

## PRZYBLIŻONA METODA ROZWIĄZYWANIA PŁASKICH NIESAMOPODOBNYCH FAL UDERZENIOWYCH W DOSKONAŁYM PRZEWODNIKU W POLU MAGNETYCZNYM

EDWARD WŁODARCZYK (WARSZAWA)

### 1. Wstęp

Zagadnienie rozprzestrzeniania się fal uderzeniowych w doskonałym przewodniku umieszczonym w polu magnetycznym było badane w pracach [1] i [2]. W [1] rozpatrzono wypukło-wklęsłą i wklęsłą charakterystykę  $\sigma - \varepsilon$ . Wyprowadzono związki na froncie fali uderzeniowej i przeprowadzono jakościową analizę strat energii przy formowaniu się frontu silnej nieciągłości. W pracy [2] rozwiązano *explicite* problem samopodobnej (stacjonarnej) fali uderzeniowej dla doskonałego przewodnika.

Celem niniejszej pracy jest podanie rozwiązania problemu propagacji niesamopodobnej fali uderzeniowej w półprzestrzeni wypełnionej doskonałym przewodnikiem i zanurzonej w polu magnetycznym. Fale wzbudzone są ciśnieniem mechanicznym przyłożonym w sposób nagły do powierzchni półprzestrzeni. Ciśnienie to do chwili  $t = \tau_0$  jest stałe w czasie i następnie maleje monotonicznie do zera. Nad półprzestrzenią znajduje się próżnia, w którą wypromieniowuje fala elektromagnetyczna. Rozpatrzono wklęsłą charakterystykę  $p - V$  dla ośrodka wypełniającego półprzestrzeń. O ile autorowi wiadomo, problem ten nie był badany w literaturze.

W punkcie drugim formułujemy problem, w trzecim — dokonujemy odcinkowej linearyzacji problemu, natomiast w czwartym podajemy analityczne rozwiązanie zagadnienia.

### 2. Sformułowanie problemu

Rozpatrzmy problem przy następujących założeniach:

1. Stosujemy współrzędne Lagrange'a  $x, y, z, t$ .
2. Przyjmujemy układ osi współrzędnych dla dolnej i górnej półprzestrzeni jak na rys.1.
3. Obciążenie powierzchni półprzestrzeni zależy tylko od czasu  $t$ , natomiast nie zależy od  $y, z$  (rys. 1). Przyłożone jest w sposób nagły; do chwili  $t = \tau_0$  jest stałe w czasie i następnie monotonicznie maleje do zera (rys. 2).
4. Przyjmujemy:

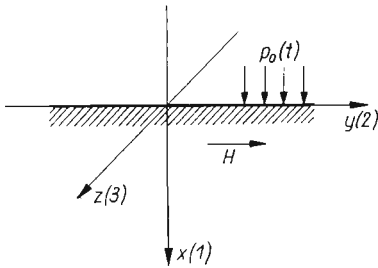
$$(2.1) \quad H_1 = H_3 = 0, \quad H_2 = H.$$

5. Ośrodek wypełniający dolną półprzestrzeń jest doskonałym przewodnikiem, tj. jego przewodność  $\sigma \rightarrow \infty$  (w przybliżeniu złoto, miedź). Górna półprzestrzeń jest próżnią.
6. Pomijamy w równaniach sprzężonych pól dla  $\sigma \rightarrow \infty$  prądy przesunięcia.
7. Nie uwzględniamy przewodnictwa cieplnego i lepkości mechanicznej ośrodka.
8. Będziemy badać fale uderzeniowe średniej intensywności (do kilkuset kilobarów).

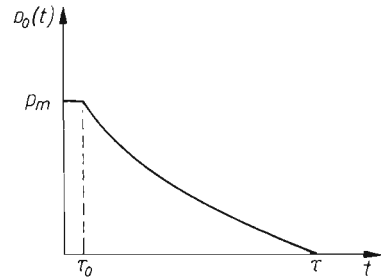
Dlatego równanie stanu dla przewodnika przyjmujemy w postaci jednoczłonowej bez wpływu temperatury [3] i [4]

$$(2.2) \quad p = A \left[ \left( \frac{V_0}{V} \right)^n - 1 \right],$$

$A$ ,  $n$  są stałymi charakteryzującymi dany przewodnik (miedź:  $A = 296$  kbar,  $n = 4,8$ ; złoto  $A = 310$  kbar,  $n = 5,7$ , [4]).



