese Zusammensetzung von der Art der Abgestaltung, bei der sie bestimmt wird, abhängig ist. Dies hat eine entscheidende Bedeutung bei der Beurteilung der Schichte als eines Gedächtniselementes.

Darüber hinaus wurde auf die Entstehung einer Slipmöglichkeit der Schichte ihrer Unterlage gegenüber während der Spannungsdauer hingedeutet. Dieser Umstand kann auf die Bemessung der magnetoelektrischen Empfindlichkeit einwirken.

Г. ЛЯХОВИЧ

МАГНИТОУПРУГИЕ ЭФФЕКТЫ В ТОНКОПЛЕНОЧНЫХ ЗАПОМИНАЮЩИХ
ЭЛЕМЕНТАХ

Резюме

В работе указано на существенное значение магнитоупругих эффектов в тонких пленках, применяемых в качестве запоминающих элементов. Пользуясь формализмом, применяемым при описании этих эффектов для кубических ферромагнитных кристаллов (19) (20), показано, что для двух

типичных видов деформации в пленке, линейной e_{ii} и деформации формы e_{ij} магнитоупругие эффекты проявляются, соответственно, в изменениях поля анизотропии, величиной ΔH_K (см. уравнение 21) и в ротации оси легкого намагничивания об угол Θ (см. уравнение (18) и (18a)).

Для тонкопленочного запоминающего элемента эту ротацию можно рассматривать как отклонение оси легкого намагничивания, индуцированное магнитоупругим взаимодействием. В обоих случаях эти изменения являются линейной функцией деформаций. Представляя результаты исследований, проведенных рядом авторов для плоских и цилиндрических пленок, напыленных в вакууме, и электролитических, показано, что полученные зависимости в достаточной степени описывают результаты опытов. Представлено определение магнитоупругой чувствительности (см. 24, 25 и 27) одного из основных параметров для оценки пригодности пленки в качестве запоминающего элемента. В работе описан метод измерения этой чувствительности для обоих видов деформации. Пользуясь полученными формулами показано, что для изотропных в смысле кристаллической структуры пленок соотношение обоих чувствительностей η и δ , определенных при линейной деформации и деформации формы, является постоянным и выражается числом 2,6 (см. 28 и 28a). В случае частично ориентированной поликристаллической пленки это соотношение зависит от магнитоупругих постоянных пленок B_1 и B_2 (см. 29). Эти постоянные можно определить экспериментально путем измерения обоих магнитоупругих чувствительностей η и δ .

Представлены экспериментальные результаты, которые в принципе подтверждают теоретически предвиденную линейную зависимость обоих магнитоупругих чувствительностей.

В конце работы дискутируется влияние химических и структурных свойств тонкопленочных элементов на их магнитоупругую чувствительность. Иллюстрируя экспериментальными результатами, показано, что чувствительность в большой степени зависит от химического состава пленки. Исходя из того, что эта чувствительность зависит кроме того от кристаллической структуры и от градиента состава в толщине пленки, химический состав с нулевой магнитоупругой чувствительности не может быть определен однозначно в случае обычно применяемого сплава Ni-Fe. Указано также, что для неизотропной пленки этот состав зависит от вида деформаций, при которых определяется. Это имеет существенное значение при оценке пригодности пленки в качестве запоминающего элемента.

Кроме того обращено внимание на возможность появления скольжения пленки относительно подложка тогда, когда поддается она напряжению. Это может исказить результаты измерения магнитоупругой чувствительности.

Przegląd metod analizy zjawisk zachodzących w diodach lawinowo-przelotowych

ANDRZEJ ZDOBYCH (WARSZAWA), MARIAN MAJEWSKI (WARSZAWA)

Katedra Układów Elektronicznych Politechniki Warszawskiej

Otrzymano 17.4.1970

Artykuł niniejszy jest próbą podsumowania dotychczasowego stanu badań w dziedzinie diod lawinowo-przelotowych. Przeprowadzono w nim przegląd prac dotyczących analiz zjawisk w diodzie pracującej przy przebiegu lawinowym. Przeprowadzono analizę zjawisk w diodzie lawinowo-przelotowej przy założeniu pracy małymi amplitudami sygnału. Na podstawie wyników analizy określony został schemat zastępczy diody. Przeprowadzono omówienie innych metod określania parametrów diody. Omówiono niektóre próby analiz zjawisk przy użyciu metody wielkosygnałowej. Poruszono również istotny problem w diodach lawinowo-przelotowych: zagadnienie odprowadzenia ciepła.

1. WSTĘP

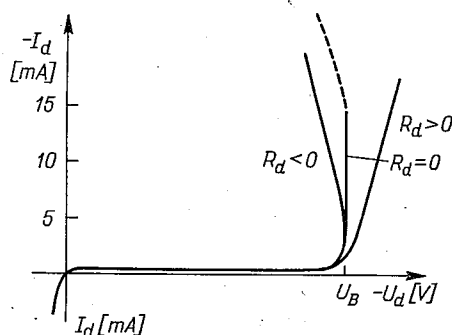
Rozwój elektroniki, kluczowej dziedziny decydującej o dalszym rozwoju całego przemysłu, stymuluje potrzebę poszukiwania nowych rozwiązań w dziedzinie elementów czynnych. Dążenie do miniaturyzacji urządzeń wymaga stosowania w urządzeniach mikrofalowych elementów półprzewodnikowych, a podstawowym problemem jest wykorzystanie elementów półprzewodnikowych w generatorach pracujących na częstotliwościach mikrofalowych. Zasadniczym problemem w zakresie zagadnień mikrofalowych jest generacja mocy. Problem ten rozwiązywano różnymi metodami zależnymi od stanu badań nad elementami półprzewodnikowymi. Początkowo wykorzystywano powielacze częstotliwości zbudowane na diodach waraktorowych; następnym etapem były powielacze budowane na diodach z gromadzeniem ładunku, współpracujące z generatorami na tranzystorach pracujących w dolnym zakresie pasm mikrofalowych. Badania te prowadzone są nadal i znajdują wyraz w doskonaleniu ich konstrukcji. Lata ostatnie charakteryzują się jednak szybkim rozwojem prac nad elementami generacyjnymi polegającymi na wykorzystaniu nowo odkrytych efektów w elementach półprzewodnikowych. Do tych efektów należą: efekt Gunna (dioda objętościowa) i efekt Reada (dioda lawinowo-przelotowa, IMPATT — Impact Avalanche Transit Time Diode). Celem niniejszego artykułu jest przegląd oceny zjawisk fizycznych występujących w diodzie lawinowo-przelotowej oraz przegląd możliwości zastosowania tych właściwości w technice generatorów mikrofalowych.

Artykuł opracowano w oparciu o dostępne publikacje pochodzące głównie z naukowo-technicznych czasopism radzieckich i amerykańskich. Materiały naukowe wykorzystane w artykule oparte są na dostępnych publikacjach zagranicznych do końca roku 1969.

W artykule omówiono tylko podstawowy rodzaj pracy diody lawinowo-przelotowej (IMPATT). Inne rodzaje pracy diod lawinowych, jak np. praca w układzie z podwyższoną sprawnością (TRAPPAT) i praca w układzie parametrycznym, ze względu na skomplikowany obraz zjawisk fizycznych oraz postępy badań w ich teorii, wymagają odrębnego potraktowania i będą omówione w oddzielnym artykule.

1.1. Dioda lawinowo-przelotowa jako element elektronowy

Dioda lawinowo-przelotowa jest to element półprzewodnikowy, którego złącze $p-n$ spolaryzowane jest w kierunku zaporowym. Charakterystyki $I = f(U)$ takiego złącza pokazane są na rys. 1.1. Na rysunku tym pokazane są trzy typy charakterystyk złącz pracujących w zakresie przebicia lawinowego. Kształt charakterystyk zależy od roz-

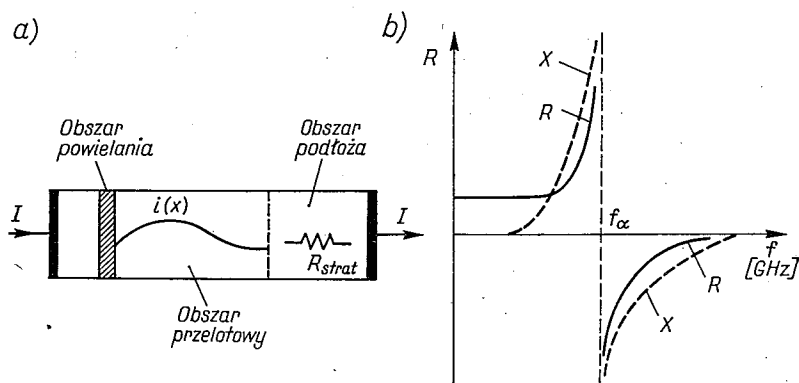


Rys. 1.1. Charakterystyki statyczne diod lawinowo-przelotowych

kładu domieszkowania w diodzie. Pojawianie się dynamicznej przyrostowej oporności ujemnej ($R_d < 0$) wywołane jest efektem przebicia skrośnego i ma znaczenie wtórne dla działania diody lawinowo-przelotowej. Wartość ujemnej oporności przyrostowej wpływa na wypadkową impedancję diody i może w pośredni sposób wpływać na sprawność generatora. Wartości napięć przebicia i dynamicznych oporności przyrostowych są zależne: od materiału, z którego wykonana jest dioda, od sposobu domieszkowania złącz i od temperatury. Kształt charakterystyk statycznych nie ma jednak decydującego znaczenia dla zastosowania diod pracujących w zakresie powielania lawinowego jako generatorów mikrofalowych. Zjawisko występowania przyrostowej oporności ujemnej zostało poznane we wczesnym okresie rozwoju elementów półprzewodnikowych, przy czym znalazło ono niewielkie zastosowanie ze względu na wąski zakres częstotliwości, w którym występuje efekt przyrostowej ujemnej oporności złącza. Dopiero efekt występowania dynamicznej oporności ujemnej dla składowych zmiennych pozwolił na zastosowanie półprzewodni-

kowej diody pracującej w zakresie powielania lawinowego jako elementu generacyjnego w zakresie mikrofalowym.

Zjawisko występowania ujemnej oporności dynamicznej dla bardzo wielkich częstotliwości zostało poznane i zbadane we wczesnym okresie rozwoju lamp elektronowych. W tym okresie budowano generatory w zakresie wielkich częstotliwości na diodach próżniowych. Wykorzystały one zjawisko przesunięcia fazy w czasie przelotu strumienia elektronów w zmiennym polu elektrycznym. Jeżeli przesunięcie fazy pomiędzy prądem w diodzie a natężeniem pola elektrycznego w diodzie będzie π , na zaciskach zewnętrznych diody wystąpi dynamiczna oporność ujemna dla składowych zmiennych. Wartość tej oporności jest zależna od gęstości prądu w diodzie i napięcia zmiennego na diodzie. Częstotliwość pracy określona jest przez rozmieszczenie elektrod i czas przelotu. Wykorzystanie tego efektu zarzucono jednak ze względu na szybki rozwój innego typu generatorów mikrofalowych. Jednym z elementów półprzewodnikowych, który może pracować jako generator w zakresie mikrofalowym jest dioda lawinowo-przelotowa wykazująca oporność ujemną dla mikrofalowych składowych zmiennych. Praca tych diod oparta jest na zjawisku powielania lawinowego i zjawisku przelotu nośników przez obszar złącza ze stałą szybkością. Efekt generacji lawinowej konieczny jest do uzyskania odpowiednio dużych wartości gęstości prądu i pośrednio dla uzyskania stałej szybkości transportu nośników. Tak więc w dużym uproszczeniu można porównywać pracę półprzewodnikowej diody lawinowo-przelotowej do generacyjnej diody próżniowej opartej na efekcie opóźnienia fazowego przepływającego ładunku i natężenia pola. Uproszczony obraz fizyczny takiej diody (rys. 1.2) to złącze podzielone na dwa zasadnicze obszary: wąski obszar powielania lawinowego i obszar przelotu nośników. Warstwa lawinowa ma stworzyć odpowiednio dużą wartość gęstości prądu (spełnienie wewnętrznego warunku amplitudy).



Rys. 1.2. Uproszczony schemat działania diody lawinowo-przelotowej
a) schematyczny podział złącza na strefy pracy, b) impedancja diody w funkcji częstotliwości

Czas przelotu nośników przez obszar przelotowy decyduje o przesunięciu fazy (spełnienie wewnętrznego warunku fazowego), decyduje więc o minimalnej częstotliwości granicznej. Uproszczoną zależność impedancji diody w funkcji częstotliwości pokazano na rys. 1.2b, gdzie f_α jest minimalną częstotliwością, dla której część rzeczywista impedancji

diody posiada wartość ujemną. Obraz zjawiska, które poruszono powyżej, jest jednak znacznie bardziej skomplikowany i omówienie dokładniejszej teorii działania diody będzie podane w dalszej części artykułu.

1.2. Przegląd ważniejszych prac dotyczących diod lawinowo-przelotowych

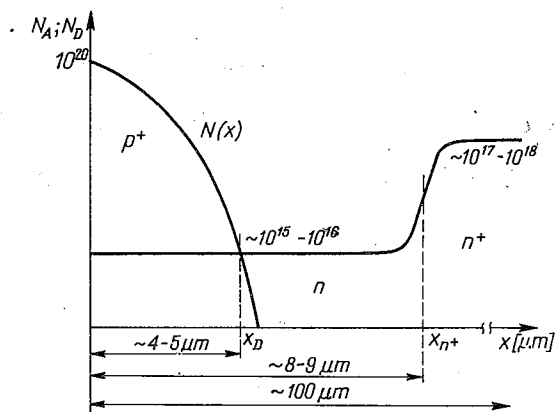
Pierwsza historycznie praca W. T. Reada omawiająca teorię działania diody lawinowo-przelotowej [2] dotyczyła diody o strukturze $n^+-p-i-p^+$ pracującej w zakresie przebiecia lawinowego przy założeniach identycznych prędkości unoszenia i identycznych współczynników powielania obu typów nośników. Praca ta obejmowała analizę procesu lawinowego, zagadnienie transportu nośników poza wąską strefę lawinową, wprowadzenie schematu zastępczego. Wprowadzona była również jakościowa ocena maksymalnej mocy generowanej oraz sprawności, oparta na uproszczonej analizie wielkosygnałowej. Praca W. T. Reada mimo jakościowego charakteru rozważań jest do chwili obecnej najszerszym omówieniem zasady działania diody lawinowo-przelotowej. Następnymi, bardzo interesującymi między innymi ze względu na zupełnie odmienne ujęcie, były prace T. Misawy [3] [4] dotyczące diod o strukturach p^+-n i p^+-n-n^+ . Złącze diody lawinowo-przelotowej podzielono na trzy zasadnicze obszary: strefę powielania lawinowego oraz strefy unoszenia dziur i elektronów. Strefę powielania lawinowego potraktowano jako ograniczony obszar plazmy elektronowo-dziurowej, w której wykorzystuje się wewnętrzne niestabilności w plazmie do wzmacniania fali elektromagnetycznej sprzężonej z falą wewnętrznych niestabilności. Wzmacnianie lub tłumienie fali elektromagnetycznej (składowej pola E) jest zależne od wartości fazy fali przy zadanym kierunku transportu nośników i od długości obszaru, na którym występuje sprzężenie fali elektromagnetycznej. Obszary unoszenia są obszarami, w których transmisja fali zachodzi bez zmian amplitudy (straty zaniedbano), a występuje tylko zmiana fazy. Uproszczeniem przyjętym przez T. Misawę było założenie pracy małym sygnałem przy identycznych współczynnikach powielania oraz identycznych szybkościach unoszenia obu rodzajów nośników. Równocześnie z pracą T. Misawy [3] opublikowano pracę M. Gildena i M. E. Hinesa [5] zbliżoną do niej sposobem podziału złącza diody na strefy, jednak z innym sposobem analizy zjawisk. Równocześnie z publikacją obu tych prac pojawiło się kilka innych opracowań [7] [8], ale nie stanowią one nowych, różnych od poprzednich, rozwiązań. Nieco inną tematycznie, ale związaną z diodą lawinowo-przelotową, była praca B. Hoeflingera [10], w której poruszony został problem pracy diody z ujemną rezystancją wynikającą z charakterystyki statycznej. Spośród szeregu nowszych prac omawiających analizę działania diody lawinowo-przelotowej na szczególną uwagę zasługuje praca T. Fishera [9]. Przeprowadzona została w niej analiza małosygnałowa z jednym tylko warunkiem upraszczającym — założeniem „cienkiej” strefy lawinowej. Teoria działania diody lawinowo-przelotowej podana w niniejszym artykule oparta jest na ostatniej z wymienionych powyżej prac.

W początku roku 1969 pojawiły się artykuły z próbami oceny pracy diody jako elementu wielkosygnałowego, przy czym wyniki tych prac zostały osiągnięte głównie przez modelowanie zjawisk na maszynie cyfrowej [15]. Brak jest jeszcze pełnego potwierdzenia doświadczalnego osiągniętych rozważań matematycznych.

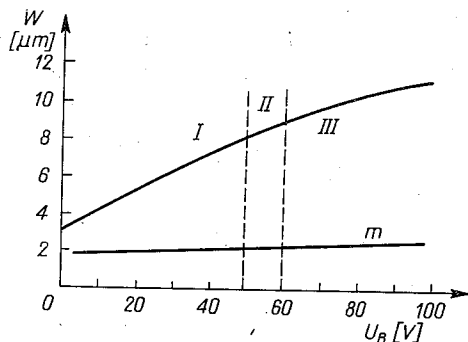
2. UPROSZCZONY OPIS DZIAŁANIA DIODY LAWINOWO-PRZEŁOTOWEJ

2.1. Model struktury diody przyjętej do opisu zjawisk

Dla rozwiązań opisujących właściwości diody (np. krzemowej) pracującej przy polaryzacji zwrotnej, bliskiej napięciu przebicia lawinowego, przyjęto typową strukturę przedstawioną na rys. 2.1. Obszar p^+ jest silnie domieszkowany z koncentracją powierzchniową



Rys. 2.1. Struktura złącza diody lawinowo-przełotowej (X_D — głębokość dyfuzji)



Rys. 2.2. Szerokość złącza diod w zależności od ich napięcia przebicia

- I — obszar napięć przed przebicciem skośnym
- II — obszar napięć bliskich przebicciu skośnemu
- III — obszar napięć dla przebicia skośnego
- W_p — głębokość wnikania złącza w obszar p
- W_n — głębokość wnikania złącza w obszar n

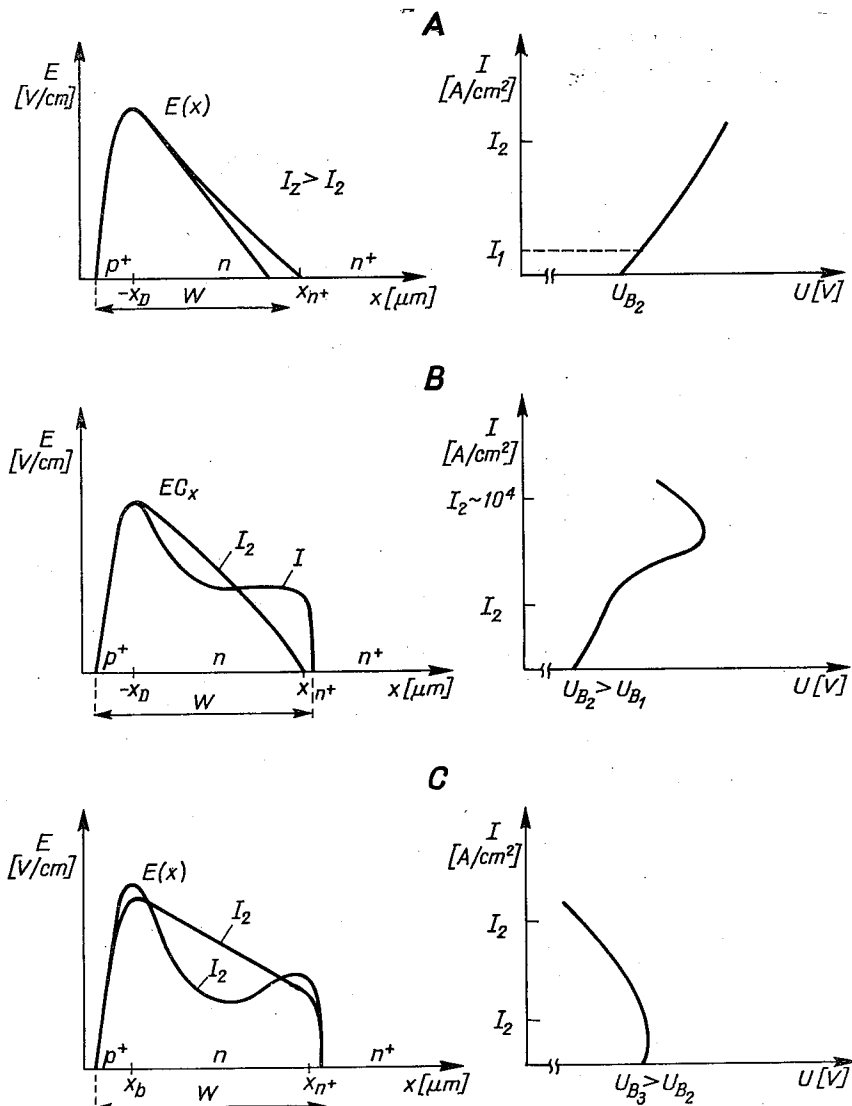
rzędu 10^{20} . Obszar n jest nałożoną na podłoże n^+ ($\rho = 0,02 \Omega\text{cm}$) warstwą epitaksjalną o koncentracji $N_d = 10^{15} \div 10^{16}$. Głębokość wnikania dyfuzji jest $3,5 \div 5 \mu\text{m}$.

Dla diod o powyższej strukturze wartość napięcia przebicia jest funkcją gradientu koncentracji obszaru p^+ . Długość złącz różnych diod w zależności od napięcia przebicia U_B (wyliczona na podstawie prac [16] [17]) pokazano na rys. 2.2. Na podstawie przed-

stawionych na rys. 2.2 wykresów szerokości złącz można oszacować wartości natężenia pola elektrycznego i czasu przelotu przez obszar złącza, które mogą być podstawą do wstępnej oceny właściwości diody lawinowo-przelotowej.

2.2. Założenia upraszczające

Obraz zjawisk fizycznych w diodzie pracującej z powielaniem lawinowym jest skomplikowany i trudny dla dokładnej analizy. Dla przeprowadzenia więc przybliżonej analizy



Rys. 2.3. Charakterystyka prądowo-napięciowa $I = f(U)$ i rozkładów natężenia pola elektrycznego dla różnych typów złącz

a) złącze o małym napięciu przebicia (nie wnikające w obszar n^+), b) złącze o napięciu przebicia bliskiego przebiciu skośnemu, c) złącze o napięciu przebicia pracujące z przebiciem skośnym

pracy diody o przyjętej wcześniej strukturze wprowadza się następujące założenia upraszczające.

Podstawowymi uproszczeniami są:

a) przyjęcie analizy pracy z małym sygnałem, to znaczy, że wartości składowych zmiennych, gęstości prądów, natężenia pola, współczynników jonizacji są dostatecznie małe w stosunku do odpowiednich składowych stałych tych wielkości;

b) założenie „wąskiego” obszaru strefy lawinowej w stosunku do długości całego złącza i wynikające z tego uproszczenia, zakładające stałość współczynników jonizacji w obszarze lawinowym;

c) założenie dostatecznie dużej wartości natężenia pola ($E > E_{kr}$) [18] w złączu, aby spełniony był warunek stałej (niezależnej od pola) szybkości znoszenia nośników w obszarach przelotowych.

Dodatkowym założeniem ograniczającym i dotyczącym struktury diody jest warunek ograniczenia analizy tylko do diod, które nie będą posiadały przyrostowej oporności ujemnej (rys. 1.1). Dotyczy to więc diod o małych szerokościach złącz (rys. 2.3a). Złącza o dużych szerokościach złącz mogą zachowywać się jak diody o przebicciu skośnym, rys. 2.3b, c.

2.3. Analiza pracy diody

2.3.1. Spis podstawowych oznaczeń

W analizie i zapisie matematycznym wzorów będą używane następujące oznaczenia podstawowe:

A_n, A_p — stałe materiałowe przyjmowane przy aproksymacji współczynników b_n, b_p jonizacji,

α, β — współczynniki jonizacji dziur i elektronów,

α_0, β_0 — składowe stałe współczynników jonizacji,

α', β' — składowe zmienne współczynników jonizacji,

$J_n(x, t)$ — gęstość prądu elektronowego w złączu.

$J_{n0}(x)$ — składowa stała gęstości prądu elektronowego,

$J_{n1}(x)$ — amplituda składowej zmiennej gęstości prądu elektronowego,

$J_p(x, t)$ — gęstość prądu dziurowego w złączu,

$J_{p0}(x)$ — składowa stała gęstości prądu dziurowego,

$J_{p1}(x)$ — amplituda składowej zmiennej gęstości prądu dziurowego,

$E(x, t)$ — natężenie pola w obszarze złącza,

$E_0(x)$ — składowa stała natężenia pola,

$E_1(x)$ — amplituda składowej zmiennej natężenia pola,

τ — czas przelotu,

τ_n — czas przelotu elektronów przez obszar przelotowy elektronów,

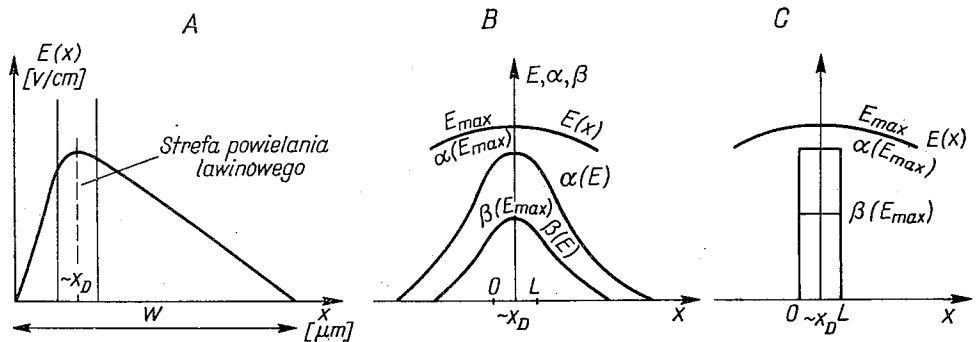
τ_p — czas przelotu dziur przez obszar przelotowy dziur,

W — długość złącza,

- W_p — głębokość wnikania złącza w obszar typu p ,
 W_n — głębokość wnikania złącza w obszar typu n ,
 v_n — { prędkości unoszenia dziur i elektronów
 v_p — { w obszarach przelotowych,
 l — szerokość obszaru powielania lawinowego,
 λ — pierwiastki równania charakterystycznego dla układu równań różniczkowych.

2.3.2. Równania opisujące pracę diody w obszarze powielania

Dla złącz o domieszkowaniu obszaru p według funkcji błędu lub o domieszkowaniu zbliżonym, kształt natężenia pola jest zbliżony do paraboli, której maksimum występuje w obszarze maksymalnego gradientu domieszek. Jonizacja będzie zachodzić najsilniej



Rys. 2.4. Rozkład natężenia pola elektrycznego i rozkład współczynników jonizacji w złączu diody lawinowo-przelotowej

A. Rozkład pola w obszarze złącza i położenie strefy lawinowej, B. Rzeczywisty rozkład współczynników jonizacji w obszarze strefy powielania, C. Aproxymowany rozkład współczynników jonizacji w obszarze strefy powielania

w pobliżu maksymalnej wartości pola (rys. 2.4), ponieważ zaś przyjęto wąski obszar powielania (w stosunku do całkowitej długości złącza) można przyjąć, że:

$$\begin{aligned}
 \alpha(x) &= \begin{cases} 0 & x < 0 \text{ i } x > l \\ \alpha(E_{\max}) & 0 < x < l, \end{cases} \\
 \beta(x) &= \begin{cases} 0 & x < 0 \text{ i } x > l \\ \beta(E_{\max}) & 0 < x < l. \end{cases}
 \end{aligned} \quad (2-1)$$

Wartości współczynników jonizacji dziur i elektronów w zależności od pola są w różnych pracach aproksymowane różnymi zależnościami [19] [4]. Rozbieżności wynikające z odmiennych typów aproksymacji są jednak nieduże i dlatego błąd wynikający z przyjętej aproksymacji można zaniedbać jako błąd drugiego rzędu. W niniejszym artykule przyjęto aproksymację potęgową [19] [9] w postaci zależności:

$$\begin{aligned}
 \alpha &= A_n \cdot E^{b_n}, \\
 \beta &= A_p \cdot E^{b_p},
 \end{aligned} \quad (2-2)$$

gdzie odpowiednie parametry dla krzemu przyjmują wartości:

$$A_n = 1,4 \cdot 10^{-22} \left[\frac{1}{\text{cm}} \right], \quad b_n = b_p = 4,7,$$

$$A_p = 0,31 \cdot 10^{-22} \left[\frac{1}{\text{cm}} \right].$$

Właściwości złącza pracującego w zakresie powielania lawinowego ($u \cong U_B$) opisują ogólne równania ciągłości prądu i równanie Poissona:

$$\frac{\partial n}{\partial t} = \frac{1}{q} \cdot \frac{\partial J_n(x, t)}{\partial x} + \alpha |v_n| n + \beta |v_p| p, \quad (2-3)$$

$$\frac{\partial p}{\partial t} = -\frac{1}{q} \cdot \frac{\partial J_p(x, t)}{\partial x} + \alpha |v_n| n + \beta |v_p| p,$$

$$\frac{\partial E}{\partial x} = \frac{q}{\varepsilon} (N_D - N_A + p - n), \quad (2-4)$$

$$J_n = -q v_n n, \quad (2-5)$$

$$J_p = q v_p p.$$

Równania (2-3) zapisane są przy założeniu, że rekombinacja i generacja cieplna nośników w porównaniu z generacją lawinową są do pominięcia.

