
XIV Seminarium
NIENISZCZĄCE BADANIA MATERIAŁÓW
Zakopane, 4-7 marca 2008

**O PRZYCZYNACH MAGNETYCZNYCH WŁAŚCIWOŚCI STALI
I ICH WYKORZYSTANIU W BADANIACH NIENISZCZĄCYCH**

Bolesław Augustyniak
Politechnika Gdańska, Gdańsk, bolek@mif.pg.gda.pl

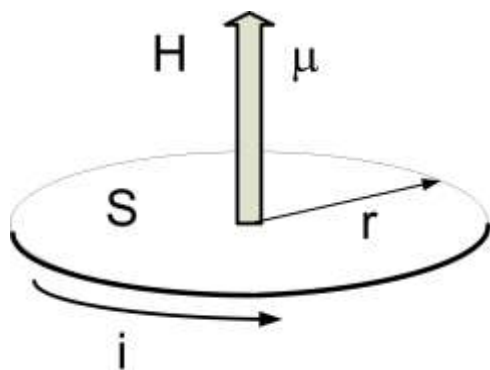
1. Wstęp

Niniejsze opracowanie ma stanowić krótki przewodnik dla czytelnika chcącego poznać przyczyny występowania tych właściwości magnetycznych stali, które są wykorzystywane w szeregu magnetycznych metod badań nieniszczących. Metody te podzielić można, dla potrzeb niniejszego opracowania, na dwie grupy stosując kryterium ‘cel badania’. Głównym celem badań nieniszczących jest wykrycie nieciągłości (w skali makro, o wymiarach znacznie powyżej μm) i badania magnetyczne służące do wykrywania nieciągłości zaliczymy do grupy pierwszej. Wskazać należy tu na metodę magnetyczno-proszkową, metodę pomiaru pola rozproszonego a także metodę prądów wirowych. Coraz większe znaczenie mają magnetyczne metody badań służące do oceny stanu mikrostruktury materiału oraz poziomu naprężeń własnych (pozostających). Dostarczają one informacji o stanie materiału zanim wystąpią nieciągłości. Do tej grupy zaliczyć należy metody bazujące na efekcie prądów wirowych, efekcie Barkhausena czy też emisji magnetoakustycznej. Wspólnym mianownikiem wymienionych tu metod jest wykorzystanie właściwości magnetycznych stali. Duża część urządzeń przemysłowych i maszyn jest wykonana ze stali o właściwościach ferromagnetycznych. Są także stosowane do konstrukcji stale austenityczne, określane jako ‘niemagnetyczne’, ale i one wykazują pewne właściwości magnetyczne. Jakże są zatem przyczyny magnetycznych właściwości stali i jak te właściwości są wykorzystane w różnych metodach badań nieniszczących? Odpowiedzi na te dwa pytania są przedstawione w kilku etapach. Na wstępie wyjaśnione zostaną właściwości magnetyczne pojedynczych atomów żelaza. Atomy żelaza tworzą kryształy i polikryształy stali o właściwościach ferromagnetycznych. Przedstawiona zostanie zatem przyczyna ‘ferromagnetyzmu’ na poziomie atomowym oraz zwrócona zostanie uwaga na fakt powstania domen magnetycznych i ‘skokowego’ ruchu granic domen magnetycznych podczas przemagnesowywania materiału. Taki ruch granic jest przyczyną histerezy magnetycznej oraz efektu Barkhausena i emisji magnetoakustycznej. Opis podstawowych zjawisk i właściwości ‘magnetycznych’ stali uzupełniony będzie przykładami zastosowania magnetycznych metod badań.

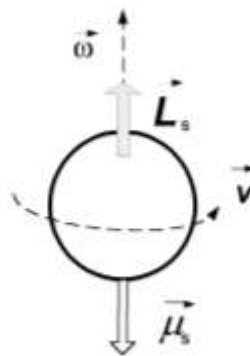
2. Magnetyzm żelaza

Opis magnetycznych właściwości stali wymaga przedstawienia informacji o ‘magnetyzmie’ w skali mikro czyli dla pojedynczych atomów oraz w skali mezo – czyli dla zespołów atomów tworzących sieć krystalograficzną objętościowo centrowaną czystego żelaza.

2.1. Magnetyzm pojedynczych atomów



Rys. 1. Schemat pętli z prądem generującej moment magnetyczny μ



Rys. 2. Ilustracja związku między momentem magnetycznym i momentem pędu dla elektronu

Pole magnetyczne traktuje się w fizyce klasycznej, zgodnie z koncepcją Ampere'a, jako efekt płynącego prądu, [1]. Na rys. 1 pokazano schemat pętli z prądem o natężeniu i generującej pole magnetyczne H . Natężenie tego pola w środku pętli kołowej o promieniu r ma wartość

$$H = \frac{i}{2r} \quad (1)$$

Pętli z prądem przypisuje się cechy 'dipola' magnetycznego. Wartość dipolowego momentu magnetycznego obwodu μ jest dana iloczynem

$$\mu = i S, \quad (2)$$

gdzie i to natężenie prądu a S jest polem powierzchni pętli.