Rys. 1.



Rys. 2.

Zgodnie z powyższymi założeniami równania ruchu ośrodka przyjmują następującą postać:

$$(2.3) \quad \begin{aligned} v_{,x} &= \frac{1}{V_0} V_{,t} \\ v_{,t} &= -V_0 \tilde{p}_{,x}, \end{aligned}$$

gdzie

$$(2.4) \quad \tilde{p} = p + \frac{H_0^2}{8\pi} \left( \frac{V_0}{V} \right)^2 = A \left[ \left( \frac{V_0}{V} \right)^n - 1 \right] + \frac{H_0^2}{8\pi} \left( \frac{V_0}{V} \right)^2;$$

$H_0$  jest tu pierwotnym stałym polem magnetycznym.

Przy wyprowadzaniu równań (2.3) wykorzystano fakt, że pole magnetyczne w doskonałym przewodniku jest odwrotnie proporcjonalne do objętości właściwej [1, 2]

$$(2.5) \quad H = \frac{H_0 V_0}{V}.$$

W próżni pole elektromagnetyczne opisane jest równaniami

$$(2.6) \quad \frac{1}{c^2} H_{,tt}^* = H_{,x_1 x_1}^*, \quad \frac{1}{c^2} E_{,tt}^* = E_{,x_1 x_1}^*,$$

gdzie

$$(2.7) \quad H^* = H_0 + H_1^*, \quad E^* = E_1^*.$$

$H_1^*$  i  $E_1^*$  — są to składowe fali elektromagnetycznej wypromieniowanej od przewodnika w próżnię.

Mając na uwadze fakt, że

$$(2.8) \quad H_1^* = -E_1^*,$$

z (2.6) otrzymujemy

$$(2.9) \quad H_1^* = -E_1^* = f\left(t - \frac{x_1}{c}\right),$$

gdzie  $f$  jest na razie dowolną funkcją.

Warunki na brzegu półprzestrzeni wynikają z ciągłości składowych stycznych pola elektrycznego w układzie związanym z granicą

$$(2.10) \quad \vec{E}_t' = \vec{E}_t^*$$

oraz z ciągłości ciśnienia na granicy ośrodka i próżni

$$(2.11) \quad \tilde{p} = p^* + p_0(t),$$

gdzie  $p^*$  jest składową normalną tensora napięć Maxwella w próżni

$$(2.12) \quad p^* = T_{x_1 x_1}^* = \frac{1}{8\pi} H^{*2}.$$

Z (2.10) po przejściu na układ Lagrange'a otrzymujemy

$$(2.13) \quad E + \frac{v_0(t)}{c} H = E^* + \frac{v_0(t)}{c} H^*.$$

Ponieważ w przewodniku zachodzi zależność

$$(2.14) \quad E = -\frac{v_0(t)}{c} H,$$

przeto

$$(2.15) \quad E^* + \frac{v_0(t)}{c} H^* = 0.$$

Wprowadzając (2.9) do (2.15) otrzymamy

$$(2.16) \quad f\left(t - \frac{\eta(t)}{c}\right) = \frac{\frac{v_0(t)}{c} H_0}{1 - \frac{v_0(t)}{c}} = \frac{H_0 v_0(t)}{c - v_0(t)};$$

natomiast z (2.7), (2.9) i (2.16) wynika, że

$$(2.17) \quad H^* = \frac{H_0}{1 - \frac{v_0(t)}{c}}.$$

Ostatecznie warunek brzegowy (2.11) można przedstawić w postaci

$$(2.18) \quad \left(\frac{V_0}{V}\right)^n - 1 + \alpha \left(\frac{V_0}{V}\right)^2 = \frac{\alpha}{\left[1 - \frac{v_0(t)}{c}\right]^2} + \frac{p_0(t)}{A},$$

gdzie

$$(2.19) \quad \alpha = \frac{H_0^2}{8\pi A}.$$

Z warunku ciągłości masy i pędu na froncie fali uderzeniowej  $x = \varphi(t)$  otrzymujemy

$$(2.20) \quad \frac{\dot{\varphi} - v_x}{\dot{\varphi}} = \frac{V_x}{V_0},$$

$$\tilde{p}_x = \frac{\dot{\varphi}^2}{V_0} \left( 1 - \frac{V_x}{V_0} \right) + \frac{H_0^2}{8\pi}.$$

Warunki początkowe są następujące:

$$(2.21) \quad \begin{aligned} v(x, 0) &= 0, & V(x, 0) &= V_0, \\ H^*(x, 0) &= H_0, & H_{,t}^*(x, 0) &= 0, \\ E^*(x, 0) &= 0, & E_{,t}^*(x, 0) &= 0. \end{aligned}$$

Tym samym problem został jednoznacznie sformułowany.