Rozwiązania powyższego układu równań można dokonać metodą łącznego rozpatrywania składowej stałej i składowej zmiennej [11] lub też na drodze osobnego rozwiązywania układu dla składowej stałej i składowej zmiennej. Metoda rozwiązania łącznego daje wyniki końcowe dokładniejsze, ale prowadzi do skomplikowanych zależności, trudnych do interpretacji fizycznej. W niniejszym artykule rozwiązanie zestawu równań (2-3) ÷ (2-5) będzie realizowane metodą drugą, która wprawdzie prowadzi do wyników przybliżonych, ale posiadających łatwiejszą interpretację fizyczną w postaci schematu zastępczego diody. Stosując przyjęte uprzednio założenia upraszczające pracę diody, można przewidywać rozwiązanie okresowe w postaci sum odpowiednich składowych stałych i składowych zmiennych dla poszczególnych wielkości:

$$J_n(x, t) = J_{n0}(x) + J_{n1}(x) \cdot e^{j\omega t},$$

$$J_p(x, t) = J_{p0}(x) + J_{p1}(x) \cdot e^{j\omega t},$$

$$\alpha(t) = \alpha_0 + \alpha' E_1(x) \cdot e^{j\omega t}, \quad (2-6)$$

$$\beta(t) = \beta_0 + \beta' E_1(x) \cdot e^{j\omega t},$$

$$E(x, t) = E_0(x) + E_1(x) \cdot e^{j\omega t},$$

gdzie:

$$\alpha' = \left. \frac{d\alpha}{dE} \right|_{E=E_{\max}}, \quad \beta' = \left. \frac{d\beta}{dE} \right|_{E=E_{\max}}. \quad (2-7)$$

Do zapisania zależności (2-6) w powyższej postaci upoważnia fakt, iż wartości składowych zmiennych odpowiednich wielkości są znacznie mniejsze od wartości składowych stałych.

Dla pełnego fizycznego obrazu zjawiska z uwzględnieniem nieliniowych właściwości powielania koniecznym byłoby uwzględnienie dalszych współczynników powielania (α'' , β'' , α''' , ...), wynikających z rozwinięcia na szereg całkowitego współczynnika powielania w złączu $\alpha = f(E)$. Przyjęcie jednak analizy małosygnałowej — uproszczonego obrazu zjawiska powielania — umożliwia pominięcie dalszych wyrazów rozwinięcia $\alpha = f(E)$.

Następnym etapem rozwiązania równań (2-3) jest rozdzielenie ich na osobne równania dla składowych stałych i składowych zmiennych:

$$\begin{aligned} \frac{dJ_{n0}}{dx} - \alpha_0 J_{n0} - \beta_0 J_{p0} &= 0, \\ -\frac{dJ_{p0}}{dx} - \alpha_0 J_{n0} - \beta_0 J_{p0} &= 0, \end{aligned} \quad (2-8)$$

$$\begin{aligned} \frac{dJ_{n1}}{dx} + \left(\frac{j\omega}{v_n} - \alpha_0 \right) J_{n1} - \beta_0 J_{p1} &= (\alpha' J_{n0} + \beta' J_{p0}) E_1, \\ -\frac{dJ_{p1}}{dx} + \left(\frac{j\omega}{v_p} - \beta_0 \right) J_{p1} - \alpha_0 J_{n1} &= (\alpha' J_{n0} + \beta' J_{p0}) E_1. \end{aligned} \quad (2-9)$$

Przy rozdzielaniu równań (2-3) wykorzystano zależności (2-5) oraz pominięto składniki nieliniowe wyrażające drugą harmoniczną częstotliwości podstawowej $|J_{n1} E_1 \alpha' e^{2j\omega t}| \ll \ll |\alpha' E_1 J_{n0} + \beta' E_1 J_{p0}|$; $|J_{p1} E_1 \beta' e^{2j\omega t}| \ll |\alpha' E_1 J_{n0} + \beta' E_1 J_{p0}|$ jako małe drugiego rzędu.

2.3.3. Rozwiązanie równań opisujących pracę diody dla składowych stałych

Rozwiązanie układu równań jednorodnych (2-8) dla składowych stałych polega na znalezieniu pierwiastków równania charakterystycznego λ_1 , λ_2 . Równanie charakterystyczne (2-10)

$$\begin{vmatrix} \alpha_0 - \lambda & \beta_0 \\ \alpha_0 & \beta_0 + \lambda \end{vmatrix} = 0 \quad (2-10)$$

ma dwa pierwiastki

$$\lambda_1 = 0, \quad \lambda_2 = \alpha_0 - \beta_0.$$

Rozwiązanie układu równań (2-8) można więc zapisać w postaci:

$$\begin{aligned} J_{n0} &= A_1 + B_1 \exp(\alpha_0 - \beta_0)x, \\ J_{p0} &= A_2 + B_2 \exp(\alpha_0 - \beta_0)x, \end{aligned} \quad (2-11)$$

gdzie stałe A_1 , A_2 , B_1 , B_2 są zależne od warunków brzegowych określonych dla równań (2.8), a więc zależne są od gęstości prądów elektronowych i dziurowych określonych na początku i końcu obszaru lawinowego. Warunki brzegowe dla obszaru powielania podane są w postaci gęstości prądów brzegowych:

$$\begin{aligned} J_{n0}(0) &= J_{ns}, \\ J_{p0}(1) &= J_{ps}, \end{aligned} \quad (2-12)$$

gdzie J_{ns} i J_{ps} są elektronowymi i dziurowymi prądami nasycenia złącza.

Prądy brzegowe podawane są dla obu brzegów obszaru, gdyż wzrost prądu elektronowego występuje zgodnie z kierunkiem x , a wzrost prądu dziurowego w kierunku $-x$. Po wstawieniu warunków brzegowych do rozwiązań równania ciągłości dla składowych stałych (2-11) uzyskuje się rozkład gęstości prądu w funkcji położenia punktu w strefie lawinowej (2-13)

$$\begin{aligned} J_{n0} &= J_{ns} + (\alpha_0 J_{ns} + \beta_0 J_{ps}) \frac{\exp(\alpha_0 - \beta_0)x - 1}{\alpha_0 - \beta_0 \exp(\alpha_0 - \beta_0)l}, \\ J_{p0} &= J_{ps} + (\alpha_0 J_{ns} + \beta_0 J_{ps}) \frac{\exp(\alpha_0 - \beta_0)l - \exp(\alpha_0 - \beta_0)x}{\alpha_0 - \beta_0 \exp(\alpha_0 - \beta_0)l}. \end{aligned} \quad (2-13)$$

Całkowita wartość gęstości prądu stałego J_0 płynącego przez złącze, będąca sumą składowej elektronowej i dziurowej, nie zależy od położenia w obszarze złącza (x), co jest zgodne z zasadą ciągłości prądu, która w warunkach (małosygnałowego) liniowego przybliżenia może być stosowana oddzielnie dla składowej stałej i zmiennej gęstości prądu. Dla napięcia na złączu rosnącego do wartości napięcia przebicia U_B prądy elektronowy i dziurowy dążą do nieskończoności.

Z zależności (2-13) można określić współczynnik powielania prądu płynącego przez złącze:

$$M = \frac{J_0}{J_{ns} + J_{ps}} = 1 + \frac{(\alpha_0 J_{ns} + \beta_0 J_{ps})[\exp(\alpha_0 - \beta_0)l - 1]}{(J_{ns} + J_{ps})[\alpha_0 - \beta_0 \exp(\alpha_0 - \beta_0)l]}. \quad (2-14)$$

Z zależności (2-14) widać, że współczynnik powielania jest funkcją współczynników α_0 , β_0 , l , a więc w sposób pośredni jest funkcją napięcia przebicia. Dla napięcia na złączu dążącego do napięcia przebicia, a więc dla natężenia pola dążącego do maksimum, można oszacować szerokość obszaru powielania.

Ocena szerokości obszaru powielania ma na celu sprawdzenie uprzednio założonego warunku „wąskiego” obszaru powielania (punkt 2.2b). Sprawdzenie tego warunku jest potrzebne dla oceny przydatności całej analizy w zastosowaniu dla konkretnego przypadku złącza. Jeśli warunek ten nie jest spełniony, analiza pracy diody, która podana jest w dalszej części artykułu, nie ma większego sensu, bo przeczy obrazowi fizycznemu zjawisk. Dla takich przypadków należy szukać innej metody analizy pracy diody. Dla złącz, których gradient koncentracji domieszkowania jest duży, warunek „wąskiego” obszaru powielania jest jednak spełniony. Warunek ten jest przedstawiony w postaci zależności:

$$\begin{aligned} U &\rightarrow U_B, \quad \alpha_0 \rightarrow \beta_0 \exp(\alpha_0 - \beta_0)l, \\ l &\rightarrow \frac{\ln \frac{\alpha_0}{\beta_0}}{\alpha_0 - \beta_0}. \end{aligned} \quad (2-15)$$

Zależności (2-13), (2-14) uzyskane w wyniku rozwiązania równań dla składowych stałych mogą być łatwo porównane z innymi rozwiązaniami uzyskanymi przy warunku identycznych współczynników powielania dla składowych stałych [4] [5]. Wprowadzenie identycznych współczynników powielania $\alpha_0 = \beta_0$ do zależności (2-13), (2-14) prowadzi do bardziej uproszczonych przypadków podanych w pracach [4] [5].

2.3.4. Rozwiązanie równań opisujących pracę diody dla składowych zmiennych

Rozwiązanie równań (2-9) dla składowych zmiennych przeprowadza się metodą identyczną, jak metoda rozwiązywania równań dla składowych stałych. Równanie charakterystyczne (jednorodnego) układu (2-9) wyrażone jest w postaci:

$$\lambda^2 + (a-b)\lambda + \alpha_0\beta_0 - ab = 0, \quad (2-16a)$$

gdzie:

$$a = \frac{j\omega}{v_n} - \alpha_0, \quad (2-16b)$$

$$b = \frac{j\omega}{v_p} - \beta_0. \quad (2-16c)$$

Równanie charakterystyczne (2-16a) ma pierwiastki:

$$\lambda_1 = -\frac{a-b}{2} + \sqrt{\left(\frac{a-b}{2}\right)^2 - (\alpha_0\beta_0 - ab)}, \quad (2-17)$$

$$\lambda_2 = -\frac{a-b}{2} - \sqrt{\left(\frac{a-b}{2}\right)^2 - (\alpha_0\beta_0 - ab)}. \quad (2-18)$$

Rozwiązania układu równań jednorodnych są wyrażone w ogólnej postaci:

$$J_{n1} = C_1 \cdot e^{\lambda_1 x} + C_2 \cdot e^{\lambda_2 x}, \quad (2-19)$$

$$J_{p1} = C_1 \frac{\lambda_1 + a}{\beta_0} e^{\lambda_1 x} + C_2 \frac{\lambda_2 + a}{\beta_0} e^{\lambda_2 x}.$$

Rozwiązanie układu równań niejednorodnych (2-9), w których funkcja wymuszająca występująca po prawej stronie równań jest znana, dokonuje się metodą uzmiennienia stałych w rozwiązaniu ogólnych równań jednorodnych, które podstawia się do równań wyjściowych. W wyniku takiego postępowania uzyskuje się równania (2-19) dla wartości stałych C_1, C_2 :

$$\begin{aligned} \frac{dC_1}{dx} e^{\lambda_1 x} + \frac{dC_2}{dx} e^{\lambda_2 x} &= F(x) \cdot E_1, \\ -\frac{\lambda_1 + a}{\beta_0} \frac{dC_1}{dx} e^{\lambda_1 x} - \frac{\lambda_2 + a}{\beta_0} \frac{dC_2}{dx} e^{\lambda_2 x} &= F(x) \cdot E_1, \end{aligned} \quad (2-20)$$

gdzie:

$$F(x) = \alpha' J_{n0} + \beta' J_{p0}.$$

Rozwiązanie równań (2-20) metodą kolejnego eliminowania poszczególnych pochodnych daje wartości stałych C_1 i C_2 w postaci:

$$\begin{aligned} C_1 &= E_1 \frac{\lambda_2 + a + \beta_0}{\lambda_2 - \lambda_1} \int_0^x F(x) \cdot e^{-\lambda_1 x} dx + A, \\ C_2 &= E_1 \frac{\lambda_1 + a + \beta_0}{\lambda_1 - \lambda_2} \int_0^x F(x) \cdot e^{-\lambda_2 x} dx + B. \end{aligned} \quad (2-21)$$

Podstawienie uzyskanych stałych do rozwiązania ogólnego układu jednorodnego prowadzi do określenia rozkładu składowej zmiennej gęstości prądu w obszarze strefy lawinowej

$$\begin{aligned}
 J_{n1}(x) = & \left[A + E_1 \frac{\lambda_2 + a + \beta_0}{\lambda_2 - \lambda_1} \int_0^x F(x) e^{-\lambda_1 x} dx \right] e^{\lambda_1 x} + \\
 & + \left[B + E_1 \frac{\lambda_1 + a + \beta_0}{\lambda_1 - \lambda_2} \int_0^x F(x) e^{-\lambda_2 x} dx \right] e^{\lambda_2 x}, \\
 J_{p1}(x) = & \left[\frac{\lambda_1 + a}{\beta_0} A + E_1 \frac{\lambda_1 + a + \alpha_0}{\lambda_2 - \lambda_1} \int_0^x F(x) e^{-\lambda_1 x} dx \right] e^{\lambda_1 x} + \\
 & + \left[\frac{\lambda_2 + a}{\beta_0} B + E_1 \frac{\lambda_2 + a + \alpha_0}{\lambda_1 - \lambda_2} \int_0^x F(x) e^{-\lambda_2 x} dx \right] e^{\lambda_2 x}.
 \end{aligned} \tag{2-22}$$

Powyższe rozwiązania są w postaci ogólnej bardzo skomplikowane, gdyż pierwiastki λ_1 i λ_2 równania charakterystycznego mogą przybierać zarówno wartości rzeczywiste, jak i zespolone. Pierwiastki te są funkcją częstotliwości, szybkości transportu nośników w obszarze powielania oraz współczynników powielania dla składowych stałych. Rozpatrywanie więc ogólnego rozwiązania rozkładu prądu ze względu na skomplikowaną postać jest bardzo trudne i wydaje się, iż bardziej celowym jest rozwiązanie dla dwu podstawowych przypadków:

1. wartość α_0 jest znacznie większa od wartości β_0 ,
2. wartość α_0 jest bliska wartości β_0 .

Dodatkowym warunkiem, który wynika z omawianego wcześniej założenia upraszczającego „wąskiego” obszaru powielania, jest warunek małego kąta przelotu ($\omega\tau \ll 1$) obu rodzajów nośników przez strefę lawinową. Nie tyle ważną jest bezwzględna wartość tego kąta przelotu, ile stosunek kąta przelotu przez obszar lawinowy do całego kąta przelotu przez złącze. W obu wymienionych przypadkach rozwiązań szczególnych równań (2-22) obowiązują następujące warunki brzegowe:

$$\begin{aligned}
 J_{n1}(0) &= 0, \\
 J_{p1}(l) &= 0.
 \end{aligned} \tag{2-23}$$

Warunki powyższe wskazują na kierunki rozchodzenia, sinusoidalnego zaburzenia gęstości prądu. Odpowiednio dla składowej elektronowej zgodnie, dla składowej dziurowej w kierunku przeciwnym niż przyjęty kierunek osi x . Rozdzielenie kierunków transportu zaburzeń jest istotnym ze względu na różną długość obszarów przelotowych dla dziur i elektronów (wpływ ten zostanie omówiony w dalszej części artykułu — p. 2.3.4).

Jednak oba rozwiązania są granicznymi dla możliwości rozwiązań w konkretnym złączu, można więc dla każdego konkretnego przypadku określić przedział rzeczywistych rozwiązań. Przyjęcie więc takiego sposobu rozwiązania rozkładu gęstości prądów dla składowych zmiennych posiada tę zasadniczą zaletę, iż każdy konkretny przypadek może zostać rozwiązany w sposób przybliżony. Zaleta ta jest jednocześnie poważną wadą, gdyż

nie daje dokładnego rozwiązania, a tylko jego oszacowanie. Oczywiście istnieje możliwość poszukiwania dokładnego rozwiązania (2-22), ale wymaga to wykonania skomplikowanych obliczeń i wydaje się w praktyce mało celowe.

Przypadek 1. $\alpha_0 \gg \beta_0$

Do tego przypadku przeprowadza się pierwiastki równania charakterystycznego (2-17), (2-18) do uproszczonej postaci:

$$\begin{aligned}\lambda_1 &= \alpha_0 - \beta_0 - j\omega \frac{\frac{\alpha_0}{v_n} + \frac{\beta_0}{v_p}}{\alpha_0 - \beta_0}, \\ \lambda_2 &= j\omega \frac{\frac{\alpha_0}{v_n} + \frac{\beta_0}{v_p}}{\alpha_0 - \beta_0}.\end{aligned}\quad (2-24)$$

Postać powyższą osiąga się przez wstawienie do równań (2-17), (2-18) zależności (2-16b), (2-16c) i pominięcie członów zależnych od ω^2 (jako małych drugiego rzędu w porównaniu do pozostałych składników), a następnie poprzez rozwinięcie pierwiastka występującego w wyrażeniach (2-17), (2-18) na szereg i uwzględnieniu dwóch pierwszych wyrazów.

Podstawienie uproszczonej postaci pierwiastków (2-24) do równań (2-22) dla składowych zmiennych gęstości prądów, po zsumowaniu obu składowych — elektronowej i dziurowej — oraz wykorzystaniu warunku „wąskiego” obszaru powielania (2-15) pozwala ustalić następującą zależność na wartość składowej zmiennej prądu w strefie powielania:

$$J_1 = E_1 J_0 \frac{\frac{\alpha'}{\alpha_0}(\alpha_0 l - 1) + \frac{\beta'}{\beta_0}(1 - \beta_0 l)}{\frac{1}{\alpha_0}[\alpha_0 - \beta_0 \exp(\alpha_0 - \beta_0)l] + \frac{2j\omega\bar{\tau}}{(\alpha_0 - \beta_0)l}(\alpha_0 l + \beta_0 l + 2)}, \quad (2-25)$$

gdzie: $\bar{\tau}$ — średni czas przelotu dziur i elektronów przez strefę powielania, określony jako

$$\bar{\tau} = \frac{1}{2} \left(\frac{l}{v_n} + \frac{l}{v_p} \right).$$

Dla napięcia na złączu dążącego do napięcia przebiccia część rzeczywista mianownika wyrażenia (2-25) jest znacznie mniejsza od części urojonej, gdyż

$$\alpha_0 - \beta_0 \exp(\alpha_0 - \beta_0)l \rightarrow 0.$$

Oznacza to, iż charakter gęstości prądu jest indukcyjny w stosunku do natężenia pola elektrycznego wywołującego ten prąd, co wykazuje zależność (2-26)

$$J_1 \cong E_1 J_0 (\alpha_0 - \beta_0) l \frac{\frac{\alpha'}{\alpha_0}(\alpha_0 l - 1) + \frac{\beta'}{\beta_0}(1 - \beta_0 l)}{2j\omega\bar{\tau}(\alpha_0 l + \beta_0 l + 2)}. \quad (2-26)$$

Z powyższego wzoru wynika, że dla dużych częstotliwości obszar lawinowy w schemacie zastępczym może być przedstawiony jako zastępcza indukcyjność wynikająca z opóźniania prądu w strefie powielania.

Przypadek 2. $\alpha_0 \cong \beta_0$

W tym przypadku stosowany jest nieco inny sposób aproksymacji rzeczywistych przebiegów fizycznych w złączu pracującym w zakresie powielania lawinowego. Aproksymacja polega tu na założeniu jednakowego wpływu obu rodzajów nośników na całkowitą wartość składowej zmiennej prądu oraz na efektywny czas przelotu (nie ma tu miejsca, jak w przypadku poprzednim, dominacja składowej elektronowej). Dla przypadku $\alpha_0 = \beta_0$ korzysta się również z równań określających gęstość składowej zmiennej prądu w strefie powielania (2-22). Do zależności (2-22) wprowadzasie pierwiastki równania charakterystycznego (2-17), (2-18) przedstawione w zmodyfikowanej nieco formie:

$$\begin{aligned}\lambda_1 &= r_1 + r_2, \\ \lambda_2 &= r_1 - r_2,\end{aligned}\quad (2-27a)$$

$$r_1 = -\frac{a-b}{2} = -\left[\left(\frac{j\omega}{v_n} - \alpha_0\right) - \left(\frac{j\omega}{v_p} - \beta_0\right)\right], \quad (2-27b)$$

$$r_1 = -\frac{j\omega}{2}\left(\frac{1}{v_n} - \frac{1}{v_p}\right) + (\alpha_0 - \beta_0) \cong -\frac{j\omega}{2}\left(\frac{1}{v_n} - \frac{1}{v_p}\right), \quad (2-27c)$$

$$r_2 = \sqrt{\left(\frac{a-b}{2}\right)^2 - (\alpha_0\beta_0 - ab)}. \quad (2-27d)$$

Modyfikacja tych pierwiastków przedstawiona wzorami (2-27) pozwalana na przekształcenie zależności (2-22) do prostszej formy łatwej w interpretacji fizycznej.

Po wstawieniu zależności (2-27) do równań (2-22) uzyskuje się wyrażenie na całkowitą gęstość prądu w obszarze powielania (2-28) (szczegółowe wyprowadzenie zależności (2-28) podane jest w Dodatku):

$$\begin{aligned}J_1(x) &= E_1 \left[\frac{r_1 + a + \alpha_0}{r_2} \int_0^l F(x) e^{-r_1 x} \sinh r_2(l-x) dx + \int_0^l F(x) e^{-r_1 x} \cosh r_2(l-x) dx \right] \phi(x) - \\ &- E_1 \left[\frac{2r_1 + 2a + \alpha_0 + \beta_0}{r_2} \int_0^x F(z) e^{r_1(x-z)} \sinh r_2(x-z) dz \right], \quad (2-28)\end{aligned}$$

gdzie:

$$\phi(x) = \frac{(1+r_1 x)[(r_1 + a + \beta_0)x + 1]}{l(r_1 + a)\left(1 + \frac{r_2^2 l^2}{6}\right) + 1 + \frac{r_2^2 l^2}{2}}; \quad (2-29)$$

z wprowadzono jako zastępczą zmienną.

Podstawienie do zależności (2-29) określonych poprzednio składowych pierwiastków równania charakterystycznego r_1 i r_2 (2-27c i d), zaniedbanie małych drugiego rzędu (pochodzących od ω^2 i od $(\alpha_0 - \beta_0)^2 l^2$) pozwala określić uproszczoną funkcję $\phi(x)$ w postaci określonej zależnością (2-30):

$$\phi(x) = \frac{1}{\left[1 - \frac{(\alpha_0 + \beta_0)l}{2}\right](1 + j\omega\tau) + \frac{j\omega\tau}{12}(\alpha_0 + \beta_0)^2 l^2}}, \quad (2-30)$$

gdzie

$$\bar{\tau} = \frac{1}{2} \left(\frac{l}{v_n} + \frac{1}{v_p} \right).$$

Wykorzystując powyższą zależność przy uwzględnieniu, że składowe $|r_1 l| \ll 1$ i $|r_2 l| \ll 1$, można określić całkowitą wartość składowej zmiennej gęstości prądu w złączu (2-31)

$$J_1 = \frac{E_1 \int_0^l F(x) dx}{1 - \left(\frac{\alpha_0 + \beta_0}{2} \right) l + \frac{j\omega\bar{\tau}}{12} (\alpha_0 + \beta_0)^2 l^2}. \quad (2-31)$$

Przy pracy złącza blisko napięcia przebiccia oraz dla dużych wartości współczynników powielania zależność (2-31) przyjmie bardziej przejrzystą postać (dla przyjętego uprzednio warunku $\alpha_0 = \beta_0$):

$$J_1 \cong \frac{E_1 \int_0^l F(x) dx}{\frac{1}{M} + \frac{j\omega\bar{\tau}}{3}}. \quad (2-32)$$

Dokonując całkowania funkcji wymuszającej $F(x)$ (patrz równanie (2-9)), gdzie $F(x) = \alpha' J_{n0} + \beta' J_{p0}$, uzyskujemy końcowe wyrażenie określające gęstość składowej zmiennej gęstości prądu (2-33)

$$J_1 \cong E_1 J_0 \frac{\frac{\alpha' + \beta'}{\alpha_0 + \beta_0}}{\frac{1}{M} + \frac{j\omega\bar{\tau}}{3}}. \quad (2-33)$$

Z porównania zależności określających składowe zmienne gęstości prądu w strefie powielania (2-33) i (2-26) można wnioskować, iż w obu przypadkach typ zależności wskazuje na zespolony charakter składowej zmiennej gęstości prądu, przy czym dla częstotliwości mikrofalowych decydującą rolę odgrywa składowa indukcyjna pochodząca od skończonej szybkości transportu nośników. Składowa ta daje wstępne przesunięcie fazy prądu, które dla diod z niewielką szerokością złącza może w istotny sposób wpływać na wypadkowe przesunięcie fazy prądu w stosunku do natężenia pola. Łącząc oba przypadki można zapisać, że składowa zmienna gęstości prądu przedstawia sobą zależność typu w przybliżeniu:

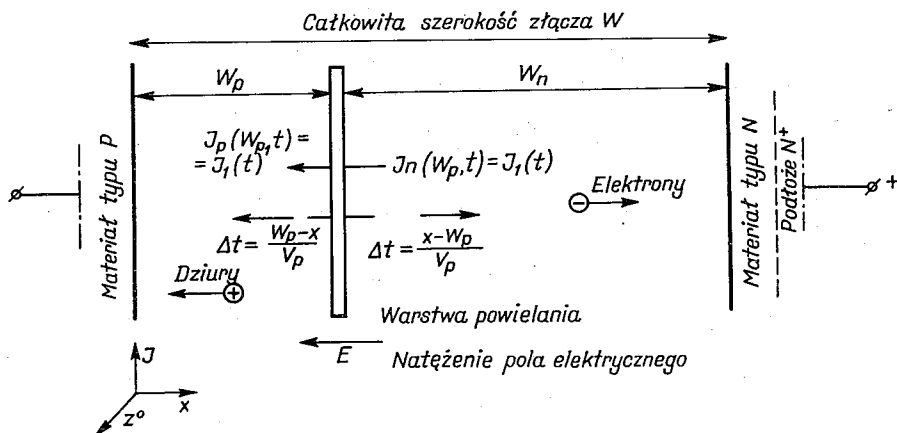
$$J_1 = E_1 J_0 \frac{G}{j\omega\bar{\tau}}, \quad (2-34)$$

gdzie G jest funkcją zależną od typu złącza i rodzaju użytego materiału.

2.3.5. Transport nośników w strefie przelotu

Po określeniu zależności na wartości składowych stałych i zmiennych należy przejść do następnego etapu, w którym należy rozważyć wpływ transportu nośników poprzez obszary złącza poza strefą lawinową (rys. 2.5).

Obszary złącza poza strefą lawinową, w których amplituda gęstości prądów nie ulega zmianom, w istotny sposób wpływają na zależności fazowe (czas przelotu), czyli wpływają na impedancję diody. W zależności od czasu przelotu nośników przez obszary przelotu



Rys. 2.5. Schemat modelu złącza pracującego w zakresie przebiecia lawinowego

zmienia się zarówno część rzeczywista, jak i urojona impedancji diody. Istotnym założeniem dotyczącym transportu nośników przez obszary przelotu (rys. 2.4c) jest zapewniona stała i niezależna od zmian natężenia pola prędkość. Założenie to przy dużych natężeniach pól występujących na złączach pracujących w obszarze przebiecia jest w zasadzie spełnione, gdyż ze znanej charakterystyki prędkości unoszenia nośników [18] [19] wynika, że przy natężeniach pól większych od $E_{kr} > 5 \cdot 10^3$ V/cm (dla Si) prędkość ulega nieznacznym tylko zmianom. Założenie to jednak nie jest dokładnie spełniane na krańcach obszarów przelotowych, gdzie natężenie pola spada poniżej E_{kr} . Wywołuje to różnice wyników teoretycznych i praktycznych, gdyż efektywny czas przelotu będzie większy od czasu obliczanego teoretycznie.

Dodatkowym zjawiskiem, które występuje w diodach rzeczywistych jest efekt modulacji prędkości, pochodzący od składowej zmiennej natężenia pola. Efekt ten jest jednak w teorii małosygnałowej zaniebawiany.