Pojedynczy elektron charakteryzuje się własnym momentem magnetycznym zwanym 'spinowym' o wartości μ_s . Związek tego momentu z momentem pędu (spinem) L_s elektronu ilustruje Rys. 2. Zgodnie z mechaniką kwantową

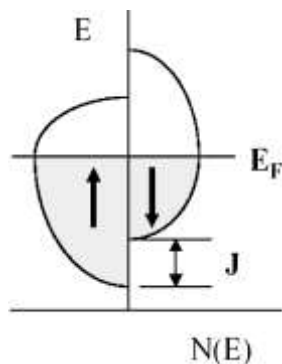
$$\mu_s = -\frac{e}{2m} L_s = \mu_B \sqrt{s(s+1)}, \quad (3)$$

gdzie μ_B to magneton Bohra a s – spinowa liczba kwantowa ($s = 1/2$). Magneton Bohra ma wartość $\mu_B = 9,27 \cdot 10^{-24}$ J/ T. Elektron w atomie charakteryzuje się tak zwanym orbitalnym momentem magnetycznym μ_l opisanym zależnością analogiczną do (3), po zastąpieniu liczby kwantowej s liczbą kwantową l , która opisuje orbitalny moment pędu. Może ona przyjmować wartości całkowite (0, 1, 2...). Korzystając z mechaniki klasycznej, można elektron o ładunku e , wirujący wokół jądra z częstością f , traktować jako płynący prąd o natężeniu $i = e \cdot f$. Prąd ten wytwarza moment magnetyczny zgodnie ze schematem z Rys. 1. Moment spinowy i moment orbitalny elektronu to elementarne dipole magnetyczne. Moment magnetyczny atomu jest wynikiem superpozycji momentów orbitalnych i spinowych elektronów. Składanie to jest tłumaczone prawami mechaniki kwantowej.

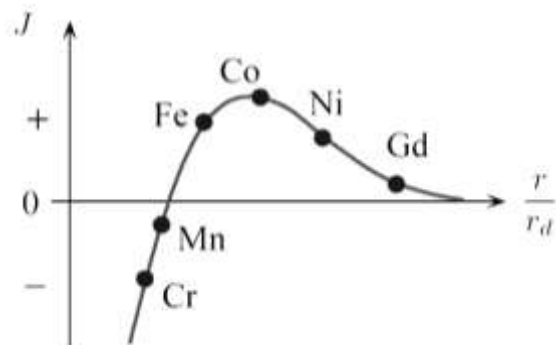
Izolowany atom żelaza charakteryzuje się niezerowym momentem magnetycznym o wartości $\mu = 5,4 \mu_B$ [2]. Z czego to wynika? Okazuje się, iż za właściwości magnetyczne atomu żelaza ‘odpowiedzialne’ są tylko elektrony należące do powłoki 3d. Jest ich 6. Wypadkowy orbitalny moment pędu tych elektronów jest równy zero ($L = 0$). Dwa elektrony mają spiny ustawione antyrównolegle co oznacza, że są wzajemnie skompensowane ich momenty magnetyczne. Pozostałe cztery elektrony wytwarzają moment magnetyczny, którego wartość można wyliczyć (znając ich wypadkowy moment pędu S) z zależności danej przez mechanikę kwantową [2]: $\mu = 2 \cdot \mu_B \cdot (S(S+1))^{1/2}$. Dla $S = 2$ uzyskuje się wartość $\mu = 4,9 \mu_B$, która jest ‘bliska’ wartości doświadczalnej.

2.2. Momenty magnetyczne metalicznego żelaza

Atomy żelaza tworzące kryształ o strukturze regularnej przestrzennie centrowanej mają momenty magnetyczne o wartości $\mu = 2,2\mu_B$, a więc około dwukrotnie mniejsze od momentów atomów odizolowanych. Rozkład przestrzenny momentów magnetycznych atomów żelaza jest charakterystyczny tym, że zwroty momentów są równoległe do kierunków krystalograficznych [100]. Pojawia się zatem charakterystyczne dla ferromagnetyków uporządkowanie dalekiego zasięgu równoległych i tak samo skierowanych momentów magnetycznych. Można tu nadmienić, iż owo uporządkowanie jest sprzeczne z zasadami klasycznej mechaniki. Według niej minimum energii dwa momenty magnetyczne uzyskują wtedy, gdy są ustawione antyrównoległe Co jest przyczyną równoległego uporządkowania momentów magnetycznych oraz zmniejszenia wartości samych momentu?



Rys. 3. Schemat modyfikacji funkcji gęstości stanów dla elektronów w paśmie 3d



Rys. 4. Zależność całki wymiany J od stosunku odległości między atomami i promienia powłoki 3d

Efekt uporządkowania wyjaśnia się oddziaływaniem elektronów z powłok 3d znajdujących w zbliżonych do siebie atomów żelaza w kryształach. Zbliżenie atomów skutkuje zmianą energii elektronów zależnie od konfiguracji ich spinów. Energia oddziaływujących elektronów wyliczana jest, zgodnie z modelem Heisenberga ferromagnetyzmu, za pomocą sumy iloczynów skalarnych ze spinowych momentów pędu [2]:

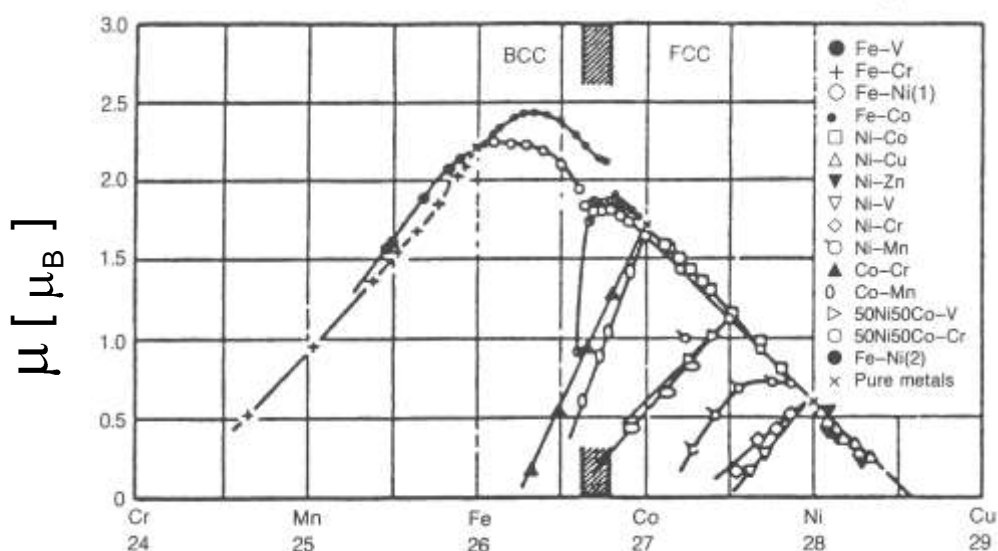
$$\langle H \rangle = -2J \sum \sum s_i \cdot s_j \quad , \quad (4)$$

gdzie s_i i s_j spinami oddziaływujących elektronów a J – wartością tak zwanej ‘całki wymiany’. Sumowanie dotyczy obszaru, w którym całka wymiany ma wartość stałą.