### 3. Aproxymacja związku $\tilde{p} = \tilde{p}(V)$ odcinkami prostymi

Rozwiązanie quasi-liniowego układu równań w warunkach tworzenia się niestacjonarnego frontu fali uderzeniowej jest skomplikowanym problemem równań fizyki matematycznej. Do chwili obecnej w literaturze brak jest zamkniętego rozwiązania tego zagadnienia. Numeryczna konstrukcja rozwiązania w ogólnym ujęciu jest żmudna i pracochłonna, mimo zastosowania elektronicznej techniki obliczeniowej. Dlatego w niniejszej pracy pójdziemy w kierunku pewnych uproszczeń natury fizycznej, aby uzyskać zamkniętą analityczną formę rozwiązania tego problemu.

Mianowicie, z prawa zachowania masy wynika, że:

$$(3.1) \quad \frac{V}{V_0} = \frac{\rho_0}{\rho} = 1 + u_{,x} = 1 + \varepsilon, \quad \varepsilon = u_{,x},$$

gdzie  $u$  jest przemieszczeniem ośrodka.

Wprowadzając (3.1) do (2.4) otrzymamy

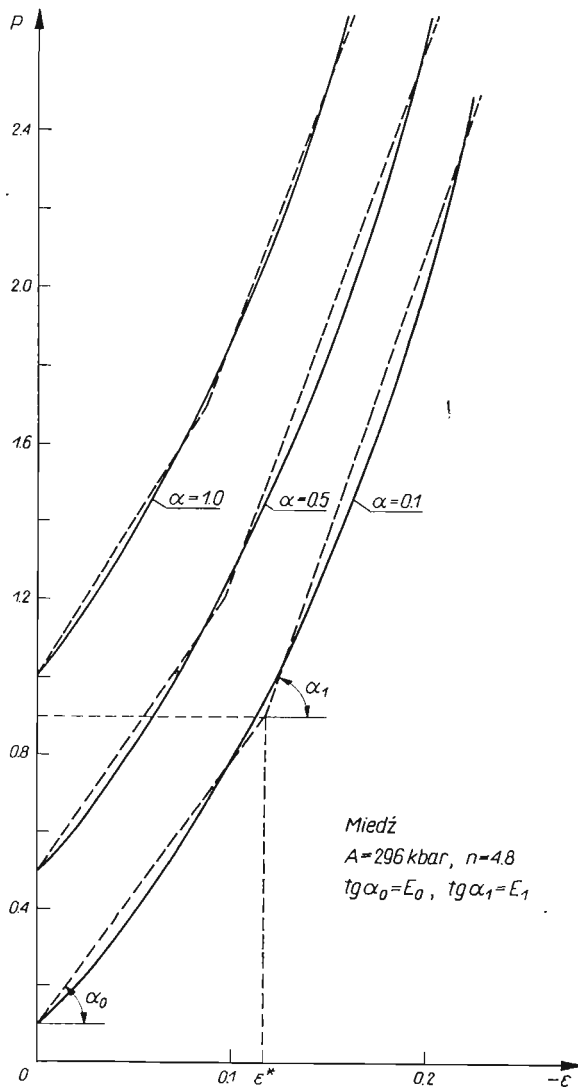
$$(3.2) \quad P = \frac{\tilde{p}}{A} = \left( \frac{1}{1 + \varepsilon} \right)^n - 1 + \alpha \left( \frac{1}{1 + \varepsilon} \right)^2.$$