Całkowity prąd złącza jest sumą dwóch składowych: prądu pochodzącego z powielania oraz prądu przesunięcia — niezależnego od położenia w obszarze złącza (rys. 2.5) i sumę tę można przedstawić w postaci:

$$J_c(t) = \frac{1}{W} \int_0^W J_c(x, t) dx + \frac{\varepsilon \varepsilon_0}{W} \frac{dU}{dt},$$

$$J_c(t) = J_1 \cdot e^{j\omega t} \left[\frac{W_p}{W} \Psi(\Theta_p) + \frac{W_n}{W} \Psi(\Theta_n) \right] + \frac{\varepsilon \varepsilon_0}{W} U \cdot e^{j\omega t},$$

gdzie:

$\Theta_p = \omega \tau_p$ — kąt przelotu przez obszar p złącza,

$\Theta_n = \omega \tau_n$ — kąt przelotu przez obszar n złącza

$$\tau_p = \frac{W_p}{v_p}, \quad \tau_n = \frac{W_n}{v_n}$$

$$\Psi(\Theta) = \frac{\sin \Theta}{\Theta} - j \frac{1 - \cos \Theta}{\Theta}. \quad (2-36)$$

Wartość składowej zmiennej natężenia pola elektrycznego w obszarze złącza można otrzymać przez całkowanie równania Poissona (2-37)

$$\frac{\partial E(x, t)}{\partial x} = \frac{e}{\varepsilon \varepsilon_0} (p - n) \quad (2-37)$$

z uwzględnieniem założonej uprzednio sinusoidalnej zmienności pola oraz warunku brzegowego (2-38)

$$E(x = W_p) = -E_1. \quad (2-38)$$

Wartości rozkładu gęstości nośników dla składowej zmiennej występujące w równaniu Poissona wynikają z gęstości składowej zmiennej prądu w złączu i opisane są zależnościami (2-39) odpowiadającymi odpowiednim obszarom złącza:

$$e(p - n) = \begin{cases} \frac{1}{v_p} J_1 \left(t - \frac{W_p - x}{v_p} \right), & 0 < x < W_p; \\ -\frac{1}{v_n} J_1 \left(t - \frac{x - W_p}{v_n} \right), & W_p < x < W. \end{cases} \quad (2-39)$$

Po określeniu wartości składowej zmiennej natężenia pola elektrycznego można określić napięcie zmienne występujące na złączu:

$$U_1(t) = - \int_0^W E_x(x, t) dx = \left[E_1 W - \frac{J_1 W}{j \omega \varepsilon \varepsilon_0} \left\{ \left(1 - \frac{W_p}{W} \right) \Psi(\Theta_p) - \frac{W_n}{W} \Psi(\Theta_n) \right\} \right] e^{j \omega t} \quad (2-40)$$

Korzystając z zależności (2-40) i (2-35) określających składową zmienną napięcia i prądu na złączu, wyznaczono impedancję złącza diody pracującej przy napięciach bliskich napięciu przebicia określoną zależnością (2-41)

$$Z_j(\omega) = \frac{U_1}{J_C \cdot S} = \frac{1}{j \omega C_j} \left[1 - \frac{\frac{W_p}{W} \Psi(\Theta_p) + \frac{W_n}{W} \Psi(\Theta_n)}{1 + \frac{j \omega \varepsilon \varepsilon_0 E_1}{J_1}} \right]. \quad (2-41)$$

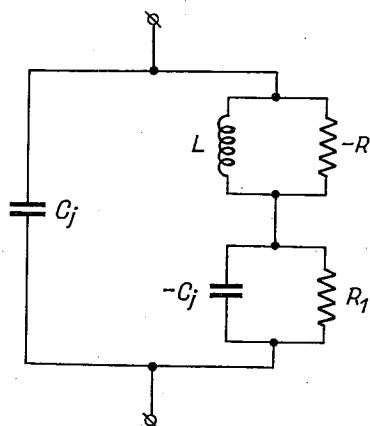
Z punktu widzenia parametrów oceny diody lawinowej znacznie wygodniejsza jest zredukowana postać impedancji złącza określona zależnością (2-42). Częstotliwościowa zmiana impedancji została odniesiona do impedancji złącza dla częstotliwości charakteryzującej złącze w stanie przebicia. Częstotliwość odniesienia nazywana jest częstotliwością lawinową:

$$\bar{Z}_j(\omega) = \frac{1}{j \omega C_j} \left[1 - \frac{\frac{W_p}{W} \Psi(\Theta_p) + \frac{W_n}{W} \Psi(\Theta_n)}{1 - \left(\frac{\omega}{\omega_a} \right)^2} \right], \quad (2-42)$$

gdzie:

$$\omega_a^2 = \frac{J_0 G}{\varepsilon \varepsilon_0 \tau} \text{ — pulsacja lawinowa.}$$

Jak wynika z wyrażenia określającego zredukowaną impedancję diody, część rzeczywista $\overline{Z}_j(\omega)$ będzie posiadać charakter dynamicznej oporności ujemnej powstającej na częstotliwościach większych od częstotliwości lawinowej. Wartość tej oporności (na przyjętej częstotliwości) będzie zależna od składowej stałej prądu w złączu (poprzez J_0), od kąta przelotu obu rodzajów nośników oraz od wymiarów złącza. Oprócz dynamicznej oporności ujemnej występuje ujemna pojemność zastępcza odpowiadająca fizycznie efektowi opóźniania nośników w obszarach przelotu. Częstotliwość, powyżej której powyższe efekty wystąpią, nosi nazwę częstotliwości „lawinowej”. Częstotliwość ta (2-42) zależna jest od wartości gęstości składowej stałej prądu płynącego przez złącze, od szerokości złącza (w sposób pośredni przez funkcję G , która z kolei jest zależna od współczynników jonizacji i od wartości natężenia pola w złączu), materiałów użytych w złączu, sposobu wykonania domieszkowania. Impedancja diody posiada ujemną wartość części rzeczywistej w całym zakresie częstotliwości większych od częstotliwości lawinowej, przy czym wartość składowej ujemnej jest funkcją częstotliwości poprzez kąty przelotu; tak więc mogą istnieć częstotliwości, dla których składowa ujemna będzie posiadała zerową wartość rzeczywistej części impedancji (2-42). Podobny wynik uzyskano w pracy [5]. Dla celów przybliżonego określenia schematu zastępczego, to znaczy dla niezbyt dużych kątów przelotu (częstotliwość pracy większa od częstotliwości ω_a oraz krótkie obszary przelotu), można zależność



Rys. 2.6. Schemat zastępczy złącza diody lawinowej przelotowej dla niewielkich kątów przelotu

(2-42) przedstawić w prostszej postaci, a schemat zastępczy takiego złącza pokazać w postaci układu R, L, C (rys. 2.6).

$$\overline{Z}_j(\omega) = \frac{1}{i\omega C_j} \left[1 - \frac{1 - j\omega \left(\frac{W_p}{W} \frac{\tau_p}{2} + \frac{W_n}{W} \frac{\tau_n}{2} \right)}{1 - \left(\frac{\omega}{\omega_a} \right)^2} \right] \quad (2-43)$$

Elementy schematu zastępczego diody lawinowej odpowiadają następującym elementom struktury: indukcyjność L odpowiada opóźnieniu transportu występującemu w strefie lawinowej, a pojemność C_j — pojemności złącza przy przebiciu. Pojemność C_j odpowiada opóźnieniu pochodzącemu ze strefy przelotu. Oporność R_1 jest opornością strat (występujących w strefie lawinowej i w strefie przelotowej). Z powyższych rozważań wynika, że korzystnym jest, aby złącze pracujące w diodzie lawinowej posiadało małą długość oraz duży gradient koncentracji nośników w złączu $\frac{dN}{dx}$ (duża wartość $E_{\max}$, α_o , β_o , α' , β'),

jednak długość złącza nie może być zbyt mała, gdyż wartość składowej ujemnej impedancji jest zależna od kąta przelotu i maleje przy bardzo małych kątach przelotu.

Teoria przedstawiona powyżej jest uproszczonym obrazem rzeczywistych zjawisk fizycznych w diodzie. Pozwala ona jednak przy znanej strukturze diody oszacować jej parametry i na tej podstawie dokonać prób projektowania generatorów.

2.3.6. Inne teorie modelu diody lawinowo-przelotowej

Innymi pracami, opisującymi zjawiska w złączu w zakresie przebicia lawinowego, są prace T. Misawy, w których otrzymano opisy pracy diody [3] [4] na drodze założenia struktury diody i obliczeń numerycznych dla tej struktury (bez teoretycznych uproszczeń), przy równoległym prowadzeniu analizy teoretycznej. Autor rozpatruje w niej złącze $p-n$ przy wprowadzeniu założeń upraszczających, polegających na przyjęciu identyczności współczynników powielania, szybkości unoszenia, jednej tylko strefy przelotu (drugą jako dostatecznie wąską pomija), nie stawia natomiast warunku „wąskiej” strefy powielania. Rozważania doprowadzają do określenia schematu zastępczego złącza w postaci równoległego połączenia indukcyjności, pojemności i dynamicznej oporności ujemnej.

Impedancja złącza jest w sposób bezpośredni funkcją częstotliwości, wartości składowej stałej gęstości prądu i współczynników jonizacji; w sposób pośredni jest funkcją długości obszaru złącza (czasu przelotu).

Zależności podane przez T. Misawę są trudniejsze w bezpośredniej interpretacji fizycznej, natomiast przydatne są do obliczeń numerycznych. Częstotliwość lawinowa określana przez autora jest funkcją prędkości nośników, współczynnika jonizacji dla składowych zmiennych oraz prądu stałego płynącego przez złącze. Po wprowadzeniu identycznych uproszczeń do wyprowadzanej uprzednio zależności (2-42) uzyskać można wyniki zbliżone do wyników T. Misawy. Prace T. Misawy są bardzo wartościowymi publikacjami ze względu na inne spojrzenie na zjawiska w złączu i podanie wyników obliczeń numerycznych dla konkretnych struktur diod.

Analizę podobną do przeprowadzonej w niniejszym artykule podali M. Gilden i M.E. Hines [5], przy czym stosowali poważniejsze uproszczenia, to znaczy identyczne szybkości nośników obu rodzajów oraz identyczność współczynników jonizacji lawinowej. Charakter jakościowy rozważań nie ulega jednak zmianie, wyniki jakościowo są zbliżone do wyników analizy w niniejszej pracy opartej na artykule T. Fishera. Autorzy dodatkowo w swej pracy [5] wprowadzili szeregową zastępczą oporność strat, która jest sumą wszystkich strat w złączu oraz podali praktyczną zależność zmiany mocy i częstotliwości, jak również określili widmo generatora na diodzie lawinowej.

Inną ciekawą pracą jest artykuł K. M. Johnsona [11], który przeprowadza ogólną analizę bez początkowych założeń małosygnałowych (dotyczy ona jednak struktury $p^{++}-n^{+}-n^{+}$). Dopiero po rozwiązaniu ogólnych równań ciągłości i transportu nośników przez strefy przelotu K. M. Johnson wprowadza podział na składową stałą i składową zmienną, ustalając na końcu schemat zastępczy złącza. Jest to bardzo ciekawe rozwiązanie problemu diody lawinowo-przelotowej, jednak ogólne wzory wyprowadzone przez autora są trudne w interpretacji, a wprowadzane późniejsze aproksymacje budzą pewnie zastrzeżenia. Jest to jednak takie opracowanie problemu, z którego prowadzi droga do analizy wielkosygnałowej.

2.4. Schemat zastępczy diody pracującej w zakresie mikrofalowym

Otrzymany w wyniku rozważań na bazie teorii małosygnałowej schemat zastępczy złącza diody lawinowej w zakresie aktywnym (tzn. w momencie pojawienia się ujemnej dynamicznej oporności oraz pewnej reaktancji, będących wynikiem zjawisk lawinowo-przelotowych) przedstawiony jest na rys. 2.6.

Pojemność złącza C_j diody spolaryzowanej zaporowo jest określona w punkcie odpowiadającym napięciu przebicia V_B . Rezystancja R_2 reprezentuje straty materiału półprzewodnikowego, z którego wykonano złącze diody. Natomiast elementy L , $-R$ oraz $-C$ powodowane są efektami dynamicznymi, ściśle związanymi z ruchem nośników głównie w obszarze przelotowym. Wartości fizyczne tych elementów w sposób jednoznaczny interpretują mechanizm działania diody lawinowej, a ponadto są ściśle determinowane przez wartość prądu diody i zakres częstotliwości generacji złącza.

Prostota przedstawionego schematu zastępczego złącza diody lawinowej jest wynikiem szeregu uproszczeń, jakie przyjmuje się do analizy małosygnałowej efektów lawinowo-przelotowych w złączu.

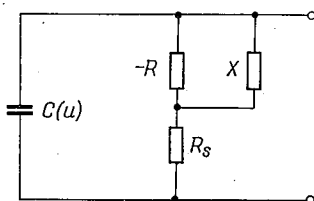
Z drugiej strony jednak schemat ten może być w sposób dowolny skomplikowany i to tym bardziej, im mniej uproszczeń stosować będziemy w analizie. To nie ma oczywiście większego sensu, gdyż i tak prawdziwość przyjętego jakiegokolwiek schematu zastępczego złącza w tym zakresie częstotliwości, przy jednoczesnej złożoności zjawisk w nim występujących, jest problematyczna. Dlatego też należy mieć zawsze na uwadze fakt, że wszelkie dyskusje i rozważania dotyczące pracy diody lawinowej (lub jej parametrów) tylko w oparciu o przyjęty taki lub inny schemat zastępczy mogą bardzo często doprowadzić do fałszywych wniosków. W związku z tym pamiętać należy o założeniach, jakie poczynione zostały przy wyprowadzaniu schematu zastępczego złącza diody lawinowej i konfrontować je z faktycznymi zjawiskami fizycznymi, jakie w nim zachodzą. Jako dowód na to może posłużyć tutaj fakt, że dotychczas wszelkie rozważania przeprowadzone na bazie analizy wielkosygnałowej pracy diody lawinowej (a więc będące bardzo zbliżone do rzeczywistych warunków pracy diody lawinowej) nie doprowadziły do jednoznacznego określenia przybliżonego schematu dynamicznego złącza diody (schematu np. w postaci stałych skupionych). Z drugiej strony jednak wyniki z przedstawionych do tej pory teorii wielkosygnałowych (W. S. Evans, G. I. Haddad [14]; D. L. Scharfetter, H. K. Gummel [15]) nie negują

przydatności schematu zastępczego będącego wynikiem teorii małosygnałowej pracy diody lawinowej.

W rzeczywistości schemat zastępczy diody lawinowej przedstawiony w postaci elementów skupionych jest bardzo wygodny do interpretacji mechanizmu działania diody, zwłaszcza w aspekcie zastosowania diody lawinowej w konkretnym układzie. Z punktu widzenia inżynierskiego projektowania generatorów na diodzie lawinowej oraz miernictwa diod lawinowych schemat taki obecnie wydaje się nieodzowny.

Przedstawiony na rys. 2.6 schemat zastępczy złącza diody lawinowej łatwo jest sprowadzić do postaci pokazanej na rys. 2.7.

Schemat zastępczy złącza diody lawinowej przedstawiony na rys. 2.7 jest bardziej ogólny w porównaniu do schematu z rys. 2.6. Pojemność złącza C_j jest funkcją napięcia



Rys. 2.7. Przybliżony schemat zastępczy diody lawinowej (powyżej rezonansu lawinowego ω_a)

przyłożonego na złącze $C_j = C(U)$. Rezystancja strat półprzewodnika, łącznie ze wszystkimi innymi stratami występującymi w mechanizmie lawinowo-przelotowym jest R_s . Elementy dynamiczne oznaczono $-R$ oraz X , przy czym wiadomo, że są one funkcją prądu w złączu oraz częstotliwości, a więc wartość $-R$ (ujemna rezystancja dynamiczna) może być różna dla różnych prądów i częstotliwości, a nie zawsze jest ujemna; także znak i wartość reakcji X jest funkcją prądu i częstotliwości.

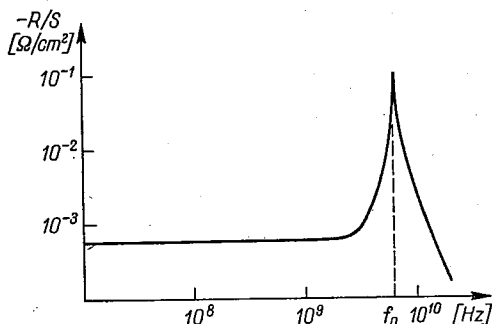
Jako uzupełnienie rozważań nad schematem zastępczym złącza diody lawinowej należy podkreślić, że prawdziwość przyjętego schematu (w postaci obwodu z elementami skupionymi), bez względu na założenia teoretyczne związane z działaniem diody lawinowej, jest tym większa, im rozmiary złącza są mniejsze w porównaniu z długością elektryczną fali generowanej przez to złącze.

Bardzo często jako kryterium tej porównywalności przyjmuje się zestawienie największego wymiaru struktury geometrycznej złącza z $\frac{1}{10}$ długości fali generowanej. Praktycznie

oznacza to, że dla złącz współczesnych diod lawinowych słuszność dowolnie przyjętego schematu zastępczego w postaci elementów skupionych może być w sposób wiarygodny zachowana do zakresu częstotliwości około 15 ÷ 18 GHz. Eksperymentalne prace Misawy i Tagera dotyczące pomiarów impedancji diody lawinowej „małymi sygnałami” (sygnały mikrofalowe o mocy rzędu kilku μW) wykazały słuszność schematu zastępczego złącza diody (rys. 2.4) z dokładnością rzędu 50%, co wydaje się optymistyczną przesłanką z punktu widzenia stosowania tego schematu przy projektowaniu generatorów w zakresie mikrofalowym.

3. WPŁYW TECHNOLOGII DIODY NA JEJ PARAMETRY

Jedną z podstawowych wielkości, która wpływa na wszystkie parametry diody jest długość złącza. Im dłuższe złącze, tym większy czas przelotu nośników, który wpływa z kolei na wartość dynamicznej oporności ujemnej i zastępczej indukcyjności wynikającej z czasu przelotu. Zbyt długie złącze wprowadza jednak oprócz opóźnienia dodatkową oporność strat, która zmniejsza efektywną wartość dynamicznej oporności ujemnej. Wąskie złącza charakteryzują się większym natężeniem pola elektrycznego w złączu i w związku z tym większymi wartościami współczynników jonizacji. Duże wartości współczynników jonizacji prowadzą do powiększania częstotliwości lawinowej; jest to korzystne, jeśli żądana jest wysoka częstotliwość generacji. Istnieje więc konieczność optymalizacji długości złącza dla konkretnie zadanych częstotliwości generacji. Regulację długości złącza można uzyskać stosując odpowiednio dobrany gradient koncentracji w strukturze złącza p^+-n-n^+ . Im bardziej strome domieszkowanie obszaru p^+ przy stałym domieszkowaniu n , tym węższe złącze i niższe napięcie przebicia. Dla diod (dotyczy to diod wykonywanych w ITE), których domieszkowanie jest głębokie i gradient koncentracji niewielki, napięcie przebicia rośnie, jak rośnie również szerokość złącza. Prowadzi to do diody o przebiegu skrośnym (patrz 2.2), dla której teoria zawarta w niniejszym artykule obowiązuje przy niezbyt dużych gęstościach prądu. Diody o długim złączu mają niską częstotliwość lawinową, co pozwala stosować je w generatorach niższych częstotliwości. Dla dużych gęstości prądu występuje oporność ujemna przyrostowa, która nakłada się na dynamiczną oporność ujemną dla składowych



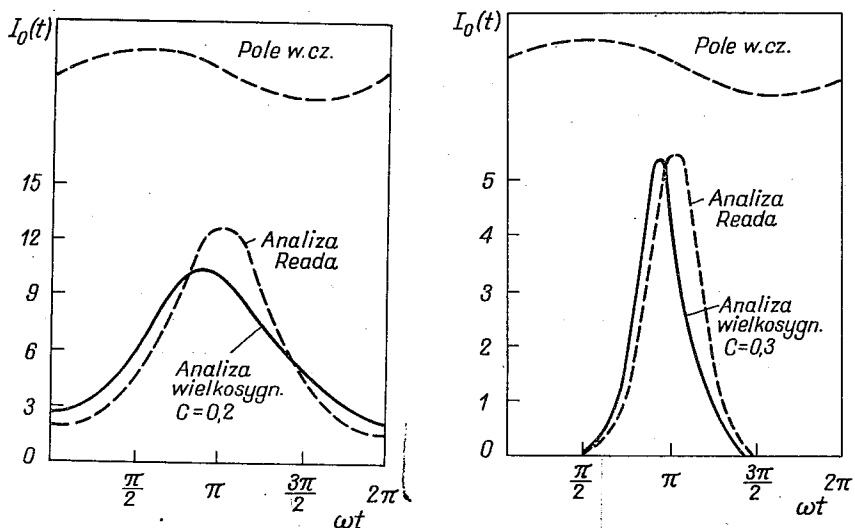
Rys. 3.1. Przebiegi oporności ujemnej dla diody posiadającej przebiecie skrośne

zmiennych (rys. 3.1). Efekt ten jest korzystny, gdyż pozwala uzyskać większą moc generowaną, ale z drugiej strony może prowadzić do generacji na niższych (pasożytniczych) częstotliwościach, które z punktu widzenia czystości widmowej sygnału generowanego są szkodliwe.

4. PRÓBA OCENY DOTYCHCZASOWYCH WYNIKÓW ANALIZ WIELKOSYGNAŁOWYCH DIODY LAWINOWO-PRZELOTOWEJ

Dotychczasowe rozważania niniejszego artykułu dotyczyły jedynie diody lawinowo-przelotowej pracującej małym sygnałem. W końcu roku 1968 ukazały się pierwsze próby analizy wielkosygnałowej (próbę taką, ale czysto jakościową zawierała również praca

Reada [1]). Były to publikacje W. J. Evansa i G. Haddada [2], oraz H. K. Gummela i D. L. Scharfettera [3]. Pewną próbę nieliniowych właściwości diody lawinowej przeprowadzano również w pracach [4], [5], [6], [7]. W pracy [2] autorzy podają analizę struktury diody p^+-n-n^+ opartą na analizie małosygnałowej przeprowadzonej przez Reada, a następnie przeprowadzają uzmiennianie parametrów (w niewielkich przedziałach zmienności) diody wykorzystując do dalszych obliczeń maszynę cyfrową. Analiza wyników rozwiązań ogólnych maszyny matematycznej daje rozwiązania dla konkretnych wartości częstotliwości i napięć podanych na diodę. Porównanie wyników uzyskanych na podstawie analizy małosygnałowej i analizy z małym parametrem pokazuje rys. 4.1. Autorzy przeprowadzają



Rys. 4.1. Przykładowe różnice wyników teorii małosygnałowej i analizy wielkosygnałowej

również w dalszym etapie wyznaczenie impedancji diody określonej z sumy składowych harmonicznych szeregu Fouriera impulsu prądu $I_0(t)$. Efektem uzyskanych wyników są wnioski dotyczące pracy diody:

- 1) moduł ujemnej oporności maleje ze wzrostem wartości napięcia zmiennego na diodzie, co prowadzi do ustalenia się amplitudy drgań stabilnych,
- 2) wpływ przestrajania prądem stałym przy pracy dużym sygnałem jest mniejszy niż wynikałoby to z analizy małosygnałowej,
- 3) moc wyjściowa oscylatora jest silnie zmieniającą się funkcją stosunku oporności obciążenia do dynamicznej oporności ujemnej diody,
- 4) moc wyjściowa z generatora osiąga stan nasycenia w funkcji wzrastającego prądu zasilania.

Drugą ciekawą pracą, w której przeprowadzono wielkosygnałową analizę modelu działania diody, jest praca [3] Gummela i Scharfettera. Autorzy przeprowadzają dyskusję bardziej dokładnego wielkosygnałowego modelu diody lawinowej (struktura Reada). Rozwiązanie jest uzyskane z podstawowych równań opisujących zjawiska w złączu, pełnych równań transportu nośników. Rozwiązywanie układu równań transportu przeprowadzane jest na maszynie cyfrowej przez kolejne uzmiennianie parametrów. Z rozkładu gęstości

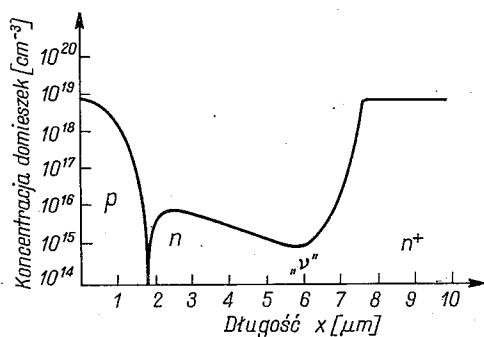
nośników określone jest natężenie pola elektrycznego, które następnie wprowadzane jest do równań transportu (szybkości nośników). W etapie następnym uzyskuje się zależności czasowe prądów, które z kolei wprowadza się do równania na natężenie pola i powtarza cykl obliczeń. Taką metodą wyznacza się również schemat zastępczy złącza poprzez wprowadzenie wariancji parametrów przewodności, susceptancji, napięcia zmiennego, mocy generowanej, częstotliwości oraz gęstości prądu.

Wyniki obliczeń numerycznych autorzy przedstawiają w postaci zestawu wykresów przy różnych zmiennych parametrach. W dodatku do artykułu dołączone są fragmenty podprogramów dla obliczeń rozwiązań poszczególnych równań. Jednym z ciekawych i nowych elementów tej pracy jest uwzględnienie rekombinacji na defektach struktury złącza. W żadnej z dotychczasowych prac problem ten nie był poruszany. Autorzy nie podają porównania wyników analizy małosygnałowej i wielkosygnałowej dla założonej struktury diody. Praca ta mimo to jest bodaj najciekawszą z publikowanych dotychczas analiz. Aby ocenić dokładnie jej przydatność, należałoby jednak przeprowadzić porównanie z analizą małosygnałową. Należy przypuszczać na podstawie zachęcających wyników metod numerycznych, że przyszłe projektowanie optymalnych diod i generatorów lawinowych będzie oparte niemal wyłącznie na numerycznej analizie wielkosygnałowej.

5. PARAMETRY FIZYCZNE I TECHNICZNE PRODUKOWANYCH DIOD

Dane technologiczne diod fabrycznych objęte są zastrzeżeniami patentowymi i utrzymywane w tajemnicy przez producentów. Dla typowych diod fabrycznych można jednak przeprowadzić próbę odtworzenia typowych struktur na podstawie niepełnych informacji fabrycznych i artykułów publikowanych przez pracowników wytwórni.

Dla krzemowej diody lawinowej podano strukturę domieszkowania na rys. 5.1 (wg [4]). Jest to struktura o stromym domieszkowaniu obszaru p^+ (i małej głębokości wnikania).

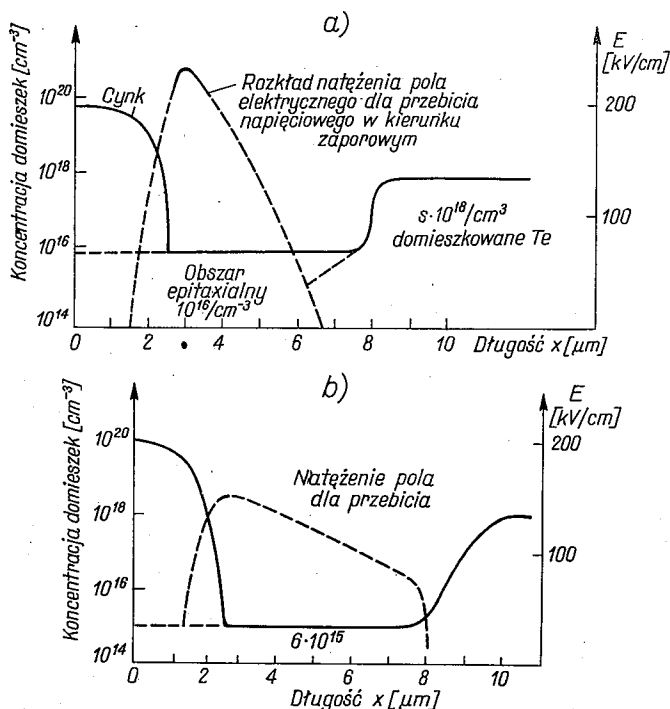


Rys. 5.1. Typowy rozkład domieszkowania diody krzemowej

Obszar n można właściwie podzielić na dwa podobszary: n^+ — o domieszkowaniu $N_d = 10^{16}$ i obszar n , w którym domieszkowanie spada do wartości $N_d = 10^{15}$, a więc jest to obszar o koncentracji bliskiej samoistnej (obszar n silnie domieszkowany daje duży gradient koncentracji, a więc duże maksymalne natężenie pola w obszarze złącza). Struktura

ta jest zbliżona do klasycznej struktury Reada, która pozwala na zapewnienie stałej szybkości nośników w obszarze przelotowym. Dioda zawierająca taką strukturę pracuje w pasmie X i przypuszczalnie zbliżoną strukturę posiadają diody produkowane fabrycznie przez firmy amerykańskie.