Elektrony z powłok 3d atomów w sieci mogą przyjmować energię w zakresie powstałych po zbliżeniu pasm energetycznych. Rozkłady energetyczne pokazane są schematycznie na Rys. 3, [3]. Z rysunku tego odczytać można, iż wytwarza się różnica w populacji elektronów o spinach równoległych i antyrównoległych w paśmie 3d oraz różnica w poziomach energii minimalnych odpowiednich pasm. Ta różnica jest miarą 'całki wymiany'. Z wyrażenia (4) wynika, iż energia oddziaływania elektronów ze spinami równoległymi MALEJE wówczas, gdy parametr J jest dodatni. Wynika stąd wniosek, iż zespół atomów zawierających elektrony d ma mniejszą energię wówczas, gdy momenty magnetyczne sąsiadujących ze sobą atomów mają ten sam kierunek i zwrot. Jest to zatem warunek konieczny dla wystąpienia efektu ferromagnetyzmu.

Całka wymiany J okazuje się być funkcją odległości między atomami a dokładniej wartości ilorazu tej odległości i promienia powłoki 3d. Tę zależność ilustruje wykres na Rys. 4, [2]. Jak widać, występują trzy pierwiastki (żelazo, kobalt i nikiel) dla których, przy odpowiedniej strukturze krystalograficznej, spełniony jest warunek $J > 0$. W przypadku żelaza całka ta ma wartość około 0,01 eV [2] dla ilorazu $r/r_d = 1,63$, [3]. Na tej podstawie można wyznaczyć gęstość energii wymiany $W_w = 1,3 \cdot 10^9$ W/m³, [2].

Wspomniany wyżej zmniejszony poziom wartości momentu magnetycznego ($\mu = 2,2\mu_B$) jednego atomu żelaza w strukturze objętościowo centrowanej wynika ze zmniejszenia 'efektywnej' liczby niesparowanych spinów w zbliżonych do siebie atomów tego pierwiastka w porównaniu z odizolowanymi atomami. Należy podkreślić tu wpływ odległości między atomami żelaza na właściwości magnetyczne samego żelaza jak i jego stopów czyli stali. Nie jest ferromagnetykiem żelazo o strukturze regularnej powierzchniowo centrowanej a jest nim nikiel (o tej samej strukturze) oraz kobalt (o struktura heksagonalnej).

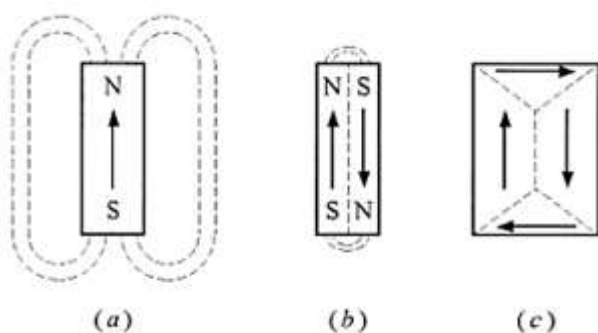


Rys. 5. Wartość momentów magnetycznych (w jednostkach magnetonów Bohra) dla jednego atomu w ferromagnetycznych stopach na bazie żelaza, niklu i kobaltu w funkcji liczby elektronów przypadającej na jeden atom

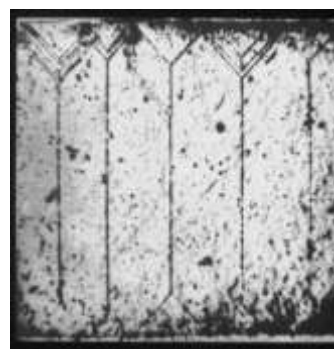
Wartości momentów magnetycznych odniesionych do jednego atomu dla szeregu stopów żelaza i niklu podaje tak zwany wykres Slatera-Paulinga, [2, 4]. Na rys. 5 pokazano taki wykres zaczerpnięty z [2]. Jak widać, ferromagnetyczne są stopy żelaza i niklu przy czym dla wszystkich tych materiałów moment magnetyczny przypadający na jeden atom stopu ma wartość poniżej 2,5 μ_B , [2].