Na rys. 3 wykreślono funkcję  $P(\varepsilon)$  dla miedzi (linie ciągłe). Podobne przebiegi uzyskuje się dla złota. Jak wynika z zamieszczonych wykresów funkcję  $P(\varepsilon)$  w zakresie stosowalności równania stanu (2.2) ( $P < 2,5$ ) z wystarczającą dla celów praktyki dokładnością można aproxymować w strefie obciążenia linią łamaną złożoną z dwóch odcinków prostych (linie przerywane na rys. 3), których nachylenie i długość zależy od parametru  $\alpha$  (początkowego pola magnetycznego  $H_0$ ). Ponieważ równanie stanu (2.2) jest również pewnym przybliżeniem wyników eksperymentalnych, przeto proponowana odcinkowa aproxymacja funkcji  $P(\varepsilon)$  jest tym bardziej uzasadniona. W strefie odciążenia przyjmujemy, że funkcja  $P(\varepsilon)$  jest liniowa (rys. 4).

Mamy wówczas:

$$\tilde{p} = A\alpha - E_0\varepsilon = A\alpha - E_0 \left( \frac{V}{V_0} - 1 \right),$$

Jeśli  $A\alpha \leq \tilde{p} \leq \tilde{p}^*(\alpha)$ ,



Rys. 3

oraz

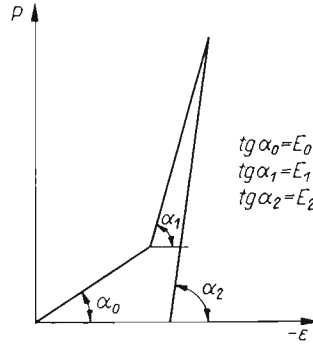
$$(3.3) \quad \tilde{p} = \tilde{p}^*(\alpha) - E_1(\varepsilon - \varepsilon^*) = (E_1 - E_0)\varepsilon^* + A\alpha - E_1 \left( \frac{V}{V_0} - 1 \right),$$

jeśli  $\tilde{p} \geq \tilde{p}^*(\alpha)$ ; natomiast

$$(3.4) \quad \tilde{p} = \tilde{p}_\varphi(x) + E_2 \varepsilon_\varphi(x) - E_2 \varepsilon = \tilde{p}_\varphi(x) + E_2 \varepsilon_\varphi(x) - E_2 \left( \frac{V}{V_0} - 1 \right)$$

w strefie odciążenia.

Za frontem fali uderzeniowej postulujemy proces odciążenia. Wówczas ruchem ośrodka rządzą równania



Rys. 4

$$(3.5) \quad v_{,x} = -\frac{1}{E_2} \tilde{p}_{,t}; \quad v_{,t} = -\frac{1}{\varrho_0} \tilde{p}_{,x}.$$

Powyższy układ równań różniczkowych można zastąpić równoważnym układem równań algebraicznych na charakterystykach o następującej postaci

$$(3.6) \quad v = \mp \frac{1}{\varrho_0 a_2} \tilde{p} + C^\pm, \quad \text{jeśli} \quad x = \pm \varrho_0 a_2 t + c^\mp,$$

gdzie

$$a_2 = \sqrt{\frac{E_2}{\varrho_0}}.$$

Warunek brzegowy (2.18) po uwzględnieniu (3.4) oraz faktu, że

$$(3.7) \quad \frac{v_0(t)}{c} \ll 1,$$

można przedstawić w następującej formie

$$(3.8) \quad \tilde{p}_\varphi(0) + E_2 \varepsilon_\varphi(0) - E_2 \left[ \frac{V(0, t)}{V_0} - 1 \right] = A\alpha + p_0(t).$$

Ponieważ

$$\tilde{p}_x(0) = p_m, \quad \varepsilon_x(0) = \varepsilon_m = \frac{A\alpha - \tilde{p}^*}{E_0} - \frac{\tilde{p}_m - \tilde{p}^*}{E_1},$$

przezo z (3.8) mamy

$$(3.9) \quad \frac{V(0, t)}{V_0} - 1 = \left( \frac{1}{E_2} - \frac{1}{E_1} \right) \tilde{p}_m + \left( \frac{1}{E_1} - \frac{1}{E_2} \right) A\alpha + \left( 1 - \frac{E_0}{E_1} \right) \varepsilon^* - \frac{1}{E_2} p_0(t).$$

Warunki na froncie fali uderzeniowej przyjmują obecnie postać

$$(3.10) \quad v_\varphi = \left( 1 - \frac{V_\varphi}{V_0} \right) \dot{\varphi},$$