Innym typem diody lawinowo-przelotowej opartej na arsenku galu jest dioda opisana w pracy [5]. Możliwe struktury dla tego typu diody pokazane są na rys. 5.2a i b. Dla tego



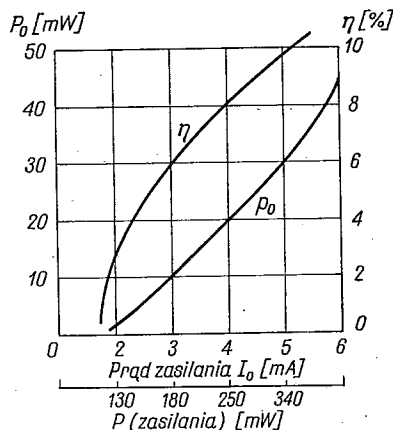
Rys. 5.2. Typowe struktury domieszkowania diod lawinowych wykonanych z arsenku galu
a) dioda pracująca bez przebicia skrośnego, b) dioda pracująca z przebiciem skrośnym

typu diod zależności mocy i sprawności przedstawione są na rys. 5.3. Diody tego typu są już prawdopodobnie produkowane na skalę masową przez amerykańską firmę Micro State Electronics Corporation. Należy przypuszczać, że diody wykonane z arsenku galu mogą znaleźć szerokie zastosowanie, gdyż umożliwiają uzyskanie dużych sprawności i znacznych mocy, o ile pokonane zostaną trudności technologiczne związane z tym materiałem.

Również wykonane zostały próby konstrukcji diod lawinowo-przelotowych wykorzystujące german. Próby przeprowadzane były głównie w ZSRR [6] i Japonii, jednak publikacje nie podają dokładniejszych danych dotyczących struktur tych diod. Można sądzić jednak, że diody te będą miały mniejsze zastosowanie, gdyż dopuszczalna temperatura ich pracy jest niższa niż krzemu i arsenku galu, jak również german zapewnia znacznie niższe współczynniki jonizacji w porównaniu do krzemu i arsenku galu, stąd więc trudniejsze jest uzyskanie dużych oporności ujemnych na wyższych częstotliwościach. Jedyną zaletą

zastosowania germanu jest uzyskanie znacznie niższych napięć przebicia w kierunku za-
porowym, a więc niższej mocy zasilania niż w przypadku diod krzemowych.

Konstrukcje diod wykonywane są różnymi metodami technologicznymi, przy czym
najczęściej stosuje się metodę podwójnej dyfuzji i technikę „mesa”. Oprócz diod jednozłą-



Rys. 5.3. Moc wyjściowa i sprawność diody lawinowej wykonanej z GaAs

czowych wykonywane są także próby z układem wielozłączowym w jednej oprawce [7].
Sposób wykonania diod i montowania w oprawce stanowi skomplikowane zagadnienie
technologiczne, gdyż ważnym problemem jest tu odprowadzenie ciepła oraz zmniejszenie
indukcyjności doprowadzeń.

Nieodłącznym zjawiskiem towarzyszącym efektom lawinowo-przelotowym w złączu
diody lawinowej są efekty termiczne. Mechanizm nagrzewania się diody jest tym lepiej
określony, im dokładniej znane są temperaturowe parametry półprzewodnika i podłoża,
które to ciepło odprowadza.

Wiadomo jest, że nadmierny wzrost temperatury złącza diody lawinowej wpływać
będzie decydująco na podstawowe parametry diody [10].

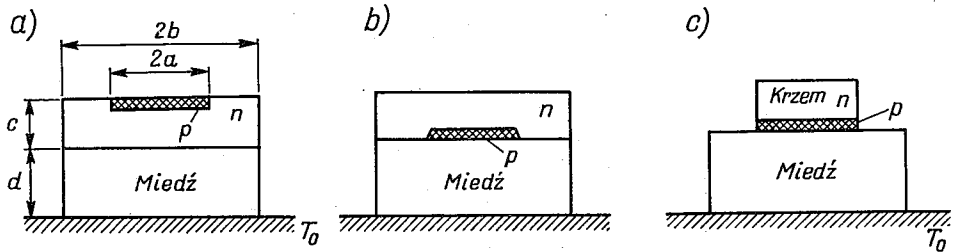
Ostatecznym rezultatem wpływów termicznych na parametry układu z diodą lawinową
jest zmiana lub pogorszenie się następujących parametrów generatora:

- zmiana częstotliwości generowanej,
- opadanie mocy wyjściowej P_o (pogorszenie sprawności),
- wzrost poziomu szumów generacyjnych.

Dla diody wykonanej z określonego materiału półprzewodnikowego temperaturowe
parametry złącza są w sposób zdecydowany określone przez zastosowany materiał, a sposób
odprowadzenia gromadzonego ciepła jest zasadniczym zagadnieniem technologicznym.
W zakresie badań technologicznych nad tą dziedziną znajdują się: konfiguracja złącza
i kontakt termiczny diody z obudową. Problematyka ta jest złożona, a wyniki osiągnięte
stanowią tajemnicę wytwórni, gdyż rzutują bezpośrednio na osiąganą parametry diod lawi-
nowych. Z niewielkiej liczby publikacji z tego zakresu należy wyróżnić prace R. H. Haitza
i O. P. Marinaccio [8] [9]. Dotyczą one opisu zjawisk towarzyszących odprowadzaniu ciepła
ze złącza do podłoża.

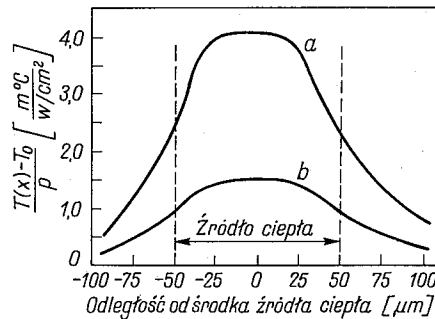
Istnieją zasadnicze trzy sposoby umieszczania złącza na podłożu z miedzi, które ogólnie pokazane są na rys. 5.4a, b i c.

Aby określić rozkład temperatury $T(x)$ dla przedstawionych na rys. 5.4 struktur, przyjęto dla każdego przypadku następujące wymiary: $2a = 100 \mu\text{m}$, $2b = 1000 \mu\text{m}$, $d = 1000 \mu\text{m}$, $c = 100 \mu\text{m}$.



Rys. 5.4. Trzy możliwe struktury złącz krzemowych n i p na miedzi, formowane na podłożu odprowadzającym ciepło

Podłoże metalowe, odpowiadające mikrofalowej oprawce diody, posiada wymiary $2b \times 2b \times d$. Zakłada się, że temperatura podłoża odprowadzającego ciepło jest stała i równa T_0 . Rezultaty obliczeń numerycznych opisujące znormalizowany rozkład temperatury $T(x) - T_0$ dla traconej mocy w jednostkach 1 W/cm^2 jako funkcja odległości od źródła ogrzania (przyjętego w części środkowej obszaru p złącza diody) przedstawione są na rys. 5.5.



Rys. 5.5. Rozkład temperatury wewnątrz miedzi odpowiednio od środka złącza diody dla przypadków a i c przedstawionych na rys. 5.4

Różnica temperatur jest dana zależnością:

$$T(x) - T_0 = \langle j \rangle V_B r(x), \quad (5-1)$$

gdzie:

$\langle j(x) \rangle$ — średnia gęstość prądu w przekroju złącza,

$r(x)$ — rozłożona rezystancja termiczna materiału [$^{\circ}\text{C/W}$] określona zależnością:

$$r(x) = \frac{T(x) - T_0}{P} \quad (5-2)$$

P — gęstość mocy traconej,

V_B — napięcie przebicia złącza w kierunku zaporowym.

Wartość $j(x)$ dana jest zależnością:

$$j(x) = \frac{V_0 - V_B(x)}{R_{sc}}, \quad (5-3)$$

gdzie:

V_0 — stałe napięcie w punkcie pracy diody ustalone rezystancją szeregową diody i prądem zasilania I_0 ,

$V_B(x)$ — $V_B(T_0) \{1 + \beta[T(x) - T_0]\}$ — zależność napięcia przebicia wywołana zmianą temperatury od T_0 do $T(x)$ w przekroju złącza,

R_{sc} — rezystancja ładunku przestrzennego na jednostkę powierzchni, określona parametrami fizycznymi

$$R_{sc} = \frac{W^2}{2\varepsilon v_d}, \quad (5-4)$$

przy czym

W — szerokość strefy przelotowej diody,

ε — stała dielektryczna,

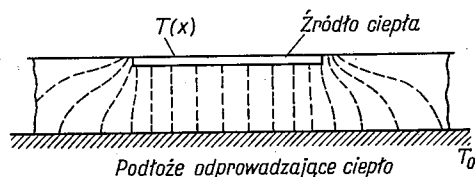
v_d — prędkość dziur (lub elektronów) w strefie przelotowej.

Rezystancja R_{sc} łącznie z rezystancją termiczną rozłożoną $R_{th}(x)$ tworzą wypadkową rezystancję strat $R_s(x)$:

$$R_s(x) = R_{sc} + R_{th}(x). \quad (5-5)$$

Sposób, w jaki można określić pomiarowo rezystancję termiczną $R_{th}(x)$ podano w artykułach [9] [10].

Prawdopodobny rozkład linii termicznych od źródła ciepła (złącza) do podłoża przedstawiony jest na rys. 5.6.



Rys. 5.6. Linie termiczne w układzie złącza $T(x)$ — podłoże T_0

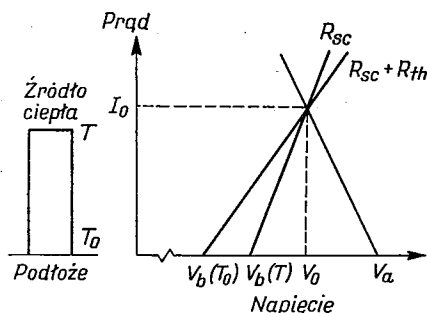
Interpretacja graficzna przedstawionych rezystancji jest pokazana we współrzędnych napięcie—prąd z charakterystyką statyczną diody lawinowej na rys. 5.7.

Zmiany parametru powielania w diodzie wraz z temperaturą złącza ilustruje rys. 5.8.

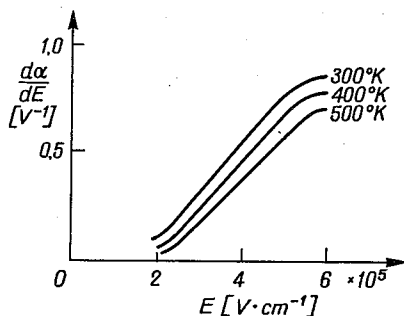
Na rysunku tym pokazano zmianę pochodnej parametru powielania $\frac{d\alpha}{dE}$. Widać więc, że ze zmianą parametru powielania dla składowych zmiennych wiąże się wartość częstotliwości lawinowej, gęstości prądu dla składowej zmiennej. Zmiana obu powyższych parametrów będzie powodować również zmianę mocy i sprawności generatora.

Jednym ze sposobów, który znacznie ułatwia odprowadzenie ciepła jest konstrukcja złącza o kształcie dysku i umieszczenie go na podłożu z diamentu, które bardzo dobrze przewodzi ciepło [7].

Bardzo istotną rolę w odprowadzaniu ciepła spełnia odpowiednio wykonana mikrofalowa oprawka diody. Dobrze wykonana oprawka diody powinna spełniać dwa zasadnicze warunki; po pierwsze umożliwiać dobre odprowadzanie ciepła ze złącza czyli charaktery-



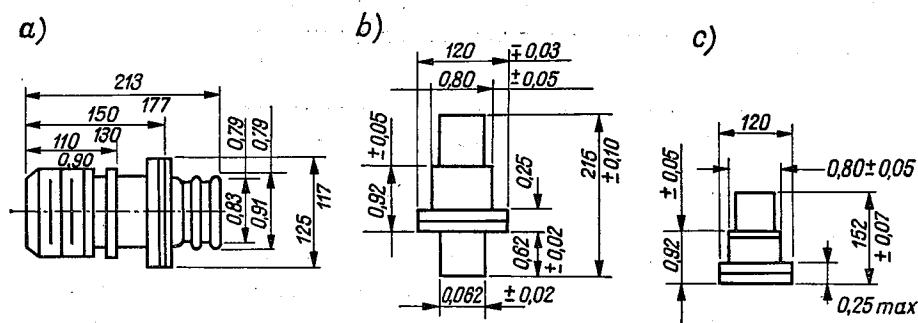
Rys. 5.7. Zależności rezystencyjne wynikające z efektów termicznych w układzie charakterystyki statycznej napięciowo-prądowej diody lawinowej



Rys. 5.8. Parametr powielania $\frac{d\alpha}{dE}$ złącza diody lawinowej dla różnych temperatur złącza

zować się małą rezystancją termiczną, a po drugie posiadać możliwie najmniejsze rozmiary tak, aby zapewnić odpowiednią konstrukcję generatora na zakresie częstotliwości mikrofalowych [11].

Często w wielu eksperymentach złącze diody jest bezpośrednio formowane w rezonatorze mikrofalowym, aby w ten sposób zredukować do minimum pasożytnicze reaktancje, które zawsze wprowadza oprawka złącza do rezonatora. Jednakże do produkcji seryjnej generatorów z diodami lawinowymi stosowane są określone standartowe oprawki diod



Rys. 5.9. Przykłady rozwiązania kształtu oprawek diod lawinowych:

a) Microwave Associates Inc. [12], b), c) Varian [13]

lawinowych. Każda firma wykonuje oprawki różniące się nieco od siebie wymiarami. Przykłady typowych rozwiązań oprawek diod lawinowych, to oprawki firm Varian (rys. 5, 9b i c) oraz Microwave Associates Inc. (rys. 5, 9a) (wymiaru są podawane w calach, 1 cal = 25,4 mm). Typowe parametry reaktancji pasożytniczych tych oprawek: indukcyjność oprawki $L_{op} = 0,5 \text{ nH}$ do $0,3 \text{ nH}$, pojemność oprawki $C_{op} = 0,15 \div 0,2 \text{ pF}$.

Tak małe wartości reaktancji pasożytniczych pokazanych na rys. 5.9 oprawek są wynikiem bardzo małych wymiarów geometrycznych oraz odpowiedniej ich konstrukcji. Należy podkreślić, że przedstawione oprawki stanowią obudowę złącza w diodach lawinowych przystosowanych do generacji sygnałów w pasmach mikrofalowych X i K. Tak więc zarówno konstrukcja oprawki diody, jak i jej rozmiary bezpośrednio decydują o możliwości wykonania generatora na wymagany zakres częstotliwości.

Diody lawinowe firmy Varian charakteryzują się przy zerowej polaryzacji pojemnością złącza rzędu 1 lub 2 pF (zmierzono na niskich częstotliwościach) w zależności od serii. Możliwa wartość mocy, która może być tracona w złączu diody wynosi dla diod lawinowych od 0,75 W do 1,5 W (przy pracy na fali ciągłej), natomiast dla diod Microwave Associates Inc. może dochodzić do 6 W (przy pracy na fali ciągłej).

Tablica

Zestawienie najważniejszych parametrów diod lawinowych produkowanych przez niektóre firmy zachodnie

Typ oprawki	Minimalna moc wyjściowa generowana na fali ciągłej	zakres częstotliwości	sprawność	prąd zasilania	napięcie zasilania	firma
	mW	GHz	%	mA	V	
Rys. 5.9a	10	8,2÷12,4	1÷2	30	70—100	Microwave Associates Inc. (USA)
„	50	8,2÷12,4	2÷3	40	70—100	
„	100	8,2÷12,4	3÷4	50	70—100	
„	50	12,4÷18,0	1÷2	100	35—70	
„	10	18,0÷26,0	1	150	15—30	
Rys. 5.9 b lub c	25	8,0÷12,4	0,65	20	60—100	Varian (USA)
„	100	8,0÷12,4	3,3	35	60—100	
„	300	8,0÷12,4	5,7	65	60—100	
„	400	8,0÷12,4	6,0	85	60—100	
zbliżony do 5,9b	90	8—9, 9—10 10—11, 11—12	do 6	10÷40	75—110	Sescosem (Francja)
„	400	8—9, 9—10 10—11, 11—12	do 6	50÷100	75—220	

Pokazane na rys. 5.9 oprawki diod lawinowych wykonane są z czystej miedzi, a następnie pozlacane.

Kończąc niniejszy artykuł należy dodać, iż parametry diod oraz ich konstrukcje ulegają ciągłym modyfikacjom i uzyskiwane są większe moce i sprawności. Omówiona w niniejszym artykule teoria i parametry diod lawinowych mają na celu pokazanie mechanizmu fizycznego zachodzącego w diodzie lawinowo-przelotowej i jego związku z parametrami oraz wprowadzenie do projektowania generatorów mikrofalowych z tymi diodami.

Wartość składowej zmiennej gęstości prądu w strefie lawinowej jest sumą składowych: dziurowej i elektronowej i może być wyrażona w postaci ogólnej zależnością

$$J_1(x) = \left[A + E_1 \frac{\lambda_2 + a + \beta_0}{\lambda_2 - \lambda_1} \int_0^x F(z) \cdot e^{-\lambda_1 z} dz \right] e^{\lambda_1 x} + \left[\frac{\lambda_1 + a}{\beta_0} A + \frac{\lambda_1 + a + \alpha_0}{\lambda_2 - \lambda_1} \int_0^x F(z) \cdot e^{-\lambda_1 z} dz \right] e^{\lambda_1 x} + \\ + \left[B + E_1 \frac{\lambda_1 + a + \beta_0}{\lambda_1 - \lambda_2} \int_0^x F(z) \cdot e^{-\lambda_2 z} dz \right] e^{\lambda_2 x} + \left[\frac{\lambda_2 + a}{\beta_0} B + \frac{\lambda_2 + a + \alpha_0}{\lambda_1 - \lambda_2} \int_0^x F(z) \cdot e^{-\lambda_2 z} dz \right] e^{\lambda_2 x}. \quad (1d)$$

Korzystając z warunku brzegowego

$$J_{n1}(0) = 0$$

$$J_{p1}(l) = 0$$

i ogólnych równań na wartości składowych gęstości prądów (2-21) uzyskuje się następujące wyrażenia na stałe A i B w równaniu

$$A = -B = \beta_0 E_1 \frac{\frac{\lambda_1 + a + \alpha_0}{\lambda_1 - \lambda_2} e^{\lambda_1 l} \int_0^l F(z) e^{-\lambda_2 z} dz - \frac{\lambda_2 + a + \alpha_0}{\lambda_1 - \lambda_2} e^{\lambda_2 l} \int_0^l F(z) e^{-\lambda_2 z} dz}{(\lambda_1 - a) e^{\lambda_1 l} - (\lambda_2 - a) e^{\lambda_2 l}} \quad (2d)$$

Wydzielenie z zależności (1d) wyrażeń (3d), (4d) pozwoli na uproszczenie wyrażeń na rozkład całkowitej gęstości składowej zmiennej prądu:

$$M \equiv A \cdot e^{\lambda_1 x} + \frac{\lambda_1 + a}{\beta_0} A \cdot e^{\lambda_1 x} - A \cdot e^{\lambda_2 x} - \frac{\lambda_2 + a}{\beta_0} A \cdot e^{\lambda_2 x}, \quad (3d)$$

$$N \equiv E_1 \left[\left(\frac{\lambda_2 + a + \beta_0}{\lambda_2 - \lambda_1} + \frac{\lambda_1 + a + \alpha_0}{\lambda_2 - \lambda_1} \right) \left(e^{\lambda_1 x} \int_0^x F(z) e^{-\lambda_1 z} dz \right) + \right. \\ \left. + \left(\frac{\lambda_1 + a + \beta_0}{\lambda_1 - \lambda_2} + \frac{\lambda_2 + a + \alpha_0}{\lambda_1 - \lambda_2} \right) \left(e^{\lambda_2 x} \int_0^x F(z) e^{-\lambda_2 z} dz \right) \right]. \quad (4d)$$

Dokonując podstawienia stałej A do równania (3d) i wykorzystując wyrażenia (2-26a, b) i zależności

$$\cosh x = \frac{e^x + e^{-x}}{2}, \quad \sinh x = \frac{e^x - e^{-x}}{2} \quad (5d)$$

uzyskuje się zależność

$$M = E_1 \frac{e^{r_1 x} [(r_1 + a + \beta_0) \sinh r_2 x + r_2 \cosh r_2 x] \left[\frac{r_1 + a + \alpha_0}{r_2} \right]}{(r_1 + a) \sinh r_2 l + r_2 \cosh r_2 l} \times \\ \times \frac{\int_0^l F(z) e^{-r_1 z} \cosh(l-z) dz + \int_0^l F(z) e^{-r_1 z} \sinh(l-z) dz}{(r_1 + a) \sinh r_2 l + r_2 \cosh r_2 l}. \quad (6d)$$

Dla uniknięcia stosowania skomplikowanych zależności określonych funkcjami wykładniczymi i hiperbolicznymi w wyrażeniu (5d) wykorzystuje się rozwinięcie tych funkcji w szereg Taylora i uwzględnienie pierwszych wyrazów rozwinięcia. Wtedy wyrażenie (5d) przyjmuje postać

$$M \cong \frac{(1+r_1x)[(r_1+a+\beta_0)x+1]}{(r_1+a)l\left(1+\frac{r_2^2 l^2}{6}\right)+1+\frac{r_2^2 l^2}{6}} \left[\frac{r_1+a+\alpha_0}{r_2} \int_0^l F(z) e^{-r_1 z} \times \right. \\ \left. \times \cosh(l-z) dz + \int_0^l F(z) e^{-r_1 z} \sinh(l-z) dz \right]. \quad (7d)$$

Druga część wyrażenia na całkowitą gęstość składowej zmiennej gęstości prądu (4d) po uwzględnieniu zależności (2-26a, b) i (5d) będzie określona w postaci

$$N = -E_1 \left[\frac{2r_1+2a+\alpha_0+\beta_0}{r_2} \left(\int_0^x F(z) e^{r_1(x-z)} e^{r_2(x-z)} dz + \int_0^x F(z) e^{r_1(x-z)} e^{-r_2(x-z)} dz \right) \right]. \quad (8d)$$

Uwzględnienie przyjętej wcześniej zależności (5d) prowadzi do prostej zależności

$$N = -E_1 \left[\frac{2r_1+2a+\alpha_0+\beta_0}{r_2} \int_0^x F(z) e^{r_1(x-z)} \sinh r_2(x-z) dz \right]. \quad (9d)$$

Całkowita wartość składowej zmiennej jest sumą wyrażen (7d) i (9d) i określona jest w postaci zależności (2-27).

LITERATURA CYTOWANA W TEKŚCIE

do rozdziałów 1, 2 i 3

1. W. Shockley, Negative Resistance Arising from Transit Time in Semiconductor Diodes, Bell System Tech. Jour., Vol. 33, p. 799, March 1954.
2. W. T. Read, A Proposed High Frequency Negative Resistance Diode, Bell System Tech. Jour. Vol. 37, p. 401—446, 1958.
3. T. Misawa, Negative Resistance in p - n Junctions under Avalanche Breakdown Conditions, Trans. IEEE, v. ED-13, No 1, p. 137—151, 1966.
4. T. Misawa, Multiple Uniform Layer Approximation in Analysis of Negative Resistance in p - n Junctions in Breakdown, Trans. IEEE, v. ED-14, No 12, 1967.
5. M. Gilden, M. Hines, Electronic Tuning Effects in the Read Microwave Avalanche Diode. Trans. IEEE, v. ED-13, No 1, 1966.
6. A. Tager, W. Pierłow, A. Krasitow, Lawinno-prolietnij diodnowyj poluprowodnikowy CB4 pribor, Radiotekhnika i Elektronika, T. XI, No 11, 1966.
7. P.ikus, Podstawy teorii przyrządów półprzewodnikowych, WKiŁ, 1967.
8. R. De Loach Johnston, Avalanche Transit-Time Microwave Oscillators and Amplifiers, Trans. IEEE, v. ED-13, No 1, 1968.
9. Fisher, Small Signal Impedance of Avalanche Junctions with Unequal Electron and Hole Ionization Rates and Drift Velocities, Trans. IEEE, v. ED-14, p. 312—322.
10. B. Hoeflinger, High Frequency Oscillations p^{++} - n^{+} - n - n^{++} . Avalanche Diodes Below the Transit Time Cutoff. Trans. IEEE, v. ED-13, No 1, p. 151—158, 1966.
11. Johnson, Small Signal Analysis of the Read Avalanche Diode, Trans. IEEE ED-15, No 3, p. 141—150, 1968.
12. A. T. Zacharow, I. M. Martinosow, Elektroniceskije swojstwa sloja umnoženija (iz teorii prolietnowo dioda), Poluprowodnikowyje pribory i ich promienienije, Wyp. 18.
13. K. McKay, Avalanche Breakdown in Silicon, Phys. Rev. vol. 94, p. 877—884, 1954.
14. W. J. Evans, G. I. Haddad, A Large-Signal Analysis of IMPATT Diodes, IEEE, vol. ED-15, No 10, 1968.

15. D. L. Scharfetter, H. K. Gummel, Large Signal Analysis of a Silicon Read Diode Oscillator, IEEE, vol. ED-16, No 1, 1969.
16. J. Cohen, Transition Region Properties of Reverse Biased Diffused p - n Junctions, IRE Trans., vol. ED-8, p. 362, 1961.
17. H. Lawrence, R. Warner, Diffused Junction Depletion Layer Calculations, Bell Sys. Tech. Jour., 39, 389, 1960.
18. J. Baranowski, Powielanie lawinowe w elementach półprzewodnikowych, Rozprawy Elektrotechniczne, T. IX, zeszyt 4, 1963.
19. B. Wuł, A. P. Szatow, Ob udarnej jonizacji w kriemieniowych p - n pieriechodach, Fizika twierdowo ciała, t. I, AN ZSRR 1959.

do rozdziału 4

1. W. T. Read, A Proposed High Frequency Negative Resistance Diode, Bell Syst. Techn. Journal, Vol. 37, p. 401—446, 1958.
2. W. J. Evans, G. I. Haddad, A Large-Signal Analysis of IMPATT Diodes, IEEE Trans., Vol. ED-15, No 10, 1969.
3. D. L. Scharfetter, H. K. Gummel, Large Signal Analysis of a Silicon Read Diode Oscillator, IEEE Trans., Vol. ED-16, No 1, 1969.
4. A. Ł. Zacharow, I. M. Martinosow, Elektroniceskije swojstwa słoja umnoženija (iz teorii prolietnowo dioda), Połuprowodnikowyje pribory i ich primienienije, Wyp. 18.
5. W. M. Wald-Pierłow, A. Ł. Zacharow, I. M. Martinosow, Moszczność oddawajemaja w nagruzku generatora na ławinno-prolietnom diodie, Połuprowodnikowyje pribory i ich primienienije, Wyp. 20.
6. W. M. Wald-Pierłow, A. Krasilow, A. Tager, Ławinno-prolietnyj diod-nowyj połuprowodnikowyj SWCz pribor, Radiotekhnika i Elektronika, t. XI, No 11, 1966.
7. R. N. Bełkopytow, Primienienije fazowo-impulsnowo metoda dla razczziota awtogeneratora na ławinno-prolietnom diodie, Połuprowodnikowyje pribory i ich primienienije, Wyp. 20.

do rozdziału 5

1. T. Misawa, Multiple Uniform Layer Approximation in Analysis of Negative Resistance in p - n Junction in Breakdown, IEEE Trans. on Electronic Devices, V. ED-14, No 12, 1967.
2. M. Gilden, M. Hines, Electronic Tuning Effects in the Read Microwave Avalanche Diode, IEEE Trans. on Electronic Devices, V. ED-13, No 1, 1966.
3. H. Bowers, Space Charge Induced Negative Resistance in Avalanche Diodes, IEEE Trans. on Electronic Devices, V. ED-16, No 6, 1968.
4. D. L. Scharfetter, H. K. Gummel, Large Signal Analysis of a Silicon Read Diode Oscillators, IEEE Trans. on Electronic Devices, V. ED-16, No 1, 1969.
5. L. D. Armstrong, High Efficiency X-Band GaAs IMPATT Diodes, IEEE Trans. on Electronic Devices, V. ED-15, No 11, 1968.
6. W. Wald-Pierłow, A. Krasilow, A. Tager, Ławinno-prolietnyj diodnowyj połuprowodnikowyj SWCz, pribor. Radiotekhnika i Elektronika, t. XI, No 11. 1966, Izdatielstwo „Nauka”.
7. B. Hoeflinger, Recent Developments on Avalanche Diode Oscillators, Microwave Journal, V. 12, No 3, March 1969.
8. R. H. Haitz, Nonuniform Thermal Conductance in Avalanche Microwave Oscillators, IEEE Trans. on Electronic Devices, V. ED-15, No 6, 1968.
9. O. P. Marinaccio, Ring-Geometry IMPATT Oscillator Diodes, Proc. of IEEE, V. 56, No 9, Sept. 1968.
10. C. Wurch, Thermisch bedingte Frequenzvariation während des Schwingungsimpulses bei Lawinen-Laufzeit-Dioden, Proc. MOGA-68-Hamburg-Germany, Sept. 1968.

11. W. J. Getsinger, The Packaged and Mounted Diode as a Microwave Circuit, Trans. Inst. Elect. Electron. Engrs., MTT-4, 1966.
12. MA-4900 Series-Silicon Avalanche Oscillator Diodes, Bulletin 4061, Microwave Associates Inc.
13. Katalog amerykańskiej firmy Varian: VAO-11, VAO-12, VAO-21 z roku 1969.

A. ZDOBYCH, M. MAJEWSKI

SURVEY OF METHODS OF ANALYSIS OF PHENOMENA IN IMPATT DIODES

Summary

The paper is an attempt to review the present state of investigations in the field of impact avalanche transit time diodes. It gives a survey of research concerning the analysis of phenomena in diodes working in the avalanche region. The analysis was performed on the IMPATT diode working with small signal amplitudes. A diode equivalent circuit was determined based on the analysis results. Other methods of diode parameters determination were discussed. Some attempts to analyse the phenomena by means of the large signals method were also discussed. A very important problem in IMPATT diodes — that of heat removal — was also considered.

