

Letters to the Editor

**K ROVNICI ŠÍRENIA ELEKTROMAGNETICKÉHO ROZRUCHU  
PO BARKHAUSENOVOM SKOKU VO FEROMAGNETIKU**

ANGELIA ZENTKOVÁ, Košice

V práci [1] sme pri vyšetrovaní vplyvu geometrie vzorky na tvar impulzu o. m. n., ktorý sa naindukuje po realizácii Barkhausenovho skoku v snímacej cievke, vychádzali z rovnice šírenia zmeny magnetickej indukcie vo feromagnetiku vzorky v tvare

$$\Delta B = \frac{4\pi\mu\sigma}{c^2} \frac{\partial B}{\partial t} \quad (1)$$

bez podrobnejšieho zdôvodnenia. Keďže ani v iných prácach [2] a [3] neboli diskutované podmienky, za ktorých môžeme rovnicu (1) použiť, urobíme to v ďalšom.

Obecne možno z Maxwellových rovníc (napr. [4]) odvodiť pre šírenie elektromagnetického rozruchu v hmotnom prostredí rovnicu

$$\Delta B = \frac{4\pi\mu\sigma}{c^2} \frac{\partial B}{\partial t} + \frac{\mu\epsilon}{c^2} \frac{\partial^2 B}{\partial t^2}, \quad (2)$$

kde  $\mu$  je vratná permeabilita,  $\epsilon$  dielektrická konštanta a  $\sigma$  vodivosť prostredia, v ktorom sa rozruch šíri. Aby sme mohli člen  $\frac{\mu\epsilon}{c^2} \frac{\partial^2 B}{\partial t^2}$  zanedbať voči  $\frac{4\pi\mu\sigma}{c^2} \frac{\partial B}{\partial t}$ ,

treba, aby

$$\frac{\epsilon}{c} \frac{\partial E}{\partial t} \ll \frac{4\pi}{c} \sigma E. \quad (3)$$

čo vedie k požiadavke

$$\frac{\sigma}{\omega\epsilon} \gg \epsilon. \quad (4)$$

Pritom  $\omega$  je kruhová frekvencia, prislúchajúca hornej hranici frekvenčného

spektra elektromagnetického impulzu, ktorý sa v prostredí šíri. Požiadavka (4) je v prípade kovových feromagnetik ( $\sigma \approx 10^{18} \text{ s}^{-1}$ ) splnená prakticky až do optického časti spektra ( $C \sim 10^{15} \text{ s}^{-1}$ ), takže zanedbanie druhého člena v rovnici (2) je plne oprávnené.

Odišná situácia nastane v prípade, ak feromagnetikum, v ktorom sa elektromagnetický rozruch šíri, je nevodivé ( $\sigma \rightarrow 0$ ). V takomto prípade je

$$\frac{4\pi}{c} \sigma E \ll \frac{\epsilon}{c} \frac{\partial E}{\partial t} \quad (5)$$

a z rovnice (2) dostaneme vlnovú rovnicu

$$\Delta B = \frac{\mu\epsilon}{c^2} \frac{\partial^2 B}{\partial t^2} \quad (6)$$

Riešením tejto rovnice je priestorová vlna, ktorá sa šíri vo feromagnetiku rýchlosťou  $v = c/\sqrt{\mu\epsilon}$ . Priebeh naindukovaného impulzu v snímacej cievke je v tomto prípade určený časovým priebehom posuvu doménovej steny vypočítaný po Barkhausenovho skoku a rozmerni snímacej cievky.

Zvláštne postavenie majú v tomto smere feromagnetiká s charakterom polovodičov. (Napríklad intermetalické zličeniny  $\text{Mn}_5\text{Ge}_3$  a  $\text{Mn}_3\text{Ge}_3$ , u ktorých je  $\sigma \sim 10^{12} \text{ s}^{-1}$ ). V takomto prípade nemožno zanedbať v rovnici (2) ani jeden člen.

LITERATÚRA

[1] Zentková A., Zentko A., Hajko V., Czech. J. Phys. B 19 (1969), 650.  
 [2] Tebble R. S., et al., Proc. Phys. Soc. A 63 (1950), 739.  
 [3] Поливанов К. М. et al., Физика металлов и металловедение 9 (1960), 903.  
 [4] Votruba V., Muzikář Č., *Teorie elektromagnetického pole*. Nakladatelství ČSAV, Praha 1955.

*Katedra teoretickej fyziky a geofyziky  
Prírodovedeckej fakulty UJFJS,  
Košice*

Došlo 12. 1. 1970