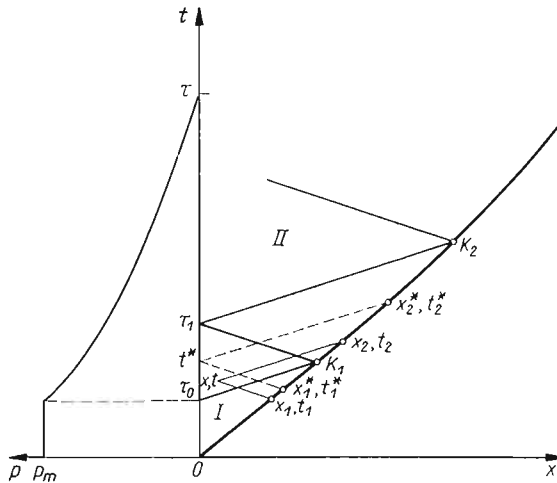
$$\left( 1 - \frac{E_1}{E_0} \right) \tilde{p}^*(\alpha) + \frac{E_1}{E_0} A\alpha - E_1 \left( \frac{V_\varphi}{V_0} - 1 \right) = \left( 1 - \frac{V_\varphi}{V_0} \right) \frac{\dot{\varphi}^2}{V_0} + \frac{H_0^2}{8\pi}.$$

Warunki początkowe nie ulegają zmianie.

Przejdziemy obecnie do analitycznego rozwiązania uproszczonego w ten sposób problemu.

4. Rozwiązanie problemu

Falowy obraz rozwiązania przedstawionego wyżej problemu przyjmuje postać pokazaną na rys. 5. Płaszczyzna  $x, t$  podzielona jest na dwa obszary. Obszar I zawiera stacjonarny odcinek frontu fali uderzeniowej wywołany stałym obciążeniem  $p_m$  działającym w czasie  $0 \leq t \leq \tau_0$ . W obszarze II propaguje się niestacjonarny, krzywoliniowy odcinek frontu fali uderzeniowej generowanej przez malejące w czasie ciśnienie  $p_0(t)$ . Analityczne rozwiązanie problemu w poszczególnych obszarach kształtuje się następująco.



Rys. 5

*Obszar I.* W obszarze tym zgodnie z rozwiązaniami podanymi w [1] i [2] propaguje się stacjonarny (ze stałą prędkością) front fali uderzeniowej  $x = \varphi(t)$ . Wszystkie parametry problemu za frontem takiej fali mają stałą wartość. Zatem po rozwiązaniu równań (3.9) i (3.10) otrzymujemy:

$$\begin{aligned}
 \tilde{p}_1(x, t) &= \tilde{p}_m = A\alpha + p_m, \\
 V_1(x, t) &= V_m = V_0 \left[ 1 - \frac{p_m}{E_1} + \left( 1 - \frac{E_0}{E_1} \right) \varepsilon^*(\alpha) \right], \\
 v_1(x, t) &= v_m = \left[ \frac{p_m}{E_1} - \left( 1 - \frac{E_0}{E_1} \right) \varepsilon^*(\alpha) \right] D_m, \\
 \dot{\varphi}_1(t) &= D_m = a_1 \left[ 1 - \frac{(E_0 - E_1)\varepsilon^*(\alpha)}{p_m + (E_0 - E_1)\varepsilon^*(\alpha) + \frac{E_1}{E_2} A\alpha} \right]^{1/2},
 \end{aligned}
 \tag{4.1}$$

gdzie

$$a_1 = \sqrt{\frac{E_1}{\rho_0}}.$$

Z kolei na podstawie (2.5) i (2.14) mamy:

$$(4.2) \quad H_1(x, t) = H_m = H_0 \left[ 1 - \frac{p_m}{E_1} + \left( 1 - \frac{E_0}{E_1} \right) \varepsilon^*(\alpha) \right]^{-1},$$

$$E_1(x, t) = E_m = -\frac{v_m}{c} H_m.$$

*Obszar II.* Ze związków wzdłuż charakterystyk wychodzących z frontu fali uderzeniowej i przecinających się w dowolnym punkcie  $x, t$  obszaru II znajdujemy:

$$(4.3) \quad v_2(x, t) = \frac{1}{2} \left\{ v_{\varphi_1}(t_1) + v_{\varphi_2}(t_2) + \frac{1}{\rho_0 a_2} [\tilde{p}_{\varphi_2}(t_2) - \tilde{p}_{\varphi_1}(t_1)] \right\},$$

$$\tilde{p}_2(x, t) = \frac{1}{2} \left\{ \tilde{p}_{\varphi_1}(t_1) + \tilde{p}_{\varphi_2}(t_2) + \rho_0 a_2 [v_{\varphi_2}(t_2) - v_{\varphi_1}(t_1)] \right\},$$

gdzie

$$(4.4) \quad t_1 = t - \frac{\varphi_1(t_1) - x}{a_2},$$

$$t_2 = t + \frac{\varphi_2(t_2) - x}{a_2}.$$

Ponieważ początkowy odcinek frontu fali jest już znany

$$(4.5) \quad \varphi_1(t_1) = D_m t_1,$$

zatem czas  $t_1$  można wyliczyć *explicite*

$$(4.6) \quad t_1 = \frac{a_2 t + x}{a_2 + D_m}.$$

Wielkości  $v_{\varphi_1}(t_1)$  i  $\tilde{p}_{\varphi_1}(t_1)$  są znane z I obszaru [patrz wzory (4.1)]. Natomiast wartości  $v_{\varphi_2}(t_2)$  i  $\tilde{p}_{\varphi_2}(t_2)$  określamy ze związków na froncie fali (3.10) i równań konstytutywnych (3.3):

$$(4.7) \quad v_{\varphi_2}(t_2) = \varepsilon^*(\alpha) \left( 1 - \frac{E_1}{E_0} \right) \frac{a_0^2}{a_1^2 - \dot{\varphi}_2^2(t_2)} \dot{\varphi}_2(t_2), \quad a_0^2 = \frac{E_0}{\rho_0},$$

$$\tilde{p}_{\varphi_2}(t_2) = A\alpha + (E_1 - E_0)\varepsilon^* + E_1\varepsilon^* \left( 1 - \frac{E_1}{E_0} \right) \frac{a_0^2}{a_1^2 - \dot{\varphi}_2^2(t_2)}.$$

Z podanych wyżej zależności wynika, że do jednoznacznego określenia funkcji  $v_2(x, t)$  i  $p_2(x, t)$  potrzebna jest prędkość propagacji następnego odcinka frontu fali uderzeniowej  $\dot{\varphi}_2(t_2)$ . Określimy go w następujący sposób. Ze związków wzdłuż charakterystyk, zaznaczonych na rys. 5 liniami przerywanymi, mamy

$$(4.8) \quad v_0(t^*) = \frac{1}{\rho_0 a_2} \tilde{p}_0(t^*) + v_{\varphi_1}(t_1^*) - \frac{1}{\rho_0 a_2} \tilde{p}_{\varphi_1}(t_1^*),$$

$$v_0(t^*) = -\frac{1}{\rho_0 a_2} \tilde{p}_0(t^*) + v_{\varphi_2}(t_2^*) + \frac{1}{\rho_0 a_2} \tilde{p}_{\varphi_2}(t_2^*),$$



gdzie

$$(4.9) \quad \begin{aligned} t_1^* &= t^* - \frac{\varphi_1(t_1^*)}{a_2} = \frac{a_2}{a_2 + D_m} t^*, \\ t_2^* &= t + \frac{\varphi_2(t_2^*)}{a_2}. \end{aligned}$$

Z (4.8) po dodaniu stronami otrzymujemy

$$(4.10) \quad 2v_0(t^*) = v_{\varphi_1}(t_1^*) + v_{\varphi_2}(t_2^*) + \frac{1}{\varrho_0 a_2} [\tilde{p}_{\varphi_2}(t_2^*) - \tilde{p}_{\varphi_1}(t_1^*)].$$

Ponieważ

$$(4.11) \quad \tilde{p}_0(t^*) = A\alpha + p_0(t^*),$$

pręto prędkość poruszania się brzegu  $v_0(t^*)$  zgodnie z (4.8)<sub>1</sub> wynosi

$$(4.12) \quad v_0(t^*) = \frac{A\alpha}{\varrho_0 a_2} + \frac{p_0(t^*)}{\varrho_0 a_2} + v_{\varphi_1}(t_1^*) - \frac{1}{\varrho_0 a_2} \tilde{p}_{\varphi_1}(t_1^*).$$