2.3. Energia wewnętrzna i magnetyczna struktura domenowa ferromagnetyka

Równoległe ustawienie momentów magnetycznych w sąsiednich atomach sieci krystalograficznej ferromagnetyka skutkuje bardzo dużym poziomem ‘magnetyzacji’ i związaną z tym dużą koncentracją energii magnetostaticznej, [4]. Sposobem na zmniejszenie tej energii jest spontaniczny podział obszaru – zwyczaj ziarna, na szereg domen magnetycznych, jak pokazano na Rys. 6. Liczba domen magnetycznych i ich konfiguracja zapewnić ma minimum sumy pięciu składników [4, 5, 6]: 1) energii wymiany - W_w , 2) energii magnetostaticznej - W_s , 3) energii anizotropii magnetokrystalicznej - W_a , 4) energii magnetosprężystej W_m oraz 5) energii granic domenowych W_d . Energia wymiany jest najmniejsza, gdy- jak to zostało wskazane wyżej, sąsiednie momenty magnetyczne są równoległe. Energia magnetostaticzna jest minimalna wówczas, gdy momenty magnetyczne nie są skierowane zgodnie z kierunkiem zewnętrznego pola magnetycznego. Energia ta wzrasta, gdy występuje pole magnetyczne ‘poza’ obszarem, tak, jak w przypadku (a) i (b) na Rys. 6. Energia anizotropii magnetokrystalicznej dla żelaza jest minimalna wówczas, gdy momenty magnetyczne atomów są zgodne z kierunkami krystalograficznymi. Odchylenie momentów magnetycznych od kierunku osi krystalograficznej zwiększa tę energię. Czwararty składnik związany jest z efektem specyficznym dla ferromagnetyków a mianowicie zmianą odległości między atomami w zależności od różnicy kierunków momentów magnetycznych sąsiednich atomów. I tak atomy żelaza magnesowane w kierunku łatwego magnesowania $\langle 100 \rangle$ oddalają się od siebie o względną wartość $\lambda_{100} = 20,7 \cdot 10^{-6}$ a magnesowane w kierunku $\langle 111 \rangle$ zbliżają o wartość $\lambda_{111} = -21,2 \cdot 10^{-6}$, [8]. Są to stałe magnetostrykcji. Zwiększeniu odległości wzdłuż kierunku $\langle 100 \rangle$ towarzyszy zmniejszenie odległości w kierunku doń prostopadłym o wartość równą połowie stałej λ_{100} .



Rys. 6. Podział na domeny magnetyczne obniżający energię wewnętrzną

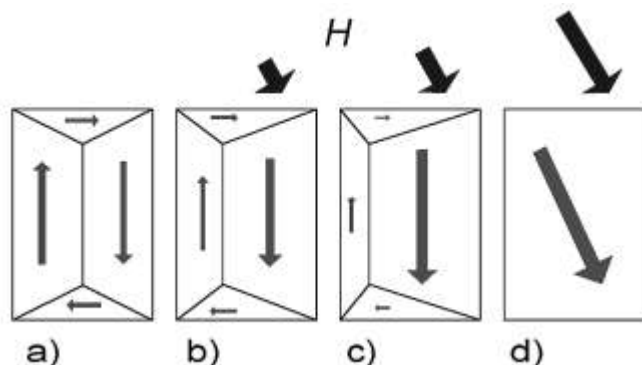


Rys. 7. Struktura domenowa monokryształu żelaza

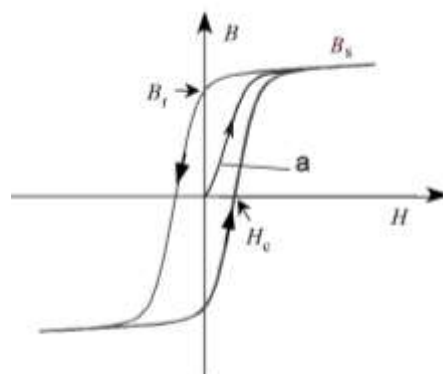
Momenta magnetyczne wewnątrz domen są skierowane nadal wzdłuż kierunków krystalograficznych $[100]$. Zgodnie ze schematem na Rys. 6c, domeny są rozdzielone granicami (o szerokości δ rzędu $0,1 \mu\text{m}$). Wyróżnić trzeba dwa typy granic: 1 – typu ‘ 180° ’ pomiędzy domenami z magnetyzacją antyrównoległą, oraz 2 - typu ‘ 90° ’ rozdzielające domeny z prostopadłymi do siebie magnetyzacjami. Łatwo zauważyć, iż niejednakowe zmiany odległości między atomami o naturze magnetostrykcyjnej powoduje powstanie lokalnych naprężeń tylko między domenami rozdzielonymi granicami typu ‘ 90° ’. Piąty składnik - energia granic, zależy od szerokości granic. Wynika z tego, iż moment magnetyczny w obszarze granicy odchyła się a następnie zbliża od kierunku $\langle 100 \rangle$. Szeroka granica jest niekorzystna, gdyż zwiększa się energia anizotropii magnetokrystalicznej. Na Rys. 7 pokazano historyczny już obraz typowej struktury magnetycznej monokryształu żelaza uzyskany metodą proszkową Bittera, [9]. Rozmiar poprzeczny obrazu jest około $20 \mu\text{m}$.

2.4. Wpływ pola magnetycznego i naprężeń na magnetyczną strukturę domenową

Zwiększanie natężenia H zewnętrznego pola magnetycznego powoduje stopniową zmianę struktury domen ferromagnetycznych, która następuje głównie poprzez ruch granic a także poprzez obrót wektorów namagnesowania.



Rys. 8. Proces magnesowania dla zwiększającego się natężenia pola magnetycznego



Rys. 9. Pętla histerezy magnetycznej $B(H)$; a – krzywa pierwotnego magnesowania

Schemat zmian spowodowanych stopniowym wzrostem natężenia pola magnetycznego H w modelowej strukturze 4 domen dla żelaza pokazano na rys. 8. W stanie rozmagnesowanym (rys. 8, a) wypadkowe namagnesowanie całego układu jest minimalne. Umownie przyjęty kierunek $\langle 110 \rangle$ działania zewnętrznego pola magnetycznego zaznaczono strzałkami nad domenami. Dla małych natężeń pola H ($H \approx 10$ A/m) występuje ruch odwracalny granic głównie typu "180°" (rys. 8, b) a następnie nieodwracalny. Dla dużych natężeń H rzędu 10^4 A/m, (rys. 8, d) następują obroty wektorów namagnesowania w kierunku działania pola H . Określenia 'odwracalny' i 'nieodwracalny' dotyczą charakteru przemieszczenia się granicy 'pokonującej' defekty struktury. W pierwszym przypadku granica powraca do swego pierwotnego położenia po zmniejszeniu natężenia H do początkowej wartości. W drugim przypadku granica początkowo ulega zakotwiczeniu przez defekt, następnie – przy dalszym wzroście natężenia pola - odkształca się (wygina) i odkotwicza [2]. Odbywa się to ze zmienną prędkością i towarzyszy temu efekt generacji prądów wirowych oraz emisji fali elektromagnetycznej a więc występują starty energii. Przy cyklicznej zmianie natężenia pola H od wartości maksymalnej $-H$ do $+H$ i odwrotnie następują po sobie cyklicznie następujące procesy:

- obroty wektora magnetyzacji do pozycji odpowiadającej kierunkowi łatwego magnesowania w ziarnie,
- kreacja domen w pierwszym rzędzie domen z wektorem magnetyzacji skierowanym antyrównoległe do kierunku pola magnetycznego oraz domen domykających,
- ruch granic domen typu '180°' oraz typu '90°',
- anihilacja domen,
- ponownie obroty wektora magnetyzacji.

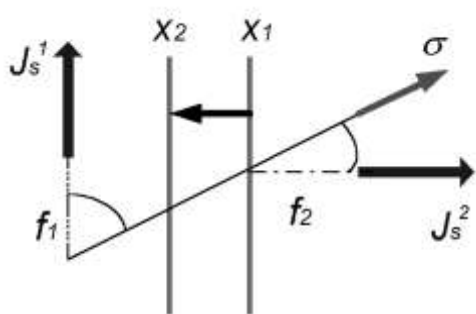
Schemat powstałej wówczas pętli histerezy $B(H)$ jest pokazany na Rys. 9. Z pętli tej odczytać można trzy charakterystyczne wielkości: wartość maksymalną B_s , namagnesowanie remanencji B_r oraz pole koercji H_c (H dla $B = 0$). Pole koercji H_c jest wielkością zależną od mikrostruktury i stąd wynika jego znaczenie dla charakteryzowania materiałów, a więc także dla potrzeb badań nieniszczących. W monografii [10] wymieniono szereg defektów mających wpływ na pole koercji: a) defekty punktowe (luki i atomy między węzłowe), b) dyslokacje, c) wydzielienia o własnościach magnetycznych różnych od osnowy (np. wydzielienia typu węgliku, a także luki i pory).

Naprężenia mają wpływ na strukturę magnetyczną dla ferromagnetyków o niezerowej wartości stałych magnetostrykcji. Skutkuje to zatem zmianami w procesie magnesowania.

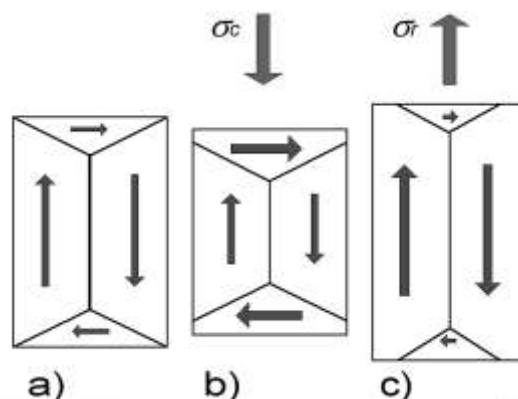
Analizę tego wpływu ułatwi wykorzystanie wiedzy o zmianie energii ferromagnetyka poddanego działaniu naprężeń, [5, 7, 11]. W rachunkach szacunkowych, wystarczających dla jakościowej analizy efektów magnetostrycznych, wygodne jest posługiwanie się wyrażeniem zmodyfikowanym, słusznym dla materiałów o magnetostrykcji izotropowej ($\lambda_{100} = \lambda_{111} = \lambda_s$):

$$W_m = -1.5 \cdot \lambda_s \cdot \sigma \cdot \cos^2(\varphi), \quad (5)$$

gdzie φ jest kątem między kierunkiem działania naprężenia σ a kierunkiem wektora namagnesowania lokalnego J_s . Z tego wyrażenia wynika, iż W_m osiąga minimum zależnie od znaku iloczynu λ i σ oraz od wartości kąta φ . Minimum tej energii wystąpi dla $\varphi = 0$, jeśli iloczyn $\lambda_s \sigma$ jest dodatni i dla $\varphi = 90^\circ$, jeśli iloczyn $\lambda_s \sigma$ jest ujemny. W przypadku żelaza przyjmuje się, że stała magnetostrykcji λ_s jest dodatnia. Wyrażenie (5) posłuży do analizy wpływu naprężeń na położenie granicy domenowej. Wykażemy, iż naprężenia mogą zmieniać położenie granicy domenowej tylko typu '90°'. Na rys. 10 pokazano efekt zmiany położenia granicy typu '90°' z pozycji x_1 do x_2 na skutek działania jednorodnego naprężenia rozciągającego σ . Kierunek tego naprężenia jest zbliżony do kierunku magnetyzacji J_s^2 .