A. ZDOBYCH, M. MAJEWSKI

ÜBERSICHT ÜBER ANALYSEMETHODEN DER IN LAVINENDURCHLAUFDIODEN AUFTRETENDEN ERSCHEINUNGEN

Zusammenfassung

Dieser Artikel stellt die Probe einer Zusammenfassung bisheriger Forschungsergebnisse auf dem Gebiet der Lavinendurchlaufdioden dar. Es wurde eine Übersicht über Bearbeitungen vorgenommen, die die Analyse von Erscheinungen betreffen, in denen unter Lavinendurchlauf Dioden arbeiten. Es wurde weiterhin eine Analyse von Erscheinungen in einer Lavinendurchlaufdiode bei Arbeitsvoraussetzung mittels geringer Signalamplituden durchgeführt. Auf Grund von Ergebnissen dieser Analyse wurde ein Diodenersatzschema bestimmt. Auch andere Bestimmungsmethoden von Diodenparametern wurden erwogen. Es wurden auch manche Analyseproben von Erscheinungen unter Anwendung von Großsignalmethoden behandelt. Ebenfalls wurde das bei Lavinendurchlaufdioden so wesentliche Problem der Wärmeabführung in Angriff genommen.

A. ЗДОБЫХ, М. МАЕВСКИ

ОБЗОР МЕТОДОВ АНАЛИЗА ЯВЛЕНИЙ, ВОЗНИКАЮЩИХ В ЛАВИННО-ПРОЛЕТНЫХ ДИОДАХ

Резюме

Настоящая статья является подытожением достижений уровня развития по лавинно-пролетным диодам. Представлен просмотр работ, относящихся к анализу явлений в диоде в режиме

лавинного пробоя. Анализ этих явлений поддержан закладкой действия с малым сигналом. На основании результатов анализа определена эквивалентная схема диода. Представлены также и другие методы определения параметров лавинно-пролётного диода и некоторые методы анализа с учетом нелинейной теории. В заключении затронуты особенные вопросы, связанные с учетом тепловых эффектов.

Zarys problematyki przesuwu taśmy magnetycznej rejestratora cyfrowego

ŁADYSŁAW GRONAU (WARSZAWA)

Instytut Elektrotechniki

Otrzymano 15.9.1970

Artykuł omawia problematykę przesuwu taśmy magnetycznej rejestratora cyfrowego przeznaczonego zwłaszcza do współpracy z elektroniczną maszyną cyfrową. Po części wprowadzającej, w której podano zależności na pojemność i szybkość przekazywania informacji przez rejestrator cyfrowy, wyszczególnione są rodzaje mechanizmów do przesuwu taśmy: ciągłego, skokowego i przerywnego. Omówione są następne parametry przesuwu taśmy: prędkość, odchylenie prędkości, czas rozruchu i zatrzymania, przyspieszenie oraz naciąg. Uzasadniono konieczność stosowania zasobnika taśmowego w celu amortyzowania naprężeń uderzeniowych i podano przykłady rozwiązań zasobników: rolkowego na ruchomej dźwigni lub ramieniu, komorowego i kasetowego. Wyznaczona została zależność na maksymalną długość odcinka taśmy w zasobniku w funkcji dopuszczalnego naciągu uderzeniowego i wymaganego przyspieszenia. Następnie artykuł zajmuje się zagadnieniem wymuszenia biegu taśmy i omawia stosowane sposoby: mechanicznego, pneumatycznego i ciernego docisku taśmy do rolki napędowej oraz podaje przykłady rozwiązań. Omówiona jest zasada działania mechanicznego docisku trwałego i przerywnego, a dalej system próżniowy i nadciśnieniowy oraz podane są wykresy porównawcze czasów rozruchu i zatrzymania taśmy przy mechanicznym i pneumatycznym wymuszaniu biegu taśmy. W części końcowej poruszony został problem odczytu zapisu skokowego oraz przygotowanie i zaprowadzanie taśmy do rejestratora.

1. REJESTRACJA CYFROWA — POJĘCIA PODSTAWOWE

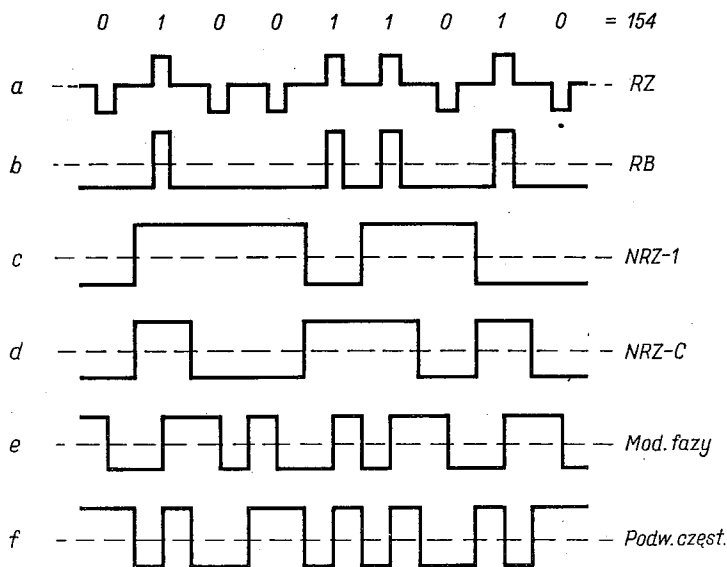
1.1. Omówienie wstępne

Rejestracja informacji przedstawionej techniką dyskretną na taśmie magnetycznej — mimo wiążących się z zapisem magnetycznym [1] problemów — znajduje coraz szersze zastosowanie [109], [111], [112], zwłaszcza przy matematycznych maszynach cyfrowych [97], [98], jak również w cyfrowej technice pomiarowej [37]. Rejestratory zastosowane bezpośrednio jako pamięci taśmowe elektronicznych maszyn cyfrowych [2 do 8] zwane są rejestratorami cyfrowymi, w odróżnieniu od rejestratorów danych cyfrowych, stosowanych w technice pomiarów. Najistotniejsza różnica między nimi polega na czasie rozruchu i zatrzymania taśmy, który w rejestratorach cyfrowych jest 10^2 do 10^4 razy mniejszy. To wymaganie decydująco wpływa na budowę rejestratorów cyfrowych i ich rozwiązanie

konstrukcyjne. Były to dotąd w znacznej większości aparatury stacjonarne, duże, budowane w formie szaf. Spotykane ostatnio coraz częściej wykonania przenośne [66 do 68], [90], [95], [107], [108], [113] posiadają także możliwość bezpośredniej współpracy z maszyną cyfrową.

Czas dostępu do informacji w pamięci taśmowej, stanowiący bardzo istotny czynnik przy jej współpracy z maszyną cyfrową, jest niestety dłuższy niż w przypadku pamięci bębnowej i dyskowej [9], [87 r. 8], a zwłaszcza pamięci ferrytowej [10], [11] lub cienkowarstwowej. Jednak bardzo duża w praktyce pojemność pamięci taśmowej jest niezmiernie ważną zaletą. Dlatego w cyfrowych maszynach liczących, obok pamięci ferrytowych i bębnowych [12] oraz dyskowych, stosuje się szeroko pamięci taśmowe [13], [14], tzw. jednostki taśmy magnetycznej, w których taśma, zwijana w odpowiednie szpule [15], zakładana jest do rejestratora ręcznie. Przeciętny czas zakładania szpuli i zaprowadzania taśmy w rejestratorze cyfrowym jest rzędu 15 do 25 sekund. Badania nad bezszpulowym systemem pracy [16] nie znalazły dotąd zastosowania.

Przetwarzana w maszynie informacja binarna, z istoty swojej charakteryzująca się dwoma stanami, oznaczonymi „1” i „0” zwanymi bitami [17] (z ang. binary digit), jest w rejestratorach reprezentowana dwoma stanami magnetycznymi nośnika: stanem nasycenia (obojętnego znaku) i stanem rozmagnesowania lub stanem nasycenia nośnika naprzemian w jednym i drugim kierunku. Ze względu na małą gęstość zapisu nie znalazły dotąd realizacji próby zapisu „1” i „0” sygnałem sinusoidalnym o dwóch stałych i różnych częstotliwościach [82], mimo zalety małego przesłuchu. Powszechnie stosuje się sygnał



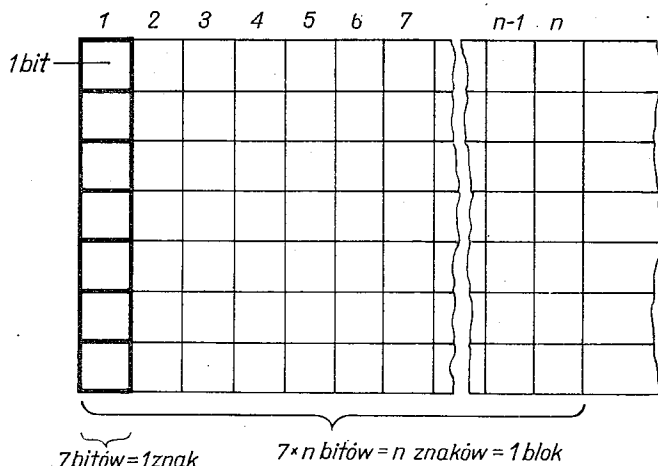
Rys. 1. Metody rejestracji dyskretnej na taśmie magnetycznej

prądu stałego o wartości do kilkudziesięciu mA [29], w zależności od parametrów głowicy (przetwornika) zapisującej i odczytującej. Zapis i odczyt nośnika następuje przy bezpośrednim styku taśmy (przesuwanej przez mechanizm przesuwu) z głowicą, bez dodatkowej polaryzacji głowicy. SEM odczytu jest więc w dużym zakresie proporcjonalna do zmian

strumienia w czasie, co wymaga stosowania odpowiednich układów korekcji amplitudowej i fazowej [30], aby uzyskać żądany kształt impulsu wyjściowego [34]. Dobry styk taśmy z głowicą w dużym stopniu zależy od elastyczności samej taśmy [21], [22]. Ukształtowanie stanu magnetycznego nośnika dokonuje się jedną z sześciu zasadniczych odmian, rys. 1, znanych z literatury [26 r. 6], [31 do 36]. Jako przetworniki używane są obwody magnetyczne ze szczeliną i uzwojeniami. Składają się one z rdzenia złożonego na ogół z dwóch, symetrycznych połówek (jarzm) zbliżonych w kształcie do rozwartej litery C, na które nawinięte są przeważnie dwa, symetryczne uzwojenia [23 do 25], [26 r. 5]. Połówki te w głowicach wielośladowych składane są segmentowo w stos tak, aby wszystkie szczeliny robocze leżały jedna nad drugą w idealnie prostej linii [27], [28], [93], [94], co zabezpiecza przed statycznymi błędami czasowymi między poszczególnymi ścieżkami magnetycznymi zapisu i odczytu. Stos głowic jest zaekranowany i tworzy zwartą jednostkę. Oba rodzaje przetworników usytuowane są w rejestratorach bardzo blisko siebie i we wspólnej obudowie [18 do 20].

1.2. Zapis szeregowy i równoległy

Liczba bitów reprezentujących znak (ang. charakter) wprost wynika z przyjętego kodu [38], a ten zależy od odróżnialnych wartości znaku. Szereg grup impulsów składa się na blok impulsów, najczęściej o zmiennej długości. Każdemu bitowi znaku odpowiada po zarejestrowaniu na taśmie element nośnika magnetycznego, ukształtowany (namagnesowany) według jednej z odmian rejestracji. W starszych rejestratorach elementy te rozmieszczane były na taśmie kolejno na jednej ścieżce [39]. Jest to zapis szeregowy, który wymaga częstego uruchamiania przesuwu taśmy, posiada małą pojemność i nie jest już stosowany.



Rys. 2. Równoległe rozmieszczenie bitów znaku oraz bloku bitów na taśmie

Dążenie do racjonalnego rozmieszczenia informacji na taśmie [40] doprowadziło do powstania metody jednoczesnej rejestracji na taśmie wszystkich bitów znaku w jednym rządku, rys. 2. Jest to więc zapis równoległy, do którego potrzebne są rejestratory wielościeżkowe.

Dawniej najczęściej był stosowany kod o liczbie bitów na znak wynoszącej 6, zaś obecnie 7 [41], [42] a nawet 8 [43]. Wynika stąd, że potrzebne są rejestratory o liczbie ścieżek na taśmie od 7 do 9, ponieważ w praktyce tworzy się ścieżki dodatkowe, wykorzystywane do samokontroli (parity check) oraz dla przebiegu taktującego (zegarowego) [44], [89], jeśli użyta metoda rejestracji nie jest samotaktująca. W związku z tym buduje się rejestratory 7- albo 9-kanalowe dla taśmy o szerokości 1/2 cala oraz dla niektórych przypadków 14- lub 16-kanalowe dla taśmy o szerokości 1 cala. Te ostatnie wykorzystywane są dla podwójnego zapisu każdego z kanałów w celu uzyskania samoczynnej korekcji błędów [45]. O ich użyciu decyduje ważność zarejestrowanej informacji cyfrowej oraz koszty aparatury i taśm.

1.3. Wymagania ogólne

Jednoczesna rejestracja wszystkich bitów wchodzących w skład grupy impulsów wymaga tym precyzyjniejszego przesuwu taśmy i tym dokładniejszego wykonania głowic wielośladowych (w celu uniknięcia dynamicznych i statycznych błędów czasowych [46], [47]), im większa ma być gęstość zapisu na taśmie. Taśma zaś musi wykazywać dokładność wymiarów, dobre przyleganie do głowic i równomierność warstwy magnetycznej [50], [51]. Z tego względu parametry taśm cyfrowych są bardzo starannie badane [48] i odpowiadać muszą wymogom norm [49]. Badana jest każda wyprodukowana taśma i opuszczenie w czasie zapisu kontrolnego choćby jednego bitu eliminuje ją z pracy [91]. W użyciu są taśmy o dwóch standartowych grubościach: 35 μm i 52 μm [91], [92], [105], niekiedy z dodatkową, specjalnie gładką warstwą ochronną o grubości około 1,5 μm [106]. Najlepsze właściwości wykazuje taśma o podłożu poliestrowym (mylarowym). Inne materiały na warstwę podłoża taśmy są gorsze. Na przykład acetat wykazuje dużą podatność na darcie [105] i rzadko jest stosowany, zaś polichlorek winylu wskutek nierównej struktury powierzchni [54] jest często powodem powstawania w procesie produkcyjnym dziur magnetycznych (drop-outów). Te ostatnie materiały są jednak znacznie tańsze.

Rejestratory cyfrowe współpracujące z maszyną cyfrową spełniać muszą trzy podstawowe warunki: a) zapewnić pracę przerywną, b) zapewnić mały czas rozruchu i zatrzymania taśmy oraz c) zapewnić nieprzekroczenie dopuszczalnego naciągu taśmy w stanie ustalonym i dynamicznym biegu taśmy. Dwa pierwsze warunki wynikają głównie z racji ekonomicznych, które wymagają, aby w przerwach (lukach) ciągów impulsów taśma była w stanie spoczynku, zaś z chwilą pojawienia się impulsu nabierała w czasie średnio 5 milisekund pełną prędkość przesuwu. Tego rodzaju współpraca rejestratora z maszyną cyfrową musi odbywać się automatycznie na rozkazy z maszyny [52], z możliwością także ręcznego sterowania [104]. Na ogół rejestratory cyfrowe pracują z jedną do najwyżej trzech prędkości przesuwu. Dla maszyn cyfrowych szybkich buduje się rejestratory o dużych prędkościach, rzędu 3 m/s, a dla maszyn wolnych, na przykład w telekomunikacji [86, s. 243], [100], rejestratory o małych prędkościach, rzędu kilku cm/s. W tablicy 1 zestawione są znormalizowane, najczęściej stosowane prędkości rejestratorów dla przesuwu ciągłego i przerywnego. Warunek trzeci wynika z konieczności zabezpieczenia trwałości taśmy, która w pracy przerywnej i skokowej poddawana jest bardzo dużym przyśpieszeniom.

Tablica 1

Wartości najczęściej stosowanych prędkości taśmy w przesuwie ciągłym i skokowym

	$\frac{\text{cali}}{\text{s}}$	$\frac{3}{5}$	$1\frac{1}{2}$	$1\frac{3}{5}$	$1\frac{7}{8}$	3	$3\frac{3}{4}$	4	$6\frac{1}{4}$	$7\frac{1}{2}$	10
	$\frac{\text{cm}}{\text{s}}$	1,53	3,81	4,06	4,75	7,62	9,52	10,16	15,86	19,05	25,40
v	$\frac{\text{cali}}{\text{s}}$	$12\frac{1}{2}$	15	$18\frac{3}{4}$	21	24	25	30	36	$37\frac{1}{2}$	45
	$\frac{\text{cm}}{\text{s}}$	31,75	38,1	47,62	53,34	60,96	63,50	76,2	91,44	95,25	114,3
	$\frac{\text{cali}}{\text{s}}$	60	75	—	—	100	$112\frac{1}{2}$	120	150	200	300
	$\frac{\text{cm}}{\text{s}}$	152,4	190,5	200	250	254	285	304,8	381	508	762

Odmianą rejestratorów cyfrowych są rejestratory skokowe [95], [97], [113], budowane w wersjach portabilnych, rzadko jednak stosowane do bezpośredniej współpracy z maszyną cyfrową.

1.4. Pojemność cyfrowego zapisu szpuli taśmy

Ilość informacji G zawartej w szpuli zależy od dwóch czynników:

- od wymiarów gabarytowych taśmy (szerokość, grubość, długość),
- od sposobu rozmieszczenia impulsów na taśmie przy zapisie (liczba ścieżek n , gęstość bitów g).

Dla określonych rozmiarów szpuli z taśmą o długości l , liczbie ścieżek n i gęstości g (bitów na jednostkę długości ścieżki) można napisać:

$$G = l \cdot n \cdot g \text{ (bitów).}$$

W tablicy 2 podano długości taśm dla dwóch standartowych grubości i typowych średnic szpul. Liczba ścieżek rzutuje na szerokość taśmy. Gęstość bitów g zależy od zdolności zapisu układu rejestrującego i odczytu układu odczytującego. W celu zapewnienia wymienności zapisów wartości gęstości są znormalizowane i według IBM wynoszą: 8, 22, 31,5 i 63 bity/mm długości ścieżki. Wartości te przyjęte są również w normie brytyjskiej i niemieckiej. Przy liczbie ścieżek $n = 9$, długości $l = 720$ m i gęstości $g = 31,5$ bitów/mm maksymalna pojemność zapisu przy przesuwie ciągłym ma wartość:

$$G = 720 \cdot 31,5 \cdot 9 \cdot 10^3 = \sim 20 \cdot 10^7 \text{ (bitów).}$$

Wyobrażenie o wartości tej pojemności daje przykład. Jeśli przyjąć jako długość słowa 40 bitów, to pojemność szpuli wyniesie 5 milionów słów, co odpowiada treści 20 książek 500-stronicowych po 500 słów na każdej stronie o formacie B5.

Tablica 2

Długości taśm o dwóch standartowych grubościach nawiniętej na trzech standartowych szpulach o najczęściej używanych średnicach oraz pojemność informacji zawartej w szpuli (na jednej ścieżce magnetycznej) przy przesuwie ciągłym i skokowym, o parametrach zapisu według tablicy

Grubość $\left(\begin{matrix} \mu\text{m} \\ (\text{milical}) \end{matrix} \right)$			Długość taśmy $\left(\begin{matrix} \text{m} \\ (\text{stopy}) \end{matrix} \right)$ w szpulach o średnicy:			Pojemność (bitów/ścieżkę) dla szpuli o średnicy 20,3 cm (8 cali)	
podłoże	warstwa magne- tyczna	całość	20,3 cm (8 cali)	26,7 cm (10,5 cala)	35,6 cm (14 cali)	przy $g = 31,5$ bitów/mm (800 bitów/cal)	przy 8 skokach/mm (200 bitach/cal)
25 (1)	10 (0,4)	35 (1,4)	550 (1800)	1100 (3600)	2200 (7200)	$17,35 \times 10^6$	$4,33 \times 10^6$
37 (1,5)	15 (0,6)	52 (2,1)	360 (1200)	720 (2400)	1450 (4800)	$11,34 \times 10^6$	$2,83 \times 10^6$

W warunkach praktycznych efektywna pojemność zapisu taśmy cyfrowej dla maszyn matematycznych jest mniejsza, z uwagi na przerwy (luki) między ciągami impulsów.

Dalsze zwiększenie pojemności informacji magnetycznej taśmy cyfrowej według czynnika b) jest przedmiotem badań [56 do 59], [96], [99]. Nie wydaje się jednak, aby przy obecnych możliwościach dokładności rozmieszczenia na taśmie informacji, można było wkrótce oczekiwać rewelacji.

1.5. Szybkość przekazywania informacji

Szybkość przekazywania informacji (grup impulsów) przez rejestrator cyfrowy zależy od gęstości zapisu bitów na taśmie i prędkości przesuwu taśmy i wynosi:

$$V = g \cdot v \text{ (bitów/s).}$$

Gęstość bitów ograniczona jest zarówno jakością taśmy jak i dokładnością głowic i prowadzenia taśmy. Z tego względu zwiększenie szybkości przekazywania informacji przez rejestrator z przesuwem przerywnym może być osiągnięte przez zastosowanie dużych prędkości przesuwu taśmy. Przy przesuwie skokowym szybkość przekazywania informacji jest równa liczbie skoków/s, a więc jest znacznie mniejsza niż przy przesuwie przerywnym. Wzrost prędkości zwiększa koszt rejestratora. Z tego względu, dla wolnych systemów przetwarzania buduje się rejestratory cyfrowe o prędkościach małych, również w wersjach portabilnych [66], [68], [70], [90], [100], [107], [108].

2. ZASTOSOWANIE REJESTRATORÓW CYFROWYCH I WYNIKAJĄCE Z NICH RODZAJE PRZESUWU

Rejestratory cyfrowe mają dwojakie zastosowanie: a) w technice pomiarowej oraz b) przy maszynach cyfrowych. W technice pomiarowej ma się do czynienia na ogół z nieprzerwanymi ciągami impulsów o dużym zakresie zmiany szybkości przekazywania lub

z pojedynczymi grupami impulsów, zaś w maszynie cyfrowej, przy na ogół dużej szybkości przekazywania, między ciągami impulsów występują częste luki. W związku z tym budowane są rejestratory o trzech sposobach przesuwu taśmy: ciągłym, skokowym i przerywnym. Stąd ich odmienna budowa i różne przeznaczenie. Ostatnio spotyka się tendencje do budowy urządzeń typu przenośnego o wszystkich trzech sposobach przesuwu. Uzyskuje się to kosztem pogorszenia pewnych parametrów w stosunku do typu stacjonarnego, zwłaszcza zmniejszenia szybkości przekazywania informacji i czasu rozruchu taśmy [66 do 68], [90], [95], [107], [108], [113].

2.1. Przesuw taśmy ciągły

Rejestratory informacji dyskretnych z ciągłym przesuwem taśmy zwane są rejestratorami danych cyfrowych i stosowane są w nowoczesnej technice pomiarowej [37], [53]. Charakteryzują się one gęstością zapisu od 8 do 63 impulsów/mm długości ścieżki magnetycznej oraz dużą rozpiętością nastawianych prędkości przesuwu od 2,4 cm/s do 308 cm/s. Napęd taśmy odbywa się w skomplikowanych układach serwonapędowych, które zapewniają dokładność prędkości do ułamka procenta. Rejestratory danych cyfrowych sterowane są w sposób ręczny i nie posiadają na ogół zasobnika taśmowego. W przypadku pauzy w ciągu impulsów taśma biegnie dalej, zaś czas jej zatrzymania i ponownego uruchomienia wynosi kilka sekund. Tego rodzaju rejestratory nie nadają się do współpracy z maszyną cyfrową.

2.2. Przesuw taśmy skokowy

Jeśli rejestrowana informacja składa się z pojedynczych znaków, między którymi umiejscowione są dłuższe pauzy, to najbardziej ekonomiczne jest stosowanie skokowego przesuwu taśmy [61]. W rejestratorach tego rodzaju skok taśmy ma stałą długość, natomiast prędkość w czasie skoku najpierw narasta, potem maleje. Najczęściej w czasie każdego skoku dokonuje się rejestracji (odczytu) jednego znaku-rzędu impulsów. Od minimalnej długości skoku zależy gęstość zapisu na taśmie. Stosuje się odległości skoku od około 0,032 mm [68], [84] do najczęściej stosowanych wartości 0,125 mm [62], [66], [95]. Rzadziej stosuje się zapis znaku na taśmie zatrzymanej, przy którym skok następuje już po dokonaniu zapisu [63]. W jednym starszym rozwiązaniu [64] do uzyskania skokowego przesuwu zastosowano perforację taśmy magnetycznej. Liczba skoków taśmy przy zapisie dochodzi obecnie do 1000/s [65 do 68].

Zapis skokowy nie wykazuje luk, lecz pojemność jego jest znacznie mniejsza w porównaniu do zapisu z przesuwem przerywnym i wynosi około 8 bitów/mm długości ścieżki magnetycznej. Mimo to rejestratory skokowe są coraz częściej stosowane, gdyż wydajność ich jest większa od wydajności dziurkarek, w których gęstość rejestracji nie przekracza 4 znaków/cm długości taśmy perforowanej, nadającej się tylko do jednorazowego zapisu [55].

Rejestratory cyfrowe skokowe budowane są w dwóch wariantach:

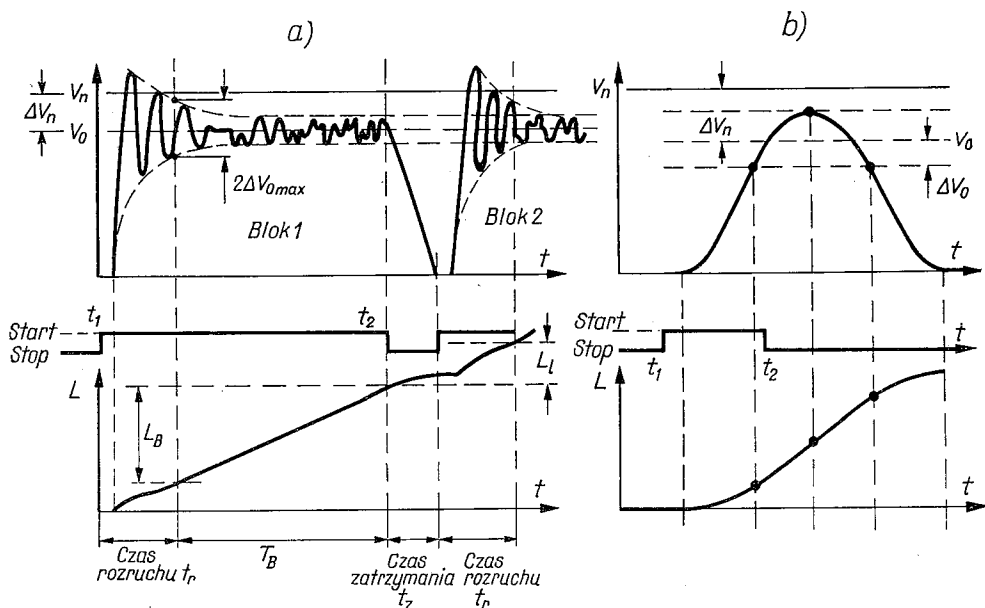
- a) z zapisem zgodnym z parametrami istniejącymi w rejestratorach o przesuwie ciągłym i przerywnym (według 2.1 i 2.3),
- b) z rozkładem informacji innym niż w a), o mniejszej na ogół gęstości.

W pierwszym przypadku rozkład śladów, gęstość zapisu, kod i układ bloku impulsów oraz taśma i szpule są takie same jak przy przesuwie ciągłym i przerywnym i zapis ten może być bezpośrednio odczytany w rejestratorze maszyny cyfrowej. Drugi wariant, to urządzenia znacznie prostsze w budowie, lecz zapis przez nie dokonany wymaga przetworzenia na zapis dostosowany do rejestratora maszyny cyfrowej. Buduje się także uproszczone wersje rejestratorów, przeznaczone do samego zapisu lub samego odczytu, oraz wersje bardzo rozbudowane, o trzech sposobach przesuwu nośnika magnetycznego.

Znacznie przyśpieszenia taśmy w czasie skoków są powodem, że do niezbędnego wyposażenia mechanizmu skokowego należy zasobnik taśmowy. Rejestratory skokowe zwane są asynchronicznymi, bo prędkość przesuwu taśmy jest asynchroniczna do stałej, zewnętrznej częstotliwości taktującej [60, s. 29].

2.3. Przesuw taśmy przerywny

Ten sposób przesuwu nośnika spełnia warunek zastosowania rejestratora do współpracy z maszyną cyfrową. O jakości mechanizmu, realizującego przesuw przerywny świadczy odcinek L_1 taśmy, jaki przesunie się od momentu rozkazu STOP do momentu osiągnięcia pełnej prędkości po następnym rozkazie START. W praktyce L_1 przeważnie wynosi od 1 do 20 mm.