Wprowadzając (4.7) i (4.12) do (4.10) po licznych przekształceniach otrzymamy

$$(4.13) \quad \dot{\varphi}_2(t_2^*) = \frac{b_0}{2b_1} + \sqrt{\left(\frac{b_0}{2b_1}\right)^2 + 4b_1 b_2},$$

gdzie

$$(4.14) \quad \begin{aligned} b_0 &= \left(\frac{E_1}{E_0} - 1\right) a_0^2 \varepsilon^*, \quad a_0^2 = \frac{E_0}{\varrho_0}; \\ b_1 &= \frac{A\alpha}{\varrho_0 a_2} + \frac{2}{\varrho_0 a_2} p_0(t^*) + v_{\varphi_1}(t_1^*) - \frac{1}{\varrho_0 a_2} \tilde{p}_{\varphi_1}(t_1^*) - \frac{E_1 - E_0}{\varrho_0 a_2} \varepsilon^*, \\ b_2 &= b_1 a_1^2 + \frac{E_1}{\varrho_0 a_2} b_0. \end{aligned}$$

Dla jednoznacznego rozwiązania problemu potrzebna jest jeszcze znajomość położenia frontu fali  $\varphi_2(t_2^*)$  na płaszczyźnie  $x, t$ .

Z równania dodatniej charakterystyki wynika, że

$$(4.15) \quad \frac{dt_2^*}{dt^*} = 1 + \frac{1}{a_2} \frac{d\varphi_2(t_2^*)}{dt^*}.$$

Poza tym mamy

$$(4.16) \quad \frac{d\varphi_2(t_2^*)}{dt^*} = \dot{\varphi}_2(t_2^*) \frac{dt_2^*}{dt^*}, \quad \dot{\varphi}_2(t_2^*) = \frac{d\dot{\varphi}_2}{dt_2^*}.$$

Z (4.15) i (4.16) otrzymujemy

$$(4.17) \quad \frac{d\varphi_2(t_2^*)}{dt^*} = \frac{a_2 \dot{\varphi}_2(t_2^*)}{a_2 - \dot{\varphi}_2(t_2^*)},$$

a po scałkowaniu

$$(4.18) \quad \varphi_2(t_2^*) = D_m t_1 + \int_{\tau_0}^{t_2^*} \frac{a_2 \dot{\varphi}_2(t_2^*)}{a_2 - \dot{\varphi}_2(t_2^*)} dt^*,$$

gdzie

$$(4.19) \quad t_1 = \frac{a_2}{a_2 - D_m} \tau_0.$$

W ten sposób określiliśmy *explicite* następny odcinek frontu fali uderzeniowej  $K_1 K_2$  i wartości funkcji  $v_2(x, t)$  i  $\tilde{p}_2(x, t)$  w strefie  $\tau_0 \tau_1 K_2 K_1 \tau_0$  (rys. 5).

Dla rozwiązania problemu w następnych strefach obszaru II stosujemy wyprowadzone wyżej zależności w sposób rekurencyjny.

Mając określone funkcje  $v_2(x, t)$  i  $\tilde{p}_2(x, t)$  łatwo znajdujemy pozostałe parametry problemu. I tak, z (3.10)<sub>1</sub> i (4.7)<sub>1</sub> mamy

$$(4.20) \quad V_{\varphi_2}(t_2^*) = V_0 \left[ 1 - \varepsilon^*(\alpha) \left( 1 - \frac{E_1}{E_0} \right) \frac{a_0^2}{a_1^2 - \dot{\varphi}_2^2(t_2^*)} \right].$$

Natomiast z (3.4) otrzymujemy:

$$(4.21) \quad V_2(x, t) = \left\{ \tilde{p}_{\varphi_2}(t_2^*) + E_2 \left[ \frac{V_{\varphi_2}(t_2^*)}{V_0} - 1 \right] - \tilde{p}_2(x, t) \right\} \frac{V_0}{E_2} + 1.$$

Składowe pola magnetycznego i elektrycznego odpowiednio wynoszą:

$$(4.22) \quad H_2(x, t) = H_0 \frac{V_0}{V_2(x, t)},$$

$$E_2(x, t) = - \frac{v_2(x, t)}{c} H_2(x, t).$$

Tym samym uzyskaliśmy pełne zamknięte rozwiązanie dość złożonego problemu.