Rys. 10. Wpływ naprężeń rozciągających na położenie granicy '90°'



Rys. 11. Zmiana struktury domenowej pod wpływem naprężeń. a – stan nie naprężony, b – ściskanie, c – rozciąganie

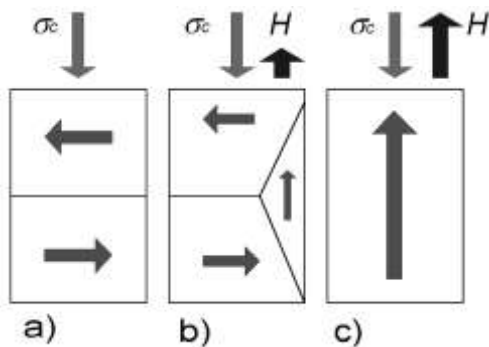
Kąty pomiędzy kierunkiem działania naprężenia σ a wektorami lokalnego namagnesowania J_s^1 wynoszą odpowiednio f_1 . Zmianę gęstości energii ΔW_m po obu stronach granicy można wyznaczyć jako różnicę wartości wyrażeń (5):

$$\Delta W_m = -1.5 \cdot \lambda_s \cdot \sigma \cdot [\cos^2(f_2) - \cos^2(f_1)] \quad (6)$$

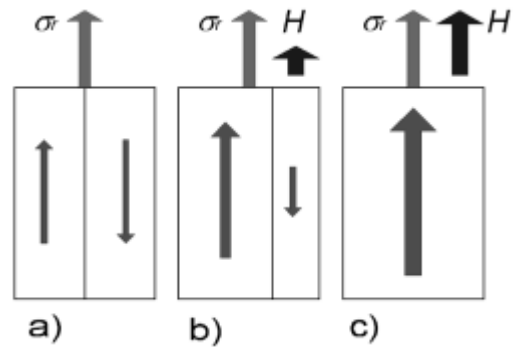
Z zależności tej wynika, iż energia układu maleje o ile powiększy się obszar z magnetyzacją J_s^2 skierowaną pod kątem f_2 względem ($f_2 < f_1$). Granica '90°' przesunie się zatem tak, aby wzrosła objętość domeny prawej. Naprężenia rozciągające powodują wzrost obszarów namagnesowanych w kierunku równoległym do osi naprężeń i to niezależnie od zwrotu. Naprężenie ściskające (ujemne) spowodowałoby ruch granicy w kierunku przeciwnym, faworyzując wzrost objętości domeny o namagnesowaniu skierowanym prostopadle do osi działania naprężenia. Na podstawie wyrażenia (5) wywnioskować można również, iż dla granicy typu '180°' naprężenie zewnętrzne σ (rozciągające lub ściskające) nie zmienia energii obszarów rozdzielonych taką granicą. Ze względu na parzystość funkcji $\cos^2(f)$, ΔW_m zeruje się dla tego typu granicy. Można zatem twierdzić, iż naprężenia nie zmieniają położenia granicy typu.

Efekt zmiany struktury domenowej spowodowanej naprężeniem ilustruje schematycznie Rys. 11 dla modelu cztero-domenowej struktury. W stanie bez naprężeń występują dwie domeny rozdzielone granicą typu '180°' oraz dwie domeny domykające z granicami typu '90°'. Przyłożenie naprężeń ujemnych σ_c (Rys. 11, b) powoduje takie przesuwanie granic typu '90°', iż wzrasta objętość domen z magnetyzacją J_s prostopadłą do kierunku naprężeń. Naprężenia rozciągające σ_r , jak pokazano na Rys.11 c, powodują odpowiednio wzrost objętości domen namagnesowanych wzdłuż kierunku σ . Na podkreślenie zasługuje łatwo zauważalny na Rys. 11 efekt symetrii zmian obszarów przemagnesowanych. Z tej symetrii wynika iż, w pierwszym przybliżeniu, naprężenia nie zmieniają globalnego namagnesowania układu domen. Należy tu też dodać, iż wywołany zmiennym naprężeniem ruch granic typu '90°' ma, tak jak przy działaniu pola magnetycznego, charakter początkowo odwracalny a następnie nieodwracalny.

Pozostaje jeszcze rozważyć przypadek trzeci – zmianę struktury domenowej przy magnesowaniu materiału poddanego działaniu statycznego naprężenia. Odpowiada to badaniu metodą magnetyczną naprężonych konstrukcji stalowych. Jak zmieni się proces magnesowania, jeśli materiał poddany będzie działaniu naprężeń rozciągających lub ściskających?



Rys. 12. Proces magnesowania dla materiału poddanego działaniu dużego naprężenia ściskającego



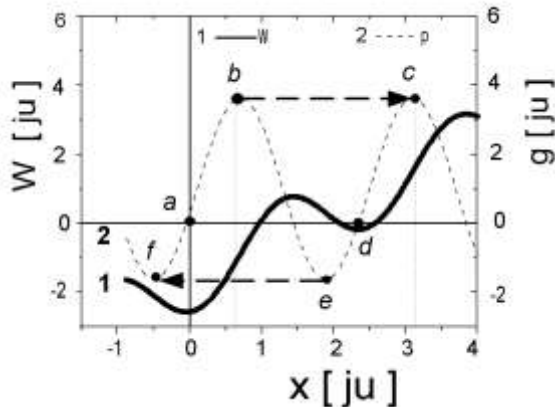
Rys. 13. Proces magnesowania dla materiału poddanego działaniu dużego naprężenia rozciągającego

Bardzo uproszczony opis zmiany struktury domenowej podczas magnesowania przedstawiono na rys. 12 oraz rys. 13, odpowiednio dla silnych naprężeń rozciągających i ściskających, [11]. W stanie wyjściowym występuje (w sposób wyolbrzymiony) silna anizotropia struktury magnetycznej. Zakładamy też, iż kierunek magnesowania jest zgodny z kierunkiem naprężeń.