Rys. 3. Przebieg prędkości przesuwu oraz długość taśmy od chwili rozkazu START ($t_r = 0$) do momentu rozkazu STOP ($t_z = 0$) i zatrzymania się taśmy, przy pracy przerywnej (rys. a) i skokowej (rys. b)

Jeśli przez L_B oznaczyć długość bloku impulsów, zapisanych na taśmie, rys. 3, to wykorzystanie taśmy określa zależność:

$$w = \frac{\sum L_B}{\sum L_B + \sum L_I} = \frac{1}{1 + \frac{\sum L_I}{\sum L_B}}.$$

Jeśli gęstość zapisu wynosi g bitów/mm długości ścieżki magnetycznej przy przesuwie ciągłym, to efektywna gęstość bitów przy zapisie przerywnym wyniesie:

$$g_{ef} = g \cdot w = \frac{g}{1 + \frac{\sum L_I}{\sum L_B}},$$

a więc wzrasta tym bardziej, im mniejszy jest stosunek długości luk do długości bloków impulsów. W praktyce długość bloków impulsów L_B wynosi od dziesiątych części milimetra do kilku centymetrów.

Rejestratory cyfrowe z mechanizmem o przerywnym przesuwie taśmy charakteryzują się dużą szybkością przekazywania informacji. Nazywają się one rejestratorami synchronicznymi, gdyż, podobnie jak mechanizmy o przesuwie ciągłym, cechują się stałą prędkością w czasie zapisu i odczytu, proporcjonalną do zewnętrznej, stałej częstotliwości taktującej [60, s. 29].

3. ZAGADNIENIE PRĘDKOŚCI, CZASU ROZRUCHU I ZATRZYMANIA TAŚMY

3.1. Prędkość przesuwu

We wszystkich rodzajach mechanizmów przesuwu elementem zadającym bieg taśmie jest obrotowa rolka przesuwu, której prędkość obwodowa:

$$v_n = 2 \cdot \pi \cdot R \cdot n \left| \frac{\text{cm}}{\text{s}} \right|,$$

gdzie: R — promień rolki przesuwu w cm,

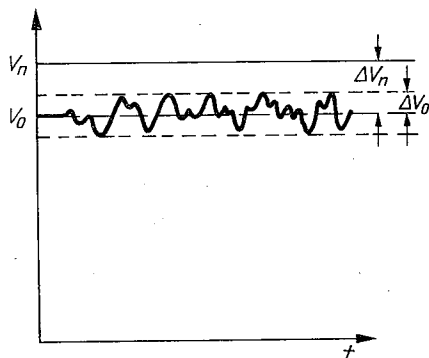
n — liczba obrotów tej rolki na s,

zwana jest znamionową prędkością przesuwu taśmy w warunkach całkowitej eliminacji poślizgu taśmy na rolce. Rolka przesuwu napędzana jest silnikiem bezpośrednio lub poprzez odpowiednią przekładnię mechaniczną i ewentualnie sterowane sprzęgło [104].

Przy pracy z przesuwem przerywnym najczęściej wymagany jest obukierunkowy bieg taśmy. Realizacja tego następuje za pomocą dwóch, przeciwnie wirujących rolek przesuwu, usytuowanych symetrycznie do głowic i napędzanych oddzielnym lub wspólnym silnikiem. W najnowszych rozwiązaniach coraz częściej stosuje się napęd obukierunkowy za pomocą jednej tylko rolki [68], [70], [71], [102], [103]. W rejestratorach skokowych z reguły stosuje się jedną tylko rolkę przesuwu.

3.2. Odchylenie prędkości

Wskutek nieuniknionych niedoskonałości mechanizmu rzeczywista prędkość taśmy v_o , zwana prędkością średnią, różnić się może wzdłuż jej długości od prędkości znamionowej v_n . Wartość tej różnicy, rys. 3 i 4, nie może przekraczać $\pm 2\%$. Wymaganie to odnosi się także



Rys. 4. Prędkość przesuwu: znamionowa v_n , średnia v_o , odchylenia prędkości Δv_n i wahania prędkości Δv_o w funkcji czasu t

do mechanizmów skokowych przełączanych na przesuw przerywny lub ciągły. Poza tym średnia prędkość v_o wykazuje wahania Δv_o o częstotliwości od około 0,1 do około 5000 Hz i wartości międzyszczytowej od 1 do 5%. Chwilowa maksymalna wartość odchylenia rzeczywistej prędkości taśmy zapisu i odczytu od prędkości znamionowej wynosi:

$$\Delta v = \Delta v_n + \Delta v_o.$$

W rejestratorach cyfrowych dopuszczalne tolerancje prędkości przesuwu są znacznie szersze niż w innych typach rejestratorów. Zapis cyfrowy nie wymaga dużej stałości prędkości przesuwu (jeśli tylko znaki są odczytywane bezbłędnie), natomiast wymagania co do czasu rozruchu i zatrzymania taśmy są wysokie.

3.3. Czas rozruchu i zatrzymania taśmy

Najistotniejszym parametrem przesuwu taśmy w rejestratorze cyfrowym jest czas rozruchu i zatrzymania taśmy. Czas ten rzutuje w pracy przerywnej na wielkość luk w zapisie informacji na taśmie, a przy przesuwie skokowym ogranicza liczbę skoków na sekundę.

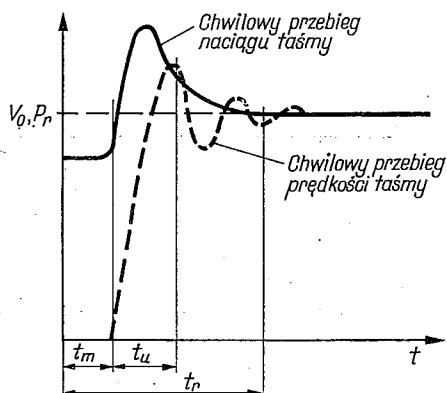
Na rys. 3 pokazane są przebiegi ilustrujące prędkość i długość taśmy od chwili rozkazu *start* do momentu rozkazu *stop* i zatrzymania taśmy przy pracy przerywnej (3a) i skokowej (3b). Chwilowa wartość prędkości od chwili startu w pracy przerywnej (obwiednia kreskowana) decyduje o zakończeniu czasu rozruchu t_r . Od tego momentu bieg taśmy odbywa się w granicach dopuszczalnych tolerancji, a proces zapisu i odczytu jest poprawny. Zatrzymanie biegu taśmy (licząc od rozkazu *stop*) do chwili jej unieruchomienia określa czas zatrzymania taśmy t_z . Łączny czas rozruchu i zatrzymania taśmy jest czasem nieuży-

tecznym, który rzutuje na odcinek L_l , stanowiący lukę (inter record gape) między blokami impulsów na taśmie o maksymalnej długości:

$$L_l \leq v_o(t_r + t_z - t_m),$$

gdzie t_m jest czasem zadziałania układu elektromechanicznego załączania, rys. 5.

Czynna długość taśmy, na której znajduje się informacja binarna, oznaczony L_B , mieści się w odcinku od zakończenia rozruchu i przed rozpoczęciem procesu zatrzymania.



Rys. 5. Chwilowy przebieg prędkości i naciągu taśmy w funkcji czasu t oraz czas zadziałania układu elektromechanicznego załączania przesuwu $t_m \ll t_r$, czas trwania naciągu udarowego t_u i czas trwania rozruchu taśmy t_r do momentu uzyskania żądanej wartości prędkości

Praktyczna długość bloku impulsów na taśmie musi być nieco krótsza od L_B , z uwagi na nieuniknione, małe rozbieżności t_r i t_z , które trzeba uwzględnić, zwłaszcza w celu zapewnienia współpracy z rejestratorami od innych maszyn cyfrowych [72]. Z tego względu w niektórych rozwiązaniach stosuje się elektroniczne obwody opóźniające zapis/odczyt, które łączone są rozkazem *start* i których opóźnienie jest odpowiednio większe od czasu t_r .

4. PRZYSPIESZENIE I NACIĄG TAŚMY — KONIECZNOŚĆ AMORTYZACJI NAPRĘŻEŃ

4.1. Przyspieszenie taśmy

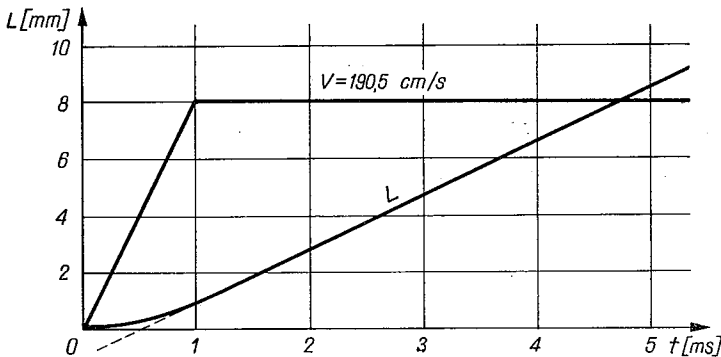
O przyspieszeniu taśmy przy rozruchu decydują: a) czas rozruchu t_r , w którym taśma osiąga prędkość v_o w pracy przerywnej, b) odcinek przesuniętej taśmy L_{sk} i ilość skoków na sekundę w pracy skokowej.

W ruchu przerywnym na całkowity czas rozruchu t_r składają się: czas zadziałania układu elektromechanicznego t_m , rzeczywisty czas rozruchu t_u oraz czas ustalania się prędkości, rys. 5. Z dużym przybliżeniem można przyjąć, że przyspieszenie taśmy jest jednostajne i odbywa się wyłącznie w czasie t_u , który jest różny w poszczególnych rejestratorach i w typowych wersjach stacjonarnych waha się w granicach od 1 ms [19] do około 2,5 ms [87,

s. 233]. Jeśli przyjąć bardziej krytyczną wartość $t_u = 1$ ms oraz końcową prędkość w stanie ustalonym $v_o = 1905$ mm/s, wówczas wartość przyspieszenia w ruchu przerywnym wyniesie:

$$a = \frac{1905 \text{ mm/s}}{1 \cdot 10^{-3} \text{ s}} = 1905 \text{ m/s}^2.$$

Rysunek 6 ilustruje w sposób uproszczony przebieg rozruchu oraz długość przesuniętej taśmy w czasie t od 0 do 5 milisekund.



Rys. 6. Uproszczony przebieg rozruchu oraz długość przesuniętej taśmy w czasie $t = 0 \div 5$ ms

W ruchu skokowym taśma również poddana jest dużemu przyspieszeniu w czasie skoku. Według rys. 3b można założyć, że 40% skoku odbywa się w czasie równym 25% trwania skoku. Przyjmując skok o długości $L_{sk} = 0,125$ mm i czas trwania 1 ms (1000 skoków na sekundę) można napisać:

$$a = \frac{2 \cdot 0,4 \cdot L_{sk}}{(0,25 \cdot 10^{-3})^2} = \frac{0,1 \cdot 16}{10^{-6}} = 1600 \text{ m/s}^2.$$

Przyspieszenie taśmy w ruchu skokowym w podanym przykładzie jest więc tego samego rzędu co w mechanizmach z ruchem przerywnym.

4.2. Naciąg taśmy

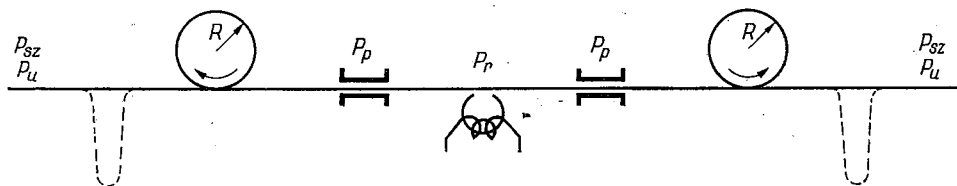
Proces rejestracji na taśmie magnetycznej wymaga ścisłego przylegania taśmy stroną czynną do nabiegunków głowicy, tzw. czoła głowicy, między którymi usytuowana jest szczelina robocza. Miernikiem jakości przylegania taśmy jest jej prostopadły nacisk na czoło głowicy. Ponieważ wyznaczenie wartości tego nacisku napotyka na trudności, więc przyjęto parametr pośredni, mianowicie wartość naciągu wzdłużnego taśmy wraz z określonym kątem opasania w czasie biegu taśmy. W zależności od konstrukcji głowicy wartość kąta opasania wynosi od 5° do 10° .

Według rys. 7 naciąg roboczy P_r na czole głowicy magnetycznej w stanie ustalonym biegu taśmy wynosi:

$$P_r = P_p + P_{sz},$$

gdzie P_{sz} jest naciągiem pochodzącym od szpuli, zaś P_p naciągiem pomocniczym, stosowanym w napędzie z zasobnikiem taśmowym [60, s. 65–66].

Właściwa wartość naciągu roboczego wynosi $P_r = 175$ G przy szerokości taśmy $\frac{1}{2}$ cala. Zbyt duża wartość naciągu jest niekorzystna, gdyż zmniejsza żywotność głowic, wydłuża



Rys. 7. Oznaczenie naciągów wzdłużnych taśmy

czas t_r i t_z i może także wpływać na zmianę średniej prędkości v_o . Za duży naciąg przy zwijaniu może być powodem deformacji taśmy w szpuli.

Występujące w czasie rozruchu przyspieszania taśmy są źródłem dodatkowego naciągu udarowego P_u , który sumuje się w czasie t_r z naciągiem podstawowym P_r , tak, że wypadkowy naciąg dynamiczny ma wartość:

$$P_{ru} = P_p + P_{sz} + P_u.$$

Aby naciąg udarowy nie zagrażał wyciągnięciu taśmy, co byłoby równoznaczne ze zniekształceniem czasowym zapisu, lub jej zerwaniu dąży się, aby stosunek:

$$K = P_u/P_r \leq 2.$$

Rysunek 5 ilustruje schematycznie chwilowy przebieg rozruchu i naciągu taśmy w czasie t_r . Wartość naciągu wzdłużnego w czasie spoczynku jest mniejsza od wartości roboczej w stanie ustalonym. W wartości czasu rozruchu t_r zawarte jest także opóźnienie elektromechaniczne t_m oraz czas ustalania się prędkości; t_u określa czas trwania przyspieszenia, w którym powstaje naciąg udarowy P_u .

4.3. Zasobnik taśmowy

4.3.1. Konieczność amortyzowania naprężeń

Spełnienie obu warunków: małe czasy t_r i t_z oraz $P_u \leq 2P_r$, nie jest możliwe do spełnienia w typowym mechanizmie szpulowym (np. w rejestratorze danych). Oba te warunki wykluczają się wzajemnie. Spełnienie warunku pierwszego przy taśmie bezpośrednio odwijanej ze szpuli o znacznej bezwładności, spowodowałoby powstanie tak dużej wartości naciągu udarowego, że nastąpiłoby zerwanie taśmy. Wartość naciągu udarowego można wyznaczyć uwzględniając moment siły, moment bezwładności szpuli z taśmą wraz z detalami napędu oraz przyjmując przykładowo wartość sumarycznej masy $m = 0,21$ kg i przyspieszenie $a = 1905$ m/s², zgodnie z zależnością:

$$P_u = \frac{a \cdot m}{2} = \frac{1905 \cdot 0,21}{2} = 200 \text{ [N]}.$$

Mechanizm rejestratora cyfrowego musi z tego względu cechować odmienna od wszystkich innych mechanizmów konstrukcja w zakresie drogi biegu taśmy, w trakcie której nastąpić musi zamortyzowanie udaru. Elementem amortyzującym naprężenie jest zasobnik taśmowy, usytuowany w bezpośredniej bliskości obu szpul, który separuje je od detali wymuszających bieg taśmy. Zasobnik ma za zadanie tak długo pobierać lub wydawać zasób zmagazynowanej taśmy, dopóki szpule nie osiągną wymaganej prędkości obrotowej. W zasięgu zasobnika odcinek taśmy winien być możliwie swobodny, o minimalnej bezwładności związanej, aby spełnić warunek transformacji dużej bezwładności szpuli wraz z napędem na małą bezwładność odcinka taśmy. Długość tego odcinka wynika z dopuszczalnego naciągu udarowego, a jednocześnie musi wystarczać dla regulacyjnych warunków serwonapędu szpul.

4.3.2. Praca z zasobnikiem

Rolka przesuwu napędu głównego pobiera w czasie pracy zapas taśmy z zasobnika, którego bieżące uzupełnianie ze szpuli jest zautomatyzowane. Odpowiednie czujniki wytwarzają sygnały sterujące pracą napędu szpul taśmowych. Taki rodzaj zasobnika, który reguluje swoją zawartość, nosi nazwę zasobnika aktywnego, w odróżnieniu od zasobnika pasywnego, który nie steruje dopływem lub odpływem taśmy i stosowany jest najczęściej jako uzupełnienie, obok zasobnika aktywnego.

Z zasobnikiem aktywnym wiąże się konieczność stosowania serwonapędowych układów uruchamiania szpul taśmowych, którym nieodłącznie towarzyszą liczne podzespoły elektroniczne, wchodzące w skład mechanizmu cyfrowego. Stosowane są trzy rodzaje zasobników taśmowych: rolkowy na ruchomej dźwigni lub ramieniu, komorowy oraz kasetowy.

4.3.3. Odcinek taśmy w zasobniku

Mała wartość naciągu udarowego taśmy przy wymaganej wartości przyspieszenia może nastąpić tylko przez zmniejszenie masy odcinka taśmy, jaka ma być poddana przyspieszeniu. Ogólne wyrażenie na maksymalną długość L odcinka taśmy, jaki zmagazynowany jest w zasobniku i dochodzi do rolki przesuwu, można napisać w postaci:

$$L = \frac{P_u}{\gamma \cdot a} \text{ [m]}.$$

Masa jednostkowa taśmy o szerokości $\frac{1}{2}$ cala i podłożu o grubości $25 \mu\text{m}$ wynosi $\gamma = 0,0765 \text{ g/m}$, zaś $P_u = KP_r = 2 \cdot 175 \text{ G} = 350 \frac{\text{gm}}{\text{s}^2}$; stąd po podstawieniu:

$$L = \frac{350}{0,0765 \cdot 1905} = 2,4 \text{ [m]}.$$

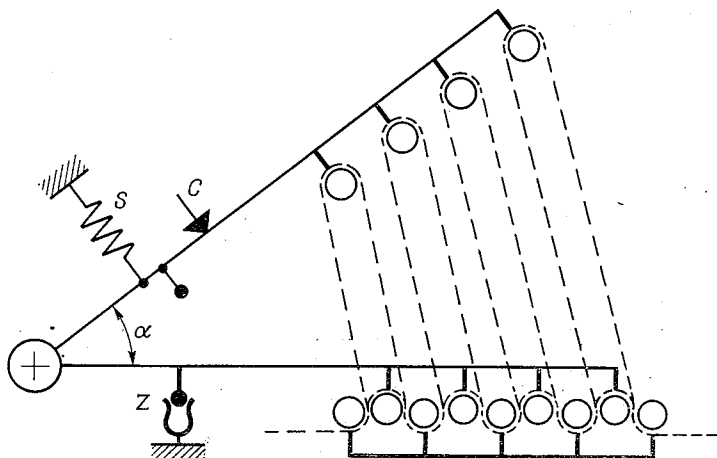
Odcinek L rzutuje na konstrukcyjne rozwiązanie zasobnika, zwłaszcza w wykonaniu komorowym i przy dużych prędkościach przesuwu, oraz decyduje o własnościach serwo-mechanizmu napędu szpul. W praktyce odcinek ten dla bezpieczeństwa i ze względów

praktycznych jest nieco krótszy; można sobie na to pozwolić zwłaszcza przy małych prędkościach przesuwu taśmy. W mechanizmach o przesuwie skokowym wymagana długość odcinka taśmy w zasobniku jest znacznie (około 10-krotnie) mniejsza.

4.4. Przykłady rozwiązań zasobników

4.4.1. Ruchome ramię z rolkami oraz ruchoma dźwignia

Przy średnich prędkościach przesuwu taśmy do około 1,5 m/s stosowano do niedawna zasobnik taśmowy z ruchomym ramieniem i szeregiem obrotowych rolek o bardzo małej bezwładności, co pozwalało na uzyskanie czasów t_r i t_z rzędu kilkudziesięciu milisekund. Część rolek (około połowa) zamocowana jest na stałe, zaś pozostałe w kolejności przeplatanej, na ruchomym ramieniu (ang. — dancer arm), rys. 8a. W pozycji wyjściowej do za-



Rys. 8. Zasobnik taśmowy z ruchomym ramieniem i przeplatanym rozmieszczeniem rolek prowadzących o minimalnej bezwładności

kładania taśmy znajduje się zatrzask Z, unieruchamiający ramię. Umożliwia to łatwe wprowadzanie taśmy (po linii prostej), która w pozycji roboczej (kąt $\alpha > 0$) opasuje kolejno wszystkie rolki na przemian. Długość maksymalna odcinka taśmy w zasobniku wynosi około 1 ÷ 1,5 m i zależy od liczby rolek i maksymalnej wartości kąta wychylenia ramienia. Sprężynka S wprowadza statyczny naciąg początkowy. Rolki wykonane są z lekkiego metalu lub z plastyku i są na ogół szersze od taśmy (8 ÷ 15 mm). Czop C ogranicza wychylenie ramienia. Ten system zasobnika wykorzystany jest w niektórych rozwiązaniach przenośnych, w których czas rozruchu [70] ma wartość około 50 ms, a czas zatrzymania taśmy około 100 ms.

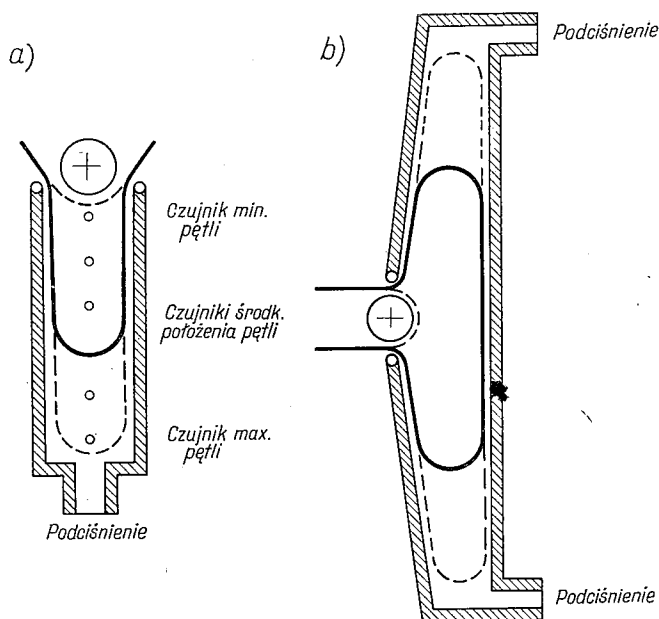
4.4.2. Ruchoma dźwignia z rolką

Przy małych i bardzo małych prędkościach przesuwu taśmy stosuje się zasobnik z rolką na ruchomej dźwigni. Maksymalna długość zawartej taśmy nie przekracza 20 cm. Położenie dźwigni ustala sprężynka lub specjalny układ pneumatyczno-elektroniczny. Zasobnik

taki stosowany jest szczególnie przy mechanizmach o skokowym przesuwie taśmy [66]. W jednym z nowszych rozwiązań [68] uzyskano w tych warunkach czasy t_r i t_z rzędu 20 ms przy prędkości 955 mm/s, w innym [108] od 15 do 30 ms.

4.4.3. Komora pneumatyczna z czujnikami

Do współpracy bezpośredniej z szybkimi maszynami cyfrowymi budowane są mechanizmy przesuwu taśmy z zasobnikiem pneumatycznym, składającym się z jednej, a najczęściej z dwu komór. Komora jest na ogół kształtu podłużnego, zbliżonego do prostokąta, o długości dochodzącej do 1 m. W miejscu komory odległym od miejsca wprowadzenia i wyprowadzenia taśmy znajduje się wylot przewodu rurowego pompy podciśnieniowej. Podciśnienie o wartości około 0,5 atm formuje pętlę taśmy w kształcie litery *U* w komorze jednokierunkowej lub litery *C* (i odwrócone *C*) w komorze dwukierunkowej, rys. 9. W jed-



Rys. 9. Zasobnik taśmowy pneumatyczny z komorą jedno- i dwukierunkową

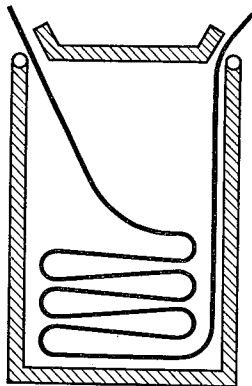
nym z rozwiązań starszych, w celu zmniejszenia gabarytu, zastosowano w komorze ściankę działową, dzięki czemu taśma układa się w kształt podwójnej litery *U*.

Różnica ciśnień między obu stronami taśmy w komorze decyduje o naciągu początkowym. Może ona być zwiększona przez wprowadzenie małego, dodatniego ciśnienia do wewnętrznej strony pętli. W niektórych rozwiązaniach — w celu uzyskania bezdotykowej pracy taśmy w komorze — stosuje się otworki w ściankach bocznych, równoległych do płaszczyzny taśmy, przez które dopływa powietrze, tworzące poduszkę powietrzną między tymi ściankami a taśmą. Ściana zewnętrzna, prostopadła do płaszczyzny taśmy, jest przezroczysta, co zapewnia wzrokową kontrolę stanu zawartości zasobnika.

W zasobnikach komorowych następuje automatyczna regulacja długości pętli taśmy. W tym celu jako przetwornik do pomiaru długości odcinka taśmy stosuje się najczęściej czujnik foto-elektryczny, rzadziej mechaniczny, pneumatyczny lub pojemnościowy. W jednym z rozwiązań zastosowano po 5 czujników foto-elektrycznych [104], w innym czujnik pneumatyczno-pojemnościowy [19], przetwarzający zmianę ciśnienia na zmianę pojemności, która przestraja elektryczny układ mostkowy, powodując powstanie sygnału błędu, korygującego prędkość obrotową silnika napędu szpuli. Jeśli z zasobnika więcej taśmy odpływa niż przychodzi, pętla taśmy ulega skróceniu, gdy jest odwrotnie, pętla się wydłuża. Odpowiednio przetworzony sygnał z czujnika zostaje porównany z poziomem odniesienia — reprezentującym np. średnią długość pętli w komorze — i różnica, jako sygnał błędu, steruje silnik szpuli. Czujniki rozmieszczone są wzdłuż drogi pętli taśmy w komorze. Liczba czujników zależy od długości pętli, pojemności komory i rodzaju serwonapędu szpul. U wlotu komór stosowane są często małe, lekkie rolki kierunkowe o znikomej bezwładności, a także rolki większe, czynne przy szybkim przewijaniu taśmy. Komory pneumatyczne umożliwiają uzyskanie czasów t_r i t_z rzędu kilku milisekund.

4.4.4. Kasety

W zasobniku kasetowym taśma układana jest nieregularnie w luźne pętle jedna na drugiej, rys. 10. Pojemność tego zasobnika jest znacznie większa od obu poprzednich, długość odcinka taśmy może dochodzić do 20 m i więcej. Ze względu na brak naciągu



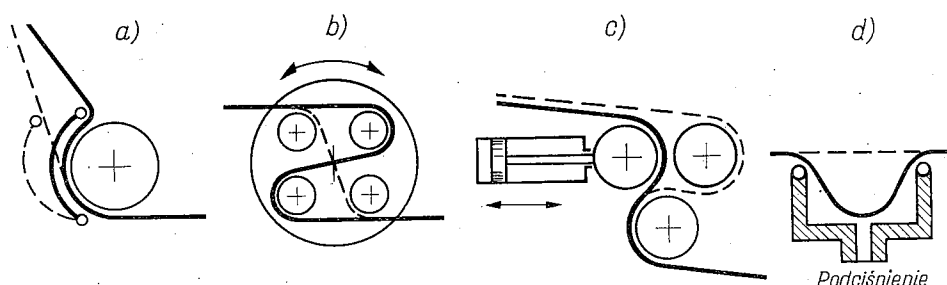
Rys. 10. Zasobnik kasetowy taśmy

w zasobniku kasetowym wymagane jest dodatkowe urządzenie wytwarzające ten naciąg na zewnątrz kasety. Kontrola stanu zawartości zasobnika odbywa się metodą pojemnościową, przy czym ścianki kasety tworzą okładziny kondensatora, zaś taśma, w zależności od długości, wpływa na wartość pojemności. Powstające ładunki elektrostatyczne utrudniają jednak działanie tego rodzaju układu regulacyjnego, dlatego ten system regulacji stanu zasobnika nie znajduje szerszego zastosowania.

4.4.5. Amortyzator pasywny do eliminacji spętlen taśmy

Duże przyspieszenia i opóźnienia biegu taśmy mogą spowodować powstawanie krótkotrwałych, luźnych spętlen taśmy, zanim naciąg się wyrówna. W celu wyeliminowania tego zjawiska stosowane bywają amortyzatory mechaniczne lub pneumatyczne, będące rodzajem zasobnika pasywnego o minimalnej pojemności, rzędu kilkunastu centymetrów długości taśmy.