#### Literatura cytowana w tekście

1. S. KALISKI, *Plaska fala uderzeniowa w ciałach stałych w polu magnetycznym przy doskonałym przewodnictwie elektrycznym*, Biul. WAT, 6 (95), (1960). — *The plane elastic shock wave in perfectly conducting solids in a magnetic field*, Proc. Vibr. Probl., 1, 2 (1961).
2. J. MICHAŁEC, *Samopodobna fala uderzeniowa w stałym ośrodku doskonale przewodzącym w polu magnetycznym*, Biul. WAT, 3 (175), (1967).
3. Я. Б. ЗЕЛЬДОВИЧ, Ю. П. РАЙЗЕР, *Физика ударных волн и высокотемпературных гидродинамических явлений*, Москва 1966.
4. В. П. ЧЕЛЬШЕВ, Б. И. ШЕХТЕР, Л. А. ШУШКО, *Об изменении давления на поверхности преграды при контактном взрыве заряда ВВ*, Физика взрыва, 2, 6 (1970).
5. E. WŁODARCZYK, *O pewnym zamkniętym rozwiązaniu problemu propagacji uderzeniowej fali odciążenia w biliniowym ośrodku sprężystym*, Biul. WAT, 6 (238), (1972). — *A closed-form solution of the propagation problem of an unloading shock wave in a bilinear elastic body*, Proc. Vibr. Probl., 3, 13 (1972).

6. E. WŁODARCZYK, *Propagacja płaskiej uderzeniowej fali obciążenia w biliniowym pręcie sprężystym*, Biul. WAT, 8 (240), (1972). — *Propagation of a plane loading shock wave in a bilinear bar*, Proc. Vibr. Probl., 4, 13 (1972).
7. E. WŁODARCZYK, *Propagacja płaskiej fali uderzeniowej w ośrodku trójskładnikowym ze sprężystym odciążeniem*, Biul. WAT, 1 (245), (1973). — *Propagation of a plane shock wave in a three-component medium with elastic unloading*, Proc. Vibr. Probl., 1, 13 (1973).

### Р е з ю м е

#### ПРИБЛИЖЕННЫЙ МЕТОД РЕШЕНИЯ ПЛОСКИХ НЕАВТОМОДЕЛЬНЫХ УДАРНЫХ ВОЛН В ИДЕАЛЬНОМ ПРОВОДНИКЕ В МАГНИТНОМ ПОЛЕ

В работе решена задача о распространении плоской неавтомодеальной ударной волны, распространяющейся в полупространстве, заполненном идеально проводящим материалом и находящимся под действием магнитного поля, направленного параллельно поверхности полупространства. Волны возбуждаются механическим давлением, приложенным мгновенно к поверхности полупространства, и остающимся постоянным до некоторого момента времени  $t = \tau_0$ , а затем монотонически исчезающего до нуля. Над полупространством находится пустота, в которую излучается электромагнитная волна. Получено замкнутое решение для упрощенной задачи. Упрощение состоит в том, что уравнение состояния аппроксимируется кусочно-линейной зависимостью, дополненной членами, связанными с магнитным полем. Насколько известно автору статьи, данная задача еще не изучалась в литературе.

### S u m m a r y

#### AN APPROXIMATE METHOD OF SOLVING PLANE, NON-SELSIMILAR SHOCK WAVES IN A PERFECT CONDUCTOR SUBJECT TO MAGNETIC FIELD

The paper presents a solution to the problem of propagation of a plane, non-selfexited impact wave moving in a perfectly conducting halfspace subject to a magnetic field directed parallel to its surface. The waves are excited by a mechanical pressure applied instantaneously to the surface of the halfspace; at the instant  $t = \tau_0$  it is constant in time and then monotonically decreases to zero. Electromagnetic waves are radiated into the vacuum over the halfspace. A closed-form solution of the simplified problem is found. The simplification consisted in a sectionally linear approximation of the constitutive equation supplemented with magnetic field terms. In author's opinion, the problem has not been considered in literature thus far

WOJSKOWA AKADEMIA TECHNICZNA

*Praca została złożona w Redakcji dnia 9 marca 1973 r.*