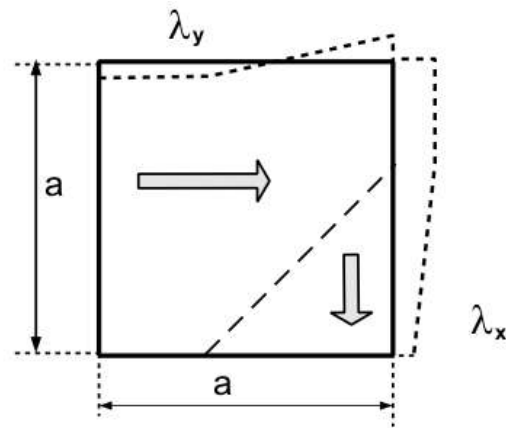
Rysunek 12 pokazuje, że naprężenia ściskające wymuszają anizotropię rozkładu lokalnego namagnesowania w kierunku prostopadłym do kierunku działania pola H . Tym samym, w procesie magnesowania wytwarzane są najpierw w znaczącym stopniu granice typu '90°'. Ten etap magnesowania zaznaczono schematycznie na Rys. 12 b. Trzeba użyć 'silnego' pola, aby 'pokonać' działanie naprężeń i uzyskać stan nasycenia, który pokazano na Rys. 12 c. W przypadku materiału rozciąganego (Rys. 13) – w stanie nie namagnesowanym powstaje również silna anizotropia. Polega on na tym, że występują głównie domeny, których kierunki namagnesowania są równoległe do kierunku działania naprężeń rozciągających. Zwiększona jest zatem populacja granic '180°' i domen z wektorami namagnesowania zgodnymi z kierunkami przyłożonego pola H . Ułatwia to proces magnesowania. Przedstawiony obraz zmian struktury domenowej można uogólnić na układ rzeczywisty wielu domen. Wywołana naprężeniem anizotropia struktury magnetycznej sprawia, że kierunkiem "łatwego" magnesowania materiału o dodatniej magnetostrykcji jest kierunek działania naprężeń rozciągających. Kierunek naprężeń ściskających a także kierunek prostopadły do kierunku aplikacji naprężeń rozciągających są natomiast kierunkami "trudnego" magnesowania.

2.5. Efekt Barkhausena oraz emisji magnetoakustycznej

Efekt Barkhausena (HEB) oraz emisji magnetoakustycznej (EMA) wiążą się ze skokowym ruchem granic domen magnetycznych. Schemat modelujący proces pokonywania przez granicę lokalnej bariery ‘energii potencjalnej’ pokazano na Rys. 14, [7]. Linia $W(x)$ opisuje lokalne zmiany gęstości energii układu domen wytworzone przez defekty struktury, takie jak wydzielienia faz, granice ziarn, dyslokacje. Za pomocą linii przerywanej pokazano wykres funkcji $g(x)$ - pochodnej funkcji $W(x)$. Dla $H = 0$ granica znajduje się w punkcie a , gdzie $W(x)$ ma wartość lokalnie minimalną i gdzie $g(x) = 0$. Pole magnetyczne o natężeniu H wywiera ciśnienie p proporcjonalne H .



Rys. 14. Schemat skoku granicy pod wpływem pola magnetycznego; W – gęstość energii granicy, g – gradient gęstości energii

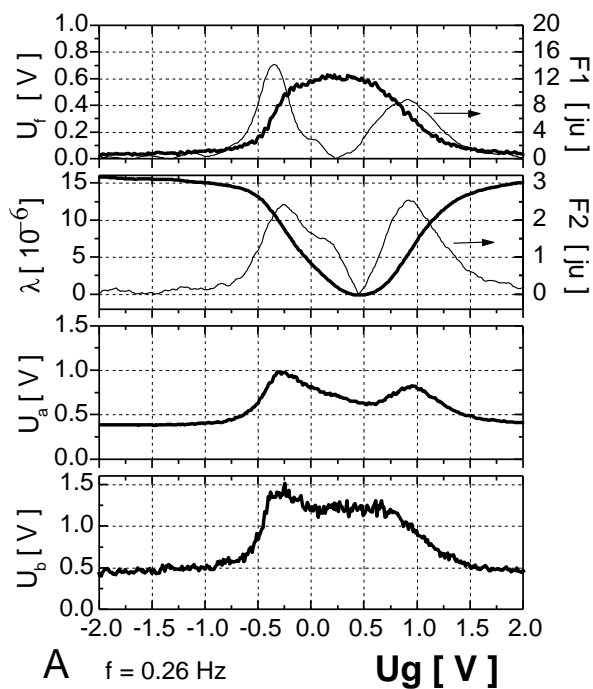


Rys. 15. Odkształcenie magnetostrykcyjne monokryształu zawierającego granicę typu '90°'

Położenie równowagi x wyznaczone jest przez równość $p(H) = g(x)$. Wzrost natężenia pola magnetycznego powoduje odwracalne przesunięcie granicy w prawo do punktu b , gdzie następuje skok Barkhausena do punktu c , gdzie p zrównoważone jest ponownie z gradientem energii $W(x)$. Dalszy wzrost natężenia pola H powoduje dalszy ruch granicy domenowej – aż do ewentualnego kolejnego skoku, a zmniejszenie natężenia H – przesunięcie granicy do punktu d , w którym energia $W(x)$ przyjmuje ponownie lokalnie wartość minimalną. Pod wpływem pola o natężeniu przeciwnym ($H < 0$), granica przemieści się do punktu e , po czym – jeśli ujemne H nadal zwiększa wartość bezwzględną – granica wykona drugi skok Barkhausena do punktu f . Ruch granicy następuje z prędkością bliską prędkości dźwięku. Szybkie zmiany kierunku namagnesowania w obszarze przemagnesowanym są źródłem impulsu zmian indukcji magnetycznej wewnątrz materiału a także impulsu pola magnetycznego na powierzchni materiału. Zmiana ta może być zarejestrowana dzięki prawu indukcji Faradaya w postaci impulsu napięcia indukowanego w cewce zbliżonej do powierzchni badanego materiału.