Jednym z nich jest zwykła dźwignia sprężynująca, stosowana często w magnetofonach, rys. 11a, lub układ dwóch rolek na tarczy z ograniczonym kątem obrotu, rys. 11b, i sprężynowym ustalaczem pozycji wyjściowej. Zwiększony naciąg powoduje chwilowe przesunięcie



Rys. 11. Pasywne amortyzatory spętlen taśmy: a) dźwignia sprężynująca, b) tarcza z dwiema rolkami, c) tłoczek z rolką oraz d) wnęka pneumatyczna z podciśnieniem

dźwigni lub obrót tarczy w lewo i zmniejszenie odcinka taśmy mniej więcej do połowy. Innym mechanicznym sposobem łagodzenia spętlen taśmy jest rolka przesuwana ruchem tłoczka w cylindrze, rys. 11c. Najnowocześniejszy, pneumatyczny zasobnik pasywny, rys. 11d, zbudowany jest w kształcie wnęki, do której taśma jest wysysana pod ciśnieniem w momencie zmniejszenia naciągu. Powoduje to eliminację chwilowych spętlen i zabezpiecza na zewnątrz wnęki właściwy naciąg taśmy na głowicach.

5. ZAGADNIENIE WYMUSZANIA BIEGU TAŚMY

5.1. Określenia

Elementem napędowym taśmy każdego rodzaju mechanizmu przesuwu jest rolka przesuwu, do której taśma — w celu wymuszenia biegu — musi być dociskana [73] jednym z trzech sposobów: mechanicznie, pneumatycznie lub ciernie. Docisk taśmy do napędowej rolki przesuwu winien wyeliminować poślizg taśmy na rolce i zapewnić stałą wysokość prowadzenia taśmy. Wybór sposobu wymuszenia biegu taśmy zależy od koncepcji konstrukcyjnego rozwiązania mechanizmu i żądanych parametrów.

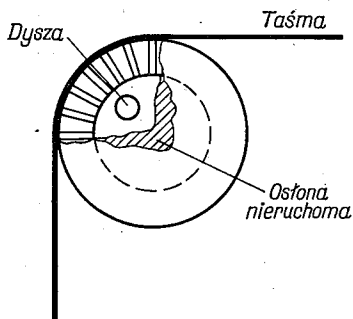
5.2. Docisk mechaniczny

Najprostszym i powszechnie stosowanym sposobem realizacji mechanicznego docisku taśmy do rolki przesuwu jest zastosowanie ogumionej rolki dociskowej, znacznie szerszej od taśmy ($1,5 \div 2$ -krotnie). Rolka dociskowa może być również jednolita, a ogumioną w takim przypadku musi być rolka przesuwu. Stosuje się dwa rodzaje docisku: trwały i przerywny. W pierwszym przypadku rolka dociskowa stale dociska taśmę i wymuszanie biegu dokonuje się przez załączanie napędu rolki przesuwu zarówno w sposób przerywny jak i skokowy. W przypadku drugim rolka przesuwu może obracać się cały czas lub być załączana jednocześnie z rolką dociskową. Wskazane jest, aby ta ostatnia posiadała w chwili docisku prędkość obwodową taką samą (lub zbliżoną) jak pierwsza. Ten sposób stosuje się dla przesuwu przerywnego i ciągłego.

Mechaniczne wymuszanie biegu taśmy wykazuje takie wady jak: wstrząsy aparatury, wrywanie cząsteczek magnetycznych warstwy czynnej, które zbierają się na czole głowicy i powodują powstawanie *drop-outów* oraz mogą być przyczyną zmiany wysokości prowadzenia taśmy, gdy oś rolki dociskowej nie jest równoległa do osi rolki napędowej. Sposób mechanicznego docisku jest jednak jeszcze dość szeroko stosowany.

5.3. Docisk pneumatyczny

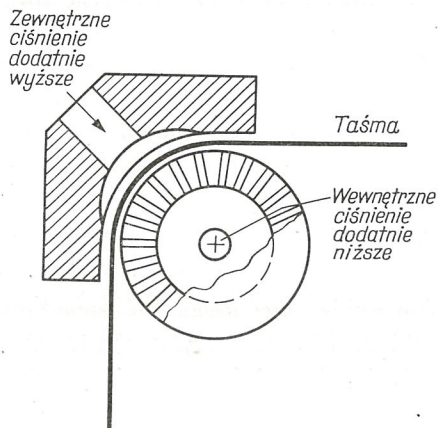
Ten rodzaj docisku jest realizowany przy użyciu specjalnie wykonanej rolki przesuwu, przy której wymuszenie biegu taśmy dokonuje się bez użycia rolki dociskowej. Istnieją dwa systemy pneumatyczne, pracujące: z podciśnieniem (próżniowa) i z nadciśnieniem. W obu systemach rolka przesuwu wykonana jest w postaci małego bębna z otworkami na obwodzie. Taśma opasuje taki bęben na czwartej części jego obwodu (kąt 90°) w celu uzyskania tarcia wystarczającego na właściwy przesuw. W systemie próżniowym poprzez wspomniane otworki następuje działanie ssące do wnętrza rolki i zewnętrzne ciśnienie



Rys. 12. Wymuszenie biegu taśmy w sposób pneumatyczny pracujący z podciśnieniem wewnątrz napędowej rolki przesuwu

atmosferyczne (dzięki różnicy ciśnień) powoduje docisk taśmy do porowatej powierzchni obracającej się rolki, rys. 12. Zatrzymanie taśmy dokonuje się przez wyłączenie ssania i załączenie w to miejsce dodatniego ciśnienia, które powoduje odsunięcie taśmy od rolki

dzięki powstaniu między obracającą się dalej rolką a zatrzymującą się taśmą poduszki powietrznej, po której taśma się ślizga. System nadciśnieniowy stosuje tylko ciśnienie dodatnie o dwóch wartościach, rys. 13. Niższa wartość ciśnienia służy do wytworzenia poduszki powietrznej między obracającą się rolką przesuwu z otworkami na porowatym



Rys. 13. Odmiana pneumatycznego sposobu wymuszania biegu taśmy pracująca z nadciśnieniem wewnątrz napędowej rolki przesuwu

obwodzie a taśmą, druga zaś, znacznie wyższa, działa poprzez odpowiednią dyszę i wnękę na zewnętrzną stronę taśmy, powodując jej docisk do rolki i eliminując działanie niższego ciśnienia z wewnątrz rolki. Z chwilą odjęcia wyższego ciśnienia natychmiast dochodzi do głosu ciśnienie niższe, odsuwając taśmę z powrotem od rolki, co powoduje szybkie jej zatrzymanie. Ciśnienie zewnętrzne może być także skierowane odpowiednią dyszą z wewnątrz [6, s. 32], [102] bezpośrednio między taśmą a rolką w kierunku biegu taśmy, działając na zasadzie prawa Bernoulliego (taśma wciąga powietrze).

System pneumatyczny zapewnia łagodne oddziaływanie mechanizmu przesuwu na taśmę, nie posiada wad systemu mechanicznego wymuszania biegu taśmy i wydłuża żywot nośnika. Wymaga jednak urządzeń i instalacji pneumatycznych, co komplikuje budowę takiego rejestratora.

5.4. Docisk cierny

Sposób ciernego wymuszania biegu taśmy polega na zastosowaniu rolki przesuwu z powierzchnią obwodu o znacznym współczynniku tarcia, przy czym taśma opasuje tę rolkę z kątem opasania co najmniej 180° . Wielkość tarcia musi być wystarczająco duża, aby przy normalnym naciągu taśmy mógł być wymuszony bieg taśmy z odpowiednio małym opóźnieniem. Do wyposażenia takiego mechanizmu należy zasobnik taśmy i serwosystemy regulacji naciągu i przesuwu taśmy. System ten stanowi nowość i stosowany jest w nielicznych dotąd modelach [68], [84], [20]. Trudno jest jednak uzyskać czasy rozruchu krótsze

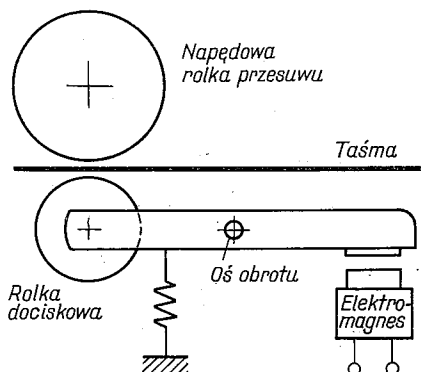
niż 20 m/s, dlatego do maszyn cyfrowych system ten jeszcze nie jest stosowany. Cechuje go bardzo łagodne oddziaływanie na taśmę. Znajduje on zastosowanie w rejestratorach danych.

5.5. Przykłady rozwiązań sposobów wymuszania biegu taśmy

5.5.1. Wymuszanie ogumioną rolką dociskową

Docisk trwały rolki ogumionej stosuje się w przypadku przesuwu skokowego, przy użyciu niskoinercyjnych silników skokowych lub zwykłych [74 do 77], [88], [110] i układów zapadkowych, które mogą być sterowane impulsowo [78] za pomocą układów elektronicznych [79], [80], dopasowujących wejściowe impulsy sterujące do zasilania silnika. W jednym z rozwiązań [81] liczba skoków silnika pracującego w pętli regulacyjnej dochodzi do 7000/s, w innym do 120 000 obr./min. [101]. Zastosowanie do napędu niskoinercyjnego silnika zwykłego pozwoliło na uzyskanie większych prędkości niż z silnikiem skokowym. Silnik ten, z czujnikiem optycznym na wale, wytwarza sygnał wykorzystywany do zatrzymywania go po każdym impulsie bitowym w czasie zapisu, zaś sygnał z głowicy zapewnia właściwy odczyt. Innym sposobem jest użycie jednego lub dwóch sprzęgieł elektromagnetycznych [104], których sterowanie z układu elektronicznego zapewnia dwukierunkową pracę rolki przesuwu w systemie zarówno skokowym jak i przerywanym przesuwu taśmy.

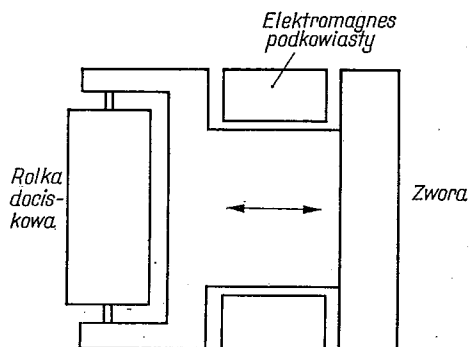
Przerywny docisk rolki ogumionej nadaje się tylko do przesuwu ciągłego i przerywnego i w rejestratorach cyfrowych jest najczęściej stosowany. Wymaga on stosowania oddzielnych wzmacniaczy mocy i rozbudowanych układów elektro-mechanicznych do sterowania elektromagnesu zespołu rolki dociskowej, której częstość załączania dochodzi do 200/s, przy wymaganej żywotności do 10^8 załączeń.



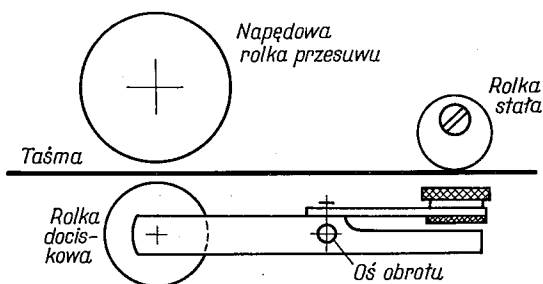
Rys. 14. Sposób wymuszania biegu taśmy za pomocą ogumionej rolki dociskowej i dźwigni dwuramiennej

Najprostszym układem jest system dźwigni dwuramiennej, która na jednym końcu ma rolkę ogumioną, zaś na drugim biegun elektromagnesu, rys. 14. Dźwignia założyskowana jest wahliwie, co zapewnia dopasowanie docisku do rolki przesuwu. Detal adjustacyjny umożliwia nastawienie właściwej odległości między obu rolkami oraz szczeliny elektromagnesu. Układ o znacznie mniejszej inercji zespołu rolki dociskowej pokazany jest na

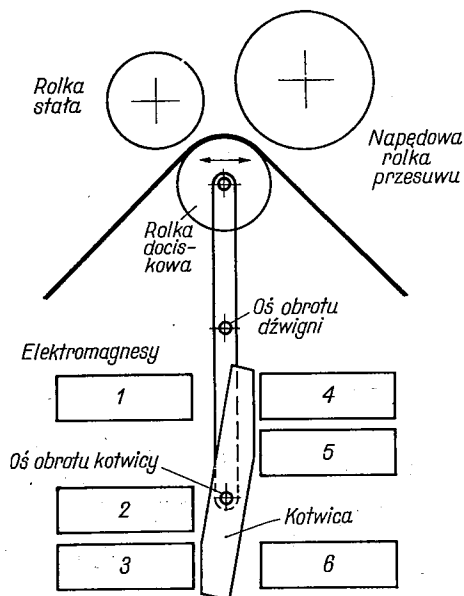
rys. 15. Rys. 16 pokazuje układ, w którym po rozkazie *STOP* następuje zahamowanie taśmy. Połączenie czynności wymuszania biegu taśmy i jej zatrzymania realizuje zespół z rys. 17, posiadający trzy warianty pracy: przesuw (załączone cewki 1 i 2), hamowanie



Rys. 15. Odmiana sposobu z rys. 14 z rolką o minimalnej zwłoczności



Rys. 16. Odmiana dźwigni dwuramiennej sposobu z rys. 14 realizująca szybsze zatrzymanie taśmy



Rys. 17. Uniwersalny układ mechanicznego wymuszania biegu taśmy za pomocą ogumionej rolki dociskowej, posiadającej trzy pozycje: przesuw—hamowanie—spoczynek

(załączone cewki 5 i 6) oraz pozycja spoczynkowa (załączone cewki 3 i 4). Oś obrotu dźwigni w środku jest stała, a skrajna wewnątrz układu cewek przesuwna, w zależności do pozycji pracy. Układ ten wymaga dużego opasania rolki przez taśmę. Pozycja spoczyn-

kowa służy do zakładania taśmy oraz do czynności szybkiego przewijania. Do hamowania służy rolka nieruchoma. W pozycji spoczynkowej taśma nie dotyka rolki przesuwu ani rolki nieruchomej.

5.5.2. Wymuszenie rolką pneumatyczną

W rejestratorach z pneumatycznym wymuszeniem biegu taśmy stosuje się z zasady dwie rolki przesuwu. W systemie próżniowym, w zależności od kierunku pracy, jedna z nich znajduje się w stanie podciśnienia i wymusza bieg taśmy, druga zaś ma ciśnienie dodatnie i tworzy dla taśmy poduszkę powietrzną. Stan ten zmienia się przy zmianie kierunku przesuwu taśmy. Ten rodzaj pracy wymaga stosowania układu logicznych pneumatycznych obwodów przełączających, odznaczających się dużą precyzją wykonania oraz źródła ciśnienia zarówno ujemnego (około 0,25 atm.) jak i dodatniego (około 1,1 atm.). Czas przełączania wynosi około 1 do 2 ms, a maksymalna ilość przełączeń dochodzić może do 200/s.

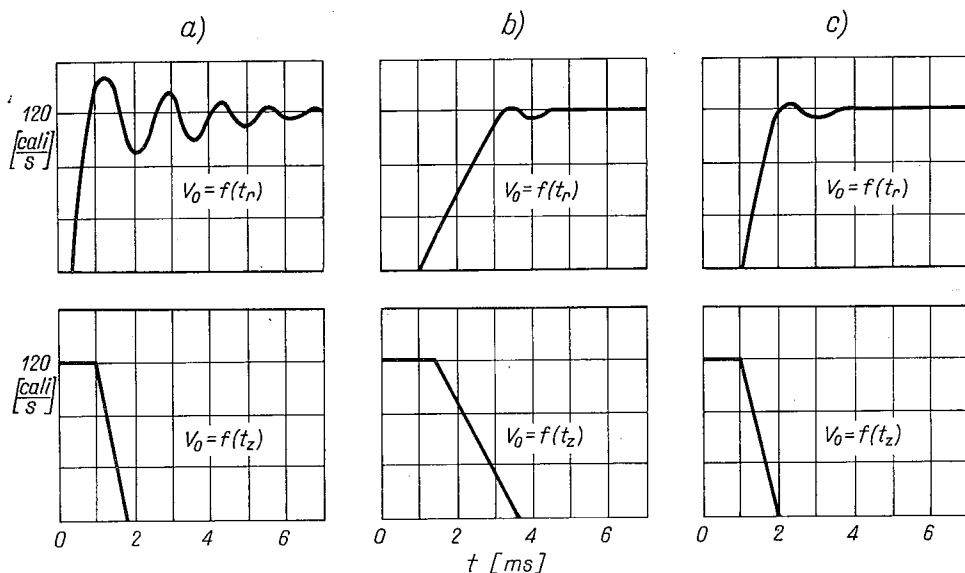
W systemie nadciśnieniowym w jednym z rozwiązań [83] zastosowano dwie wartości nadciśnienia: 1,1 i 2 atm., oraz dwa rodzaje czujników: pneumatyczny dla sygnału stanu pętli w komorze i prędkościowy z prądniczki tachometrycznej (napędzanej rolką prowadzącą, znajdującą się przed szpulą). Sygnały te działają korygująco na prędkość silników, a więc i szpul taśmowych. W rozwiązaniu tym obie rolki pneumatyczne napędza jeden silnik. Prędkość przesuwu wynosi 381 cm/s, a czas t_r i t_z jest mniejszy od 4 ms.

5.5.3. Wymuszenie cierne

Czas rozruchu w rejestratorze z ciernym wymuszeniem biegu taśmy, posiadającym małą komorę pneumatyczną, jest rzędu 8 ms [20] przy pracy przerywnej i prędkościach do 115 cm/s, oraz około 20 ms w rejestratorze skokowo-przerywnym z zasobnikiem rolkowo-dźwigniowym [68], [84] przy pracy synchronicznej, z prędkościami od 10 do 95 cm/s. Napęd taśmy realizowany jest serwonapędem z czujnikiem optycznym lub tachometrycznym [108].

5.6. Porównanie czasów t_r i t_z

Na rys. 18 przedstawione są wykresy typowych przebiegów czasów rozruchu i zatrzymania taśmy przy przerywnym biegu wymuszonym w systemie z rolką dociskową (a), w systemie próżniowym (b) i nadciśnieniowym (c) [85], [102]. System nadciśnieniowy — jak widać na wykresach — wykazuje najkorzystniejszy przebieg czasu rozruchu t_r , a czas zatrzymania taśmy t_z jest tylko nieznacznie gorszy od systemu z rolką dociskową.



Rys. 18. Wykresy typowych przebiegów czasów rozruchu t_r i zatrzymania t_z przy biegu przerywnym, wymuszonym przy zastosowaniu: a) rolki dociskowej, b) systemu próżniowego oraz c) systemu nadciśnieniowego

6. INNE PROBLEMY ZWIĄZANE Z PRZESUWEM TAŚMY

6.1. Kontrola zapisu skokowego

Kontroli zapisu skokowego w czasie jego trwania dokonuje się dwoma sposobami. Pierwszy polega na stosowaniu bardzo małego odstępów między szczeliną głowicy zapisującej a szczeliną głowicy odczytującej, rzędu ułamka mm [69], co umożliwi odczyt bezpośrednio po zapisie. Drugi sposób polega na użyciu elektronicznego układu przełączającego uzwojenie głowicy zapisującej na odczyt w czasie trwania skoku.

6.2. Odczyt zapisu skokowego

Zapis skokowy może być odczytany dwójako: w sposób ciągły (wtedy nie ma żadnych trudności) lub w sposób skokowy. W drugim przypadku powstaje problem poprawnego odczytu zarejestrowanych impulsów tak, aby skok w czasie odczytu pokrywał się synchronicznie ze skokiem w czasie zapisu. Bez dodatkowych urządzeń nastąpić to może jedynie przypadkowo.

Jako przykład wykonawczy można podać trzy sposoby głównego takiego napędu, które wykorzystują w tym celu: tarczę hamulcową ze sterowanym elektromagnesem, silnik z prądniczką tachometryczną o małej inercji lub silnik prądu zmiennego ze sterowanym

sprzęgłem. Wszystkie te sposoby stosują dodatkową tarczę impulsową, zasilającą człony hamownicze, lub człony te sterują wprost impulsami odczytu. Średnia gęstość skoków wynosi do 500/s.

6.3. Napęd szpul taśmowych

Zadaniem szpul w czasie pracy jest dostarczać z jednej strony uzupełnień taśmy aktywnemu zasobnikowi opróżnianemu, a z drugiej opróżnianie z zapasu taśmy zasobnika napełnianego. W tym celu szpule te mocowane są na specjalnych talerzykach, umieszczonych na płycie mechanizmu przesuwu, które posiadają niezależne, indywidualne serwonapędy, uruchamiane w określonym czasie z odpowiednią prędkością obrotową. Członami wykonawczymi serwonapędów szpulowych mogą być bezpośrednio silniki zasilane z układu tyrystorowego [83] wprost z sieci, lub sprzęgła pośredniczące między silnikiem a talerzykami. Sygnał błędu w funkcji długości taśmy w zasobniku steruje układem tyrystorowym lub załącza sprzęgła. System regulacji dwupunktowej jest obecnie zarzucony, gdyż nawet przy ciągłym przesuwie taśmy następuje nieprzerwane załączanie i odłączanie napędu szpul. Stosuje się regulację wielopunktową lub ciągłą, w której odchyłka zawartości zasobnika od wartości zadanej steruje ruchem obrotowym szpul w sposób aperiodyczny w całym zakresie zmiany średnicy nawiniętej w szpuli taśmy i kierunku obrotów. Zapełnienie zasobnika w stanie ustalonym w pozycji *Stop* i w czasie przesuwu ciągłego wynosi 50%, co umożliwi rozruch taśmy w obu kierunkach bez sygnalizacji wstępnej. Komora jest jednak nie wykorzystana w pełni. Dlatego stosuje się sposób elektrycznego przesuwania punktu odniesienia stanu zasobnika w kierunku do jednego lub drugiego krańca, dzięki czemu zasobnik, a także silniki mogą być mniejsze.

6.4. Sygnalizacja położenia ramienia i dźwigni

Do sygnalizowania położenia ramienia lub dźwigni stosowane są sposoby mechanicznego odwzorowania kąta roboczego (zwieranie szeregu styków, przesuwanie ślizgacza potencjometru lub obrót selsyna transformatora). Odpowiedni sygnał wyjściowy — po przekształceniu i porównaniu z odniesieniem — steruje prędkością obrotową silnika sąsiadującej szpuli taśmy, celem utrzymania w zasobniku określonego odcinka taśmy. Pozycje skrajne położenia ramienia wykorzystywane są do blokady i awaryjnego zatrzymania biegu taśmy. Czujniki sygnału położenia dźwigni lub ramienia muszą wykazywać minimalną inercję i dużą niezawodność działania.

6.5. Prowadniki taśmy

Detale prowadnikowe, które zapewniają prawidłowy bieg taśmy, wchodzi w skład mechanizmu przesuwu każdego rodzaju. Dążeniem konstruktorów jest ograniczenie ich liczby do minimum i całkowite wyeliminowanie styku warstwy magnetycznej z nimi.

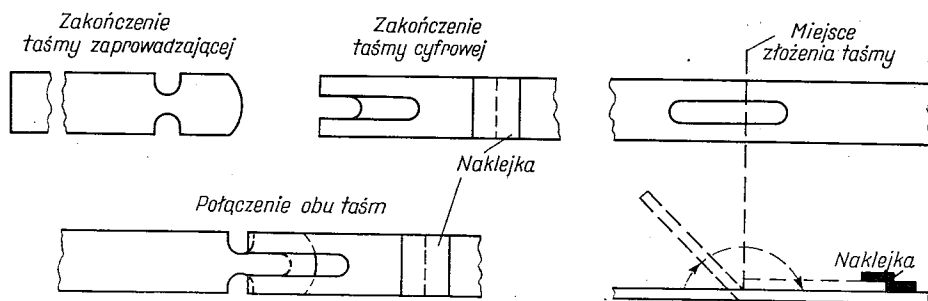
Obok korzystnego wpływu na czasy t_r i t_z , zwiększa się dzięki temu bezpieczeństwo samego zapisu oraz żywotność mechaniczna taśmy. Największą liczbę detali przewodnikowych posiada mechanizm z zasobnikiem rolkowym na ruchomym ramieniu (powyżej 25).

6.6. Kontrola gotowości taśmy

Współpraca rejestratora z elektroniczną maszyną cyfrową wymaga przesyłania do niej z rejestratora czterech podstawowych wiadomości informujących: czy szpula taśmowa jest założona, czy taśma nie jest zerwana, oraz bezpośrednio robocze, gdy taśma znajduje się na początku lub przy końcu szpuli. Odpowiadające tym informacjom sygnały mogłyby być w zasadzie zarejestrowane na taśmie. Wymagałoby to jednak pewnych nakładów przy zapisie, a wynikłe stąd kłopoty przy zmianie prędkości i przede wszystkim niebezpieczeństwo omyłkowego skasowania skłoniły do zastosowania bardziej konwencjonalnych metod sygnalizacji, które są powszechnie przyjęte. Założenie szpuli sygnalizowane jest działaniem mikro-przełącznika, który zadziała wskutek nacisku szpuli, a zerwanie taśmy sygnalizuje skrajny czujnik zasobnika. Informacja binarna zarejestrowana musi być w pewnej odległości od fizycznego początku i końca taśmy, co zaznaczone jest symbolem BOT (Begining of tape) oraz EOT (End of tape). Dodatkowy sygnał ETW (End of tape warning) stosuje się przed sygnałem EOT. Zadaniem jego jest blokada zapisu następnego bloku impulsów. Sygnały BOT i EOT muszą być dokładnie umiejscowione na taśmie, co wymaga jej spreparowania. W konkretnych rozwiązaniach stosuje się system optyczny i elektryczny sygnalizacji. W pierwszym źródło światła przez otworek w taśmie pada na fotoelement, znajdujący się po drugiej stronie taśmy, lub odbija się od naklejki odblaskowej o ściśle określonych wymiarach [86], naklejanej na taśmę i pada na fotoelement usytuowany po tej samej stronie, co źródło światła. W systemie elektrycznym na odpowiednim miejscu taśmy nakleja się dwa paski folii metalicznej, jeden u dołu, drugi u góry tak, aby trzy pierścienie przewodzące, znajdujące się na nieruchomym słupku opasywanym przez taśmę, zwierane były parami: górny pasek taśmy zwiera pierścień górny ze środkowym, zaś dolny pasek łączy pierścień dolny słupka ze środkowym. Niektórzy producenci [48] dostarczają taśmy fabrycznie spreparowane.

6.7. Zaprowadzanie taśmy

Zaprowadzanie taśmy w rejestratorze cyfrowym poprzez szereg elementów, znajdujących się na drodze biegu taśmy wymaga zręczności. Dla ułatwienia tej czynności stosuje się odcinek grubszej taśmy zaprowadzającej, zamocowany na stałe do szpuli nawijanej, którego koniec, posiadający odpowiednie wycięcia, sięga do szpuli odwijanej z taśmą cyfrową. Taśma ta ma również odpowiednio spreparowane zakończenie, które umożliwia szczipienie obu taśm ze sobą w sposób ręczny, pokazany na rys. 19. Z chwilą uruchomienia przesuwu taśma zostanie zaprowadzona przez cały mechanizm, aż do szpuli nawijanej, po czym, przy sygnale BOT zatrzyma się, gotowa do pracy. Po przewinięciu wstecz na swoją szpulę taśma cyfrowa przy sygnale EOT zatrzyma się odcinkiem łączenia przed



Rys. 19. Sposób połączenia (szepiania) spreparowanej taśmy cyfrowej z taśmą zaprowadzającą rejestratora

szpulą, gdzie następuje ręczne rozłączenie od taśmy zaprowadzającej. Połączenie musi być płaskie, aby nie było trudności z zaprowadzaniem taśmy.

6.8. B l o k a d a

Z szeregu układów blokujących w rejestratorze cyfrowym istotna jest blokada, zabezpieczająca od skutków zaniku zasilania sieciowego, która przede wszystkim unieruchamia napęd szpul. Podobnie działa dalsza blokada, gdy nastąpi otwarcie komory aktywnego zasobnika taśmowego, co jest szczególnie niebezpieczne dla taśmy. Innym rodzajem blokady jest zabezpieczenie taśmy przed omyłkowym skasowaniem. Polega ona na tym, że szpula taśmy, przeznaczona do dokonania zapisu, zaopatrzona jest w specjalny pierścień, nasadzony centrycznie wokół otworu do mocowania, który po nałożeniu szpuli na talerzyk mechanizmu odblokowuje część elektroniczną zapisu i generator kasowania, umożliwiając dokonanie rejestracji. Bez takiego pierścienia może tylko nastąpić odczyt taśmy.

Również usterka w działaniu systemu pneumatycznego lub przekroczenie dopuszczalnej temperatury objęte jest blokadą, wyłączającą układ.

LITERATURA CYTOWANA W TEKŚCIE

1. L. A. O r m o r d, Problems in Digital Recording, Instruments and Control Systems, Vol. 34, No. 8 August 1961, p. 1430—1433.
2. R. S c h n e i d e r, Magnetbandeinheiten für die elektronische Datenverarbeitung, ETZ/B, Bd. 16, H. 22, 1964, s. 648—650.
3. B. C z a p u t a, Magnetische Speicher in der Datentechnik, Elektronik, Bd. 15, H. 3, März 1966, s. 77—80.
4. R. P i l o t y, Der Digitale Speicher als Baustein in Datenverarbeitungsanlagen, Technik der Magnet-speicher, Springer Verlag 1960, s. 329—348.
5. K. M e n n e, Lochkarte oder Magnetband zur Datenerfassung, Elektronische Datenverarbeitung, Bd. 11, H. 9, 1969, s. 409—415.
6. B. B. B y c e r, Digital Magnetic Tape Recording/Principles and Computer Applications, Hyden Book Company, Inc. New York 1965.
7. L. B e r r i n g e r, Continuous Digital Tape Recorders, Instruments and Control Systems, Vol. 38, No. 11, November 1965, p. 104—107.
8. Incremental Tape Recorders, Instruments and Control Systems, Vol. 38, No. 12, December 1965, p. 105—106.

9. J. M. Gottschalk, W. J. Wasylenko, *Drum Disc Storage, Instruments and Control Systems*, Vol. 34, No. 4, April 1961, p. 658—661.
10. M. Whitmer, *Magnetic Memory Cores, Instruments and Control Systems*, Vol. 34, No. 8, August 1961, p. 1427—1429.
11. R. Kodis, *Magnetic Core Logic, Instruments and Control Systems*, Vol. 34, No. 7, July 1961, p. 1246—1249.
12. T. Jankowski, W. Łągwiński, *Zagadnienie realizacji toru cyfrowego rejestracji magnetycznej na przykładzie maszyny UMC-10, Rozprawy Elektrotechniczne, T. XIV, Z. 3, 1968, str. 517—537.*
13. H. Zschekel, *Schnellspeicher und Grosspeicher der Informationsverarbeitungstechnik, Feinwerktechnik*, Bd. 67, H. 2, Februar 1963, s. 46—54.
14. E. Nowak, J. Szmyd, *Pamięci zewnętrzne maszyn matematycznych, Biuletyn Informacyjny Instytutu Maszyn Matematycznych, Nr. 2, 1967, str. 37—52.*
15. *Proposed American Standard, Recorded magnetic type for information interchange, Communication of the ACM*, Vol. 7, No. 5, May 1964, p. 284—286.
16. *Tape Transport Design Eliminates Tape Reels, Control Engineering*, Vol. 16, No. 2, February 1969, p. 70.
17. P. E. Klein, *Zahlen-Systeme und Codierung, Elektronik*, Bd. 16, H. 3, März 1967, s. 65—70,
18. *Informacja techniczna firmy Philips. EL 1010 Digital Tape Handler — 1969.*
19. W. Weiss, W. Lehnert, *Das Siemens Magnetbandgerät MG-2, Elektronische Rechenanlagen* Jhr. 10, H. 4, August 1968, s. 181—186.
20. *Informacja techniczna firmy TEAC. MT-200 Magnetic Tape Unit, 1967.*
21. R. E. Norwood, *Effects of Bending Stiffness in Magnetic Tape, IBM Journal of Development*, Vol. 13, No. 2, 1969, p. 205—208.
22. E. Altrichter, *Das Magnetband, VEB Verlag Technik, Berlin, 1958.*
23. S. Ch. Girszowiczus, J. Ch. Girszowiczus, *Triochniurnoje pole magnitnoj gołowki, Radiotekhnika, T. 19, No. 2, 1964, str. 76—79.*
24. C. D. Mee, *The Physics of Magnetic Recording, North Holland Publishing Company, Amsterdam 1964, p. 106—127.*
25. E. Koprowski, *Główice magnetyczne urządzeń rejestrujących, Wydawnictwa Komunikacji i Łączności, Warszawa, 1967.*
26. A. S. Hogland, *Digital Magnetic Recording, John Wiley and Sons Inc., N. York, London, Sydney, 1963, Chapter 5, p. 79—102, Chapter 6, p. 110—150.*
27. Z. Vajda, *Magnetköpfe/Gundlagen der Magnetischen Signalspeicherung, Bd. IV, rozdział 4, Akademie Verlag, Berlin 1968.*
28. J. R. McCullagh, *Multitrack Magnetic Recording Heads, Instrument Practice, Vol. 19, No. 2, February 1965.*
29. *7 Track Write/Read Recording Heads (Gresham Lion Electronics Ltd), Instrument Practice, Vol. 19, No. 9, September 1965, p. 847.*
30. G. V. Jacoby, *Signal Equalization in Digital Magnetic Recording, IEEE Transactions on Magnetics, Vol. Mag 4, No. 3, September 1968, p. 302—305.*
31. K. Uhl, *Beitrag zur Aufzeichnung und Wiedergabe beim NRZ Verfahren, IEEE Transactions on Magnetics, Vol. Mag 2, No. 3, September 1966, p. 221—224.*
32. A. Aharoni, *Theory of NRZ Recording, IEEE Transactions on Magnetics, Vol. Mag 2, No. 2, June 1966, p. 100—108.*
33. D. E. Spiliotis, J. R. Morrison, *A Theoretical Analysis of Saturation Magnetic Recording, IBM Journal of Development, Vol. 10, No. 5, November 1966, p. 233—243.*
34. L. F. Shew, *Discrete Track for Saturation Magnetic Recording, IEEE Transactions on Electronics Components, Vol. EC12, No. 4, August 1963, p. 383—387.*
35. A. L. Kno11, *Spectrum Analysis of Digital Magnetic Recording Waveforms, IEEE Transactions on Electronic Computers, Vol. EC16, No. 6, December 1967, p. 732—743.*

36. C. H. B. P e a r, Factors Influencing Write Current in NRZ Recording, IEEE Transactions on Magnetics, Vol. Mag 3, No. 3, September 1967, p. 212—216.
37. M. B r o s s m e r, Magnetische Speicherung und Wiedergabe vom Messwerten, ATM, Nr. 328, Mai 1963, Nr. 330, Juli 1963 oraz Nr. 331, August 1963.
38. H. Z e m a n e k, Alphabets and Codes 1965, Elektronische Rechenanlagen, Bd. 7, Nr. 5, Oktober 1965, s. 239—258.
39. E. R. F r i e d l e a n d e r, Ein neues Magnetbandsystem, Internationale Elektronische Rundschau, Bd. 17, H. 5, 1963, s. 234—235.
40. N i e s o w, Zadacza racjonalnogo raspolżenija massiwow informacii na magnitnoju lentu, Techniczeskaja Kibernetika, Nr. 7/8, 1968, str. 96—98.
41. Norma DIN 66 003: 7 — Bit-Code.
42. H. B e r n d t, G. H a b e r z e t t l, Der internationale 7 Bit Code, Elektronische Rechenanlagen, Bd. 9, H. 2, April 1967, s. 68—72.
43. H. Z e m a n e k, Gedanken zu einen 8 Bit Code, Elektronische Rechenanlagen, Bd. 9, H. 2, April 1967, s. 65—67.
44. G. C. Z i m a n, Über die maximale Pulsdichte bei magnetischer Bandaufzeichnung, Internationale Elektronische Rundschau, Bd. 18, Nr. 12, Dezember 1964, s. 676—680.
45. S. I. N i k o l s k i j i i n n i, Zapis na uzkuju magnitnuju lentu informacii ot mnogich datczikow dla posledujuszej obrabotki na wyczislitelnych maszinach, Pribory i Technika Eksperimenta, Nr. 1/2, 1967, str. 85—87.
46. G. H. S c h u l z e, Tape Recording Errors, ISA, May 1964, p. 61—66.
47. G. W. D i s b r e y, Speed and Timing Errors in Tape Instrumentation, Instrument Practice, Vol. 18, No. 9, September 1964, p. 931—934.
48. O. L i m a n n, Das Magnetophonband wird zum Magnetband, Elektronik, Bd. 16, H. 3, März 1967 s. 91—92.
49. Norma DIN 66011. Magnetbänder für Informationsverarbeitung, 1967.
50. C a r s o n, Drop-outs in Instrumentation Recording, IRE Transactions on Audio, Vol. AU10, No. 3, Juli/August 1962, p. 112—120.
51. W. A b e c k, H. H o r n e m a n n, Magnetspeicher für Impusaufzeichnung, Die Elektrische Ausrüstung, Nr. 1, 8 Februar 1962.
52. R. Ł u k a s z e w i c z, Zasady działania magnetycznych pamięci taśmowych i ich współpracy z maszyną cyfrową, Pomiar, Automatyka, Kontrola, R. XIII, Nr. 4, Kwiecień 1967, str. 182—185.
53. Ł. G r o n a u, Rejestracja danych na taśmie magnetycznej, Rozprawy Elektrotechniczne, T. XII, Z. 3, 1966, str. 529—558.
54. F. K r o n e s, Industrielle Fertigung von Magnetbänder, Technik der Magnetspeicher, Springer Verlag, 1960, s. 485.
55. R. A. C u r t i s, Available Stepping Recorders and Where They Apply, Control Engineering, Vol. 11, No. 7, July 1964, p. 51—53.
56. High Density Digital Recording/Leach Corp., Electronics, Vol. 41, March 4, 1968, p. 239—240.
57. S. C. C h a o, On the Output Pulsewidth of Digital Recording, Proceedings of the IEEE, Februar 1965, p. 193.
58. W. T. P r o s t, B. H. S i n g e r, Increased Area Density in Magnetic Recording, Radio and Electronic Engr. 1966, Ol., p. 17—21.
59. G. M. G o ł o w a n o w, N. P. W a s k i e w i c z, Powyszenie plotnosti zapisi i wzaimozamieniamjnosti nakopitielej na magnitnoj lentie, Mechanizacija i Awtomatizacija Uprawlenija, Nr. 1968, str. 23—25.
60. W. N e u m a n n, Digitalbandspeicher/Grundlagen der Magnetischen Signalspeicherung, B. IV, Akademie Verlag, Berlin, 1968.
61. F. B e e l e r, Incremental Digital Recorder Puts More Data on Less Tape, Electronics, Vol. 37 No. 14, June 29, 1964, p. 48—51 i No. 19, September 7, 1964, p. 6.
62. J. T. B o a g, Stepping Techniques for Computer Compatible Tapes, Control Engineering, Vol. 11, No. 7, July 1964, p. 54—57.

63. K. Willaschek, Zur Aufzeichnung von Daten auf einem ruhendem magnetischen Informationsträger, Nachrichtentechnik, Bd. 16, H. 6, Juni 1966, s. 232—236.
64. Magnetbandspeicher für Digital Daten mit Zeitquantelung, Radiomentor, Bd. XXVII, H. 3, März 1961, s. 192.
65. Informacja techniczna firmy Volvo GmbH, Hamburg-Schrittmotoren, 1969.
66. Informacja techniczna firmy Precision Instrument Company: PI-1207/1209 RW, PI-1387, Digital Tape Recorder.
67. Informacja techniczna firmy Lockheed Electronics Co.: Incremental Recorder mod. ADR-445, 1969.
68. Informacja techniczna firmy Recording Designs Limited: M.T.D. 10 000 Series Incremental Continuous Magnetic Tape Recorder/Reproducer, 1969.
69. Petherick, Magnetic Tape Decks for a Data Recording System, Transaction Soc. Instr. Technol., Vol. 16, No. 3, September 1964, p. 110.
70. Informacja techniczna firmy Potter Instrument co. Inc.: Potter MT-24, MT-36, MT-75, 1964 oraz Potter FT 151, SC 1080, 1966.
71. Informacja techniczna firmy Honeywell: Magnetic Tape Systems Series 7600, 1969.
72. A. Gabor, Longitudinal Tape Format in Digital Recording, Automatic Control, No. 6, June 1963, p. 35—40.
73. F. Moritz, 6 Ways to Drive Tape, Control Engineering, Vol. 18, No. 3, March 1968, p. 82—85.
74. B. K. Karpieńko, Małoinercyjnyje dwigatieli postojannogo toka dla bystrodiejstwujuuszczich sistiem awtomatiki, Elektrotechnika, Nr. 4, 1965, str. 25—28.
75. Informacja techniczna firmy Honeywell: D.C. Servo-Motor HSM, 1969.
76. W. Neubert, E. Wildemuth, Ein Vor- und Rückwärtsdrehender Schrittmotor für hohe Schrittfrequenzen, Feinwerktechnik, Bd. 65, H. 12-Dezember 1961, s. 429—435.
77. T. R. Fredriksen, Stepping Motor Come of Age, Electro Technology Vol. 80, No. 5, November 1967, p. 36—41.
78. Stepping Motors are Digital Actuators, Instruments and Control Systems, Vol. 41, No. 7, July 1968, p. 68.
79. Stepper Servo Motor and Control/Computer Controls Ltd., Instrument Practice. Vol. 22, No. 3, March 1968, p. 198.
80. Stepper Motor Drive Modules/More Reed Co. Ltd., Instrument Practice, Vol. 23, No. 12, December 1969, p. 828.
81. T. R. Fredriksen, Direct Digital Processor Control of Stepping Motors, IBM Journal of Research and Development, Vol. 11, No. 2, March 1967, p. 179—188.
82. R. E. Young, Frequency Shift Modulation, Instruments and Control Systems, Vol. 38, No. 4, April 1965, p. 109—112.
83. A Pneumatic Transport System, Electronic Engineering, Vol. 37, No. 4, April 1965, p. 251.
84. Incremental Recorder/C. M. Instrumentation Ltd., Instrument Practice, Vol. 22, No. 10, October 1968, p. 829.
85. P. Foret, Digital Tape Transport /A New Approach, Midwestern Instruments Inc., October 26, 1961.
86. J. T. Boag, How Transport Specs Affect Digital Compatibility, Control Engineering, Vol. 13, No. 5, May 1966, p. 114—117.
87. Ch. B. Pear, Jr., Magnetic Recording in Science and Industry, Reinhold Publishing Corp., N. York-Amsterdam-London, 1967.
88. K. C. Garner, Improving Stepping Motor Performance, Control, Vol. 12, No. 120, June 1968, p. 541—544, No. 121, July, p. 648—650.
89. A. Gabor, Adaptive Coding for Self Clocking Recording, IEEE Transactions on Electronic Computers, Vol. EC-16, No. 6, December 1967, p. 866—868.
90. C. de Bree, Digital Recording-Instruments and Control Systems, Vol. 43, No. 1, January 1970, p. 18—19, oraz: Compact Tape Recorder/The AMPEX model ATM-13, Control, Vol. 10, No. 2, February 1966, p. 79.

91. Computerbänder aus der modernsten Magnetband Fabrik der Welt, Internationale Elektronische Rundschau, Bd. 21, Nr. 1, January 1967, s. 23.
92. M. H. Aronson, Magnetic Tape Recorders, Instruments and Control Systems, Vol. 38, 7. No, July 1965, p. 88—98.
93. G. B. Finke, Efficiency of Magnetic Recorder Heads, IEEE Transactions on Magnetics, Vol. MAG-5, No. 1, March 1969, p. 47—50.
94. J. C. Mallinson, Gap Irregularity in Tape Recording, IEEE Transactions on Magnetics, Vol. MAG-5, No. 1, March 1969, p. 71.
95. E. Poumakis, Incremental Tape Transport Reads 7200 Characters Per Second, Instruments and Control Systems, Vol. 38, No. 4, April 1965, p. 113—116.
96. B. G. Fritsch, Grenzen der Informationsdichte beim Computerband, Internationale Elektronische Rundschau, Bd. 23, H. 4, April 1969, s. 102—105.
97. J. S. Craver, Incremental Magnetic Tape Recorders, Datamation, No. 11, November 1966, p. 52—59.
98. Digital Recorder Survey, Instruments and Control Systems, Vol. 42, No. 7, July 1969, p. 57—72.
99. J. C. Mallinson, A Theoretical Limit to Digital Pulse Resolution in Saturation Recording, IEEE Transactions on Magnetics, Vol. MAG-5, No. 2, June 1969, p. 91—97.
100. H. Kampen, Magnetbandspeicher für Fernschreibzeichen, Philips Technische Rundschau, Bd. 26, Nr. 9/10/11, 1965, s. 296—302.
101. Elektronische Regeleinheit für 2-Phasen Schritt- und Synchronmotoren, Elektro Praxis, Vol. 4, Nr. 1/2, Februar 1969, s. 16.
102. B. Brown, Digital Tape Transports, Instruments and Control Systems, Vol. 38, No. 11, November 1965, p. 97—102.
103. Digital Transport HP 7970, Electronics, Vol. 42, December 8, 1969, p. 14E.
104. R. Aigner, Antriebsprobleme bei einem Magnetband-Digitalspeicher, Antriebstechnik, Bd. 4, H. 12, Dezember 1965, s. 437—441.
105. D. A. Eilers, Polyester and Acetate as Magnetic Tape Backings, Journal of the Audio Engineering Society, Vol. 17, No. 6, December 1969, p. 634—643.
106. A. L. Tufano, G. Flower, Jr., Some Studies on the Reduction of Head Wear by Magnetic Tapes, Journal of the Audio Engineering Society, Vol. 10, No. 1, January 1962, p. 60—63.
107. Informacja techniczna firmy Ampex: TM-Z Digital Memory System, 1970, TM-16 Digital Tape Transport (Single Capstan Series) — 1970.
108. Informacja techniczna firmy PEC: Synchronous magnetic tape units 3000/4000, $5 \times 20/5 \times 30$, 7000, $6 \times 40/6 \times 60$, Incremental magnetic tape units — 1970.
109. K. K. Pritchard, Direct FM-Tape to Digital Conversion, Instruments and Control Systems, Vol. 42, No. 8, August 1969, p. 92—97.
110. Informacja techniczna firmy S. A. Polymotor. Schrittmotoren Bruksela 1970.
111. G. Lapidus, High-Speed Input-Output Devices/Magnetic Tape Units, Control Engineering, Vol. 17, No. 2, February 1970, p. 117—125.
112. E. J. Kompass, Incremental Magnetic Tape Units, Control Engineering, Vol. 17, No. 2, February 1970, p. 135—139.
113. Informacja techniczna firmy Kennedy Co.: Incremental Recording Techniques — Bulletin IR — 100/270 — 1970.

L. GRONAU

AN OUTLINE OF TAPE TRANSPORT PROBLEMS IN DIGITAL RECORDER

Summary

This article deals with tape transport problems in a digital recorder, especially for computer application. After a short introduction, in which the equation of information capacity and the character transfer rate are given, the tape transports of various kinds with continuous, fast start-stop and incremental tape

motion are described. The mechanical specification of speed, speed deviation, start-stop times, acceleration and tape tension are given. Also, reasons are given for the necessity of using a tape reservoir to absorb the shock tension of the tape, and the actual constructions of reservoir with tension lever, tension arm, vacuum column and a bin reservoir are presented. The equation for maximum length in reservoir with respect to permissible shock tension and necessary acceleration of the tape, are given. Further, the article presents tape drivers of various sorts, using: pinch roller, vacuum, pressure and friction drive in continuous and fast start-stop mode, and presents actual constructions. The principles of pneumatic systems are discussed and comparison diagrams of various tape drivers according to start-stop times are presented. The concluding part of this article deals with playback problems of incremental recording and the preparation and loading procedure of tape into the digital recorder.

L. GRONAU

ESQUISSE DES PROBLÈMES DU TRANSPORT DE LA BANDE MAGNÉTIQUE DE L'ENREGISTREUR DIGITAL

Résumé

L'article discute les problèmes du transport de la bande magnétique de l'enregistreur digital, notamment de celui qui est destiné à coopérer avec un calculateur digital électronique. La première partie de l'article, où on établit les dépendances entre la capacité et la vitesse de transfert des informations par un enregistreur digital est suivi de l'énumération des espèces de mouvement de la bande. On discute ensuite les paramètres du mouvement de la bande: la vitesse, la déviation de la vitesse, le temps du start et du stop, l'accélération et la tension de la bande. On justifie la nécessité d'appliquer un réservoir de bande pour amortir les tensions de choc et on présente quelques exemples des solutions pour les réservoirs: les réservoirs à rouleaux sur un bras ou sur un levier mobile, les réservoirs à chambre ou à cassette. Une formule pour fixer la longueur maximum d'une pièce de bande dans le réservoir en fonction de la tension de choc admissible et de l'accélération exigée a été présentée. Ensuite l'article s'occupe du problème d'entraînement de la bande et discute des méthodes employées de pression de la bande au rouleau entraînant: mécanique, pneumatique et par friction. On donne des exemples des solutions convenables. Le principe de fonctionnement de la pression mécanique continue et interrompue est discuté, ensuite les systèmes à vide et à pression excessive ainsi que les diagrammes comparatives des temps start et temps stop de la bande pendant l'entraînement mécanique et pneumatique ont été présentées. La partie finale aborde les problèmes de reproduction d'un enregistrement pas-à-pas ainsi que de la préparation et du chargement de la bande dans le réservoir.

L. GRONAU

BEITRAG ZUR BANDLAUFPROBLEMATIK EINES DIGITALEN MAGNETBANDGERÄTES

Zusammenfassung

Dieser Artikel befasst sich mit der Bandlaufproblematik eines digitalen Magnetbandgerätes, insbesondere für die Zusammenarbeit mit einer elektronischen Rechenmaschine. Nach einer Einführung, wo Formeln für die Informationskapazität und Übertragungsgeschwindigkeit des digitalen Magnetbandgerätes angegeben sind, wurden verschiedene Arten von Bandlaufwerken mit kontinuierlichem, schrittweisem und blockweisem Bandtransport besprochen sowie Parameter, wie Geschwindigkeit, Geschwindigkeitsabweichung, Start-Stop Zeiten, Beschleunigung und der Bandzug. Es wurde die Notwendigkeit von Magnetbandpuffer zwecks Entkopplung von Bandstößen begründet und dann folgt die Angabe einiger Ausführungsbeispiele folgender Bandpuffer: Rollenarm- oder Rollenhebelpuffer, Kammer- und Kassettenpuffer. Ermittelt wurde die maximale Länge des Bandabschnittes in dem Puffer als Funktion des zulässigen

Bandzugsstosses und der erforderlichen Beschleunigung. Weiter befasst sich dieser Artikel mit dem Problem der mechanischen, pneumatischen und reibungsweisen Mitnahme des Bandes und gibt die Prinzipien des kontinuierlichen und blockweisen Andruckes des Bandes an die Antriebsrolle, sowie einige Ausführungsbeispiele. Ferner behandelt der Artikel die Unter- und Überdrucksysteme und führt einige Vergleichungskurven von Start-Stop Zeiten in Laufwerken mit verschiedenen Mitnahmearten des Bandes an. Abschliessend wird das Problem der Wiedergabe einer schrittweisen Aufnahme sowie das Vorbereiten und das Einlegen des Bandes in das Gerät besprochen.

Л. ГРОНАУ

ОБЩАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА ПРОБЛЕМАТИКИ ПРОТЯГИВАНИЯ МАГНИТНОЙ ЛЕНТЫ В УСТРОЙСТВЕ ДЛЯ ЦИФРОВОЙ ЗАПИСИ

Резюме

В статье рассматривается проблематика протягивания магнитной ленты в устройстве для цифровой записи, особенно в предназначенном для работы с электронной вычислительной машиной. После вступительной части, в которой приводятся формулы на ёмкость и скорость передачи информации через цифровое записывающее устройство, описываются лентопротяжные механизмы для постоянного, шагового и блочного движения ленты. В дальнейшем рассматриваются параметры прохождения ленты: скорость, отклонения скорости, время разбега и остановки, ускорение и напряжение ленты. Доказывается необходимость применения буфера с магнитной лентой для амортизации ударных напряжений ленты и приводятся примеры конструкции буфера: роликового на рычаге или на плече, камерного или кассетного. Определяется зависимость максимальной длины отрезка ленты в буфере от допустимого ударного напряжения и требуемого ускорения. В дальнейшем в статье рассматривается вопрос захватывания ленты, а также разбираются применяемые способы механического, пневматического и фрикционного прижима ленты к ведущему ролику. Приводятся примеры конструкций. Обсуждается принцип механического прижима (постоянного и прерывного), а также системы вакуума и давления. Даны диаграммы для сравнения времени разбега и остановки ленты при механическом и пневматическом захватывании ленты. В конце статьи затронута проблема воспроизведения шаговой записи, а также подготовка и зарядка ленты записывающего устройства.

Wytyczne dla autorów

Komitety Redakcyjny prosi autorów o ułatwienie prac redakcyjnych związanych z przygotowaniem do druku nadesłanych artykułów przez przestrzeganie następujących wytycznych przy przygotowaniu maszynopisu:

1. Prace powinny być napisane pismem maszynowym, na pojedynczych arkuszach formatu A4, jednostronnie, z podwójną interlinią (co drugi wiersz), z marginesem szerokości ok. 3,5 cm z lewej strony. Stronice numerowane. Artykuły należy nadsyłać w dwu egzemplarzach (oryginał i pierwsza kopia na papierze maszynowym).
2. Wzory i oznaczenia należy wpisywać ręcznie, czytelnie, używając jedynie liter łacińskich i greckich. Wskaźniki niżej liter i wykładniki potęg należy pisać szczególnie dokładnie i wyraźnie. Numery wzorów należy umieszczać z prawej strony.
3. Każda praca powinna być zaopatrzona w streszczenie w języku polskim objętości do jednej strony maszynopisu oraz w cztery streszczenia w językach angielskim, francuskim, niemieckim i rosyjskim, z których dwa (w dowolnych językach) mogą być dłuższe, np. objętości 1 strony na każde 20 stron tekstu, dwa zaś krótsze, objętości 10 — 15 wierszy maszynopisu. W razie niemożności nadesłania streszczeń w językach obcych autor dostarcza streszczenie w języku polskim, do każdego języka oddzielnie, podając niezbędną do wykonania tłumaczenia obcojęzyczną terminologię.
4. Rysunki, wykresy i zdjęcia należy wykonać na oddzielnych arkuszach z podaniem kolejnych numerów rysunków. W tekście i na marginesie, obok właściwego tekstu, należy podać jedynie odnośny numer rysunku. Natomiast pożądane jest zaopatrywanie rysunków w krótki podpis wyjaśniający również wtedy, gdy rysunek omówiony jest w tekście. Ostateczne wykonanie rysunku obowiązuje Redakcję.
5. Wszystkie rysunki, wykresy i zdjęcia należy nazywać w tekście rysunkami (skrót: rys.) i nie stosować takich określeń, jak figura, szkic, rycina, fotografia. U samego dołu rysunku (a przy fotografiach na odwrocie) należy wpisać czytelnie numer rysunku, napis pod rysunkiem, tytuł pracy i nazwisko autora.
6. Wszystkie tablice (unikać zbyt dużych), podobnie jak rysunki, należy wykonać na oddzielnych arkuszach i numerować kolejno liczbami arabskimi. U góry każdej tablicy podać tytuł (napis objaśniający). Wszelkie zestawienia należy nazywać tablicami (nie tabelami).
7. Po zakończeniu artykułu należy podać wykaz literatury, wymieniając w następującej kolejności: pierwsze litery imion, nazwisko autora, po czym po przecinku pełny tytuł dzieła lub artykułu, tytuł czasopisma, tom, numer zeszytu, rok i miejsce wydania oraz ewentualnie numer strony. Pozycje wykazu powinny być ponumerowane, w tekście — powołania na numer pozycji w nawiasach prostokątnych, na przykład [3].
8. Redakcji przysługuje prawo do przeprowadzenia korekty stylistycznej i do dostosowania oznaczeń oraz układu pracy do norm przyjętych w „Rozprawach”.
9. Autora obowiązuje korekta autorska, którą należy zwracać w ciągu trzech dni. W korekcie autorskiej nie mogą być wprowadzone żadne poprawki tekstu złożonego uprzednio w maszynopisie, które mogłyby spowodować konieczność przełamywania składu drukarskiego.
10. Autorowi przysługuje bezpłatnie 25 egzemplarzy odbitek jego pracy. Dodatkowe egzemplarze autor może zamówić w Redakcji na własny koszt przy przesyłaniu maszynopisu swej pracy.
11. Niezastosowanie się autora do powyższych wytycznych pociągnie za sobą potrącenia z honorarium autorskiego kosztów związanych z doprowadzeniem dostarczonych przez autora materiałów do wymaganej formy.

Rozprawy Elektrotechniczne

Kwartalnik

WARUNKI PRENUMERATY CZASOPISMA

Cena prenumeraty rocznej	zł 160.—
„ „ „ półrocznej	zł 80.—

Instytucje państwowe, społeczne, zakłady pracy, szkoły itp. mogą zamawiać prenumeratę wyłącznie w miejscowych oddziałach i delegaturach „Ruch”.

Prenumeratorzy indywidualni mogą opłacać prenumeratę w urzędach pocztowych i u listonoszy lub dokonywać wpłat na konto PKO nr 1-6-100020 — Centrala Kolportażu Prasy i Wydawnictw „Ruch”, Warszawa, ul. Towarowa 28 (w terminie do 10 dnia miesiąca poprzedzającego okres prenumeraty).

Prenumeratę ze zleceniem wysyłki za granicę, która jest o 40% droższa od od prenumeraty krajowej, przyjmuje Biuro Kolportażu Wydawnictw Zagranicznych „Ruch”, Warszawa, ul. Wronia 23, konto PKO nr 1-6-100024.

Bieżące i archiwalne numery można nabywać lub zamawiać we Wzorcowni Wydawnictw Naukowych PAN-Ossolineum-PWN, Warszawa, Pałac Kultury Nauki (wysoki parter) oraz w księgarniach naukowych „Domu Książki”.

Sprzedaż egzemplarzy numerów zdezaktualizowanych, na uprzednie pisemne zamówienie, prowadzi Centrala Kolportażu Prasy i Wydawnictw „Ruch”, Warszawa, ul. Towarowa 28.

Subscription orders can be sent directly to: Ars Polona-„Ruch”, Warszawa 1, P. O. Box 154, sending remittance of 16\$ through the Bank Handlowy — Warszawa, Traugutta 7