W przypadku skoku granicy '90°' w materiale o niezerowej wartości stałej λ_{100} generowana jest również fala akustyczna. Na Rys. 15 przedstawiono schemat ilustrujący odkształcenie magnetostrykcyjne monokryształu zawierającego granicę tego typu. Zaznaczone zmiany wymiarów kryształu (nie są w skali) są 'dodatnie' w kierunku równoległym magnetyzacji oraz 'ujemne' w kierunku doń prostopadłym. Fale akustyczne generowane przez poszczególne skoki są rejestrowane zazwyczaj za pomocą przetworników piezoelektrycznych o częstotliwości pracy z zakresu 0,1 MHz do 1 MHz.

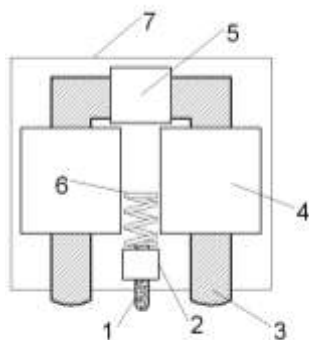
Należy zauważyć, iż oba efekty, różniąc się co do źródeł, dostarczają komplementarnych informacji o własnościach materiału. Ilustracją wyników kompleksowego badania HEB i EMA dla próbki ze stali 15H11MF są wykresy pokazane na Rys. 16.



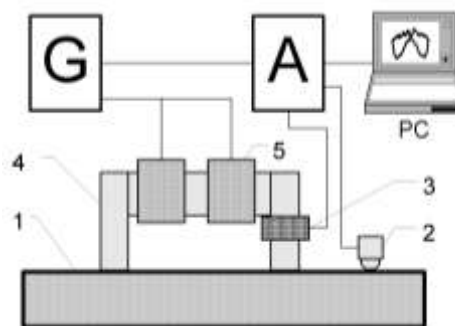
Rys. 16. Fragmenty pętli histerezy dla szybkości zmian strumienia, U_f , magnetostrykcji λ , EMA – U_a , HEB – U_b oraz pochodnych z U_f – $F1$ oraz z λ – $F2$.

Wykresy te pokazują fragmenty pętli histerezy (wzrastające natężenie pola) dla czterech wielkości mierzonych (skala po lewej stronie): szybkość zmian strumienia indukcji – U_f , magnetostrykcja – λ , natężenie EMA – U_a oraz natężenie HEB – U_b . Te wykresy porównać można z wykresami modułów dwóch pochodnych (lewa skala): $F1 - dU_f/dH$ dla napięcia U_f oraz $F2 - d\lambda/dH$ dla magnetostrykcji. Wykres U_f pokazuje maksimum przenikalności magnetycznej. Magnetostrykcja λ przyjmuje wartości maksymalne dla dużych natężeń pola magnetycznego i minimalne w okolicy pola koercji. Obwiednia natężeń EMA ujawnia dwa maksima, które są bardzo dobrze skorelowane z pochodną $F2$. Maksimum HEB jest natomiast szerokie i skorelowane głównie z pochodną $F1$.

3. Wykorzystanie efektu Barkhausen i emisji magnetoakustycznej



Rys. 17. Schemat budowy głowicy efektu Barkhausena. 1 – rdzeń, 2 – cewka detekcyjna, 3 – rdzeń elektromagnesu, 4 – cewki magnesujące, 5 – cewka kontrolna, 6 – sprężyna, 7 - obudowa

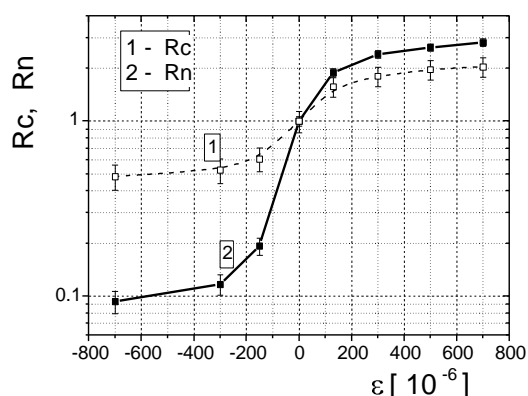


Rys. 18. Układ do badania emisji magnetoakustycznej: G – generator; A – analizator sygnałów, PC – komputer, 1 – obiekt badany, 2 – sonda EMA, 3 – cewka kontrolna, 4 – rdzeń elektromagnesu, 5 – cewki magnesujące

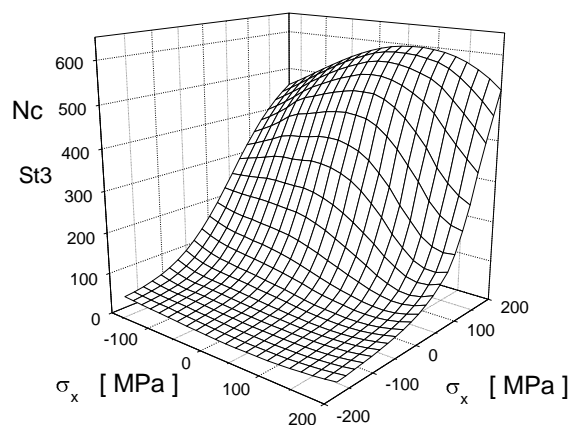
W warunkach przemysłowych do pomiaru HEB stosuje się głowicę umożliwiającą lokalne magnesowanie oraz detekcję impulsów pola magnetycznego. Schemat budowy głowicy opracowanej na Politechnice Gdańskiej pokazano na Rys. 17. Zawiera ona elektromagnes jarzmowy oraz cewkę detekcyjną nawiniętą na rdzeń ferrytowy. Sonda, dzięki zaokrąglonym biegunom i ruchomej cewce, może być użyta do badań zakrzywionych powierzchni (rury, łopatki itp.) Sygnał napięciowy z sondy jest wzmacniany i filtrowany za pomocą analizatorów analogowych. Wyznacza się chwilowe napięcie skuteczne (U_b) a także szybkość zliczania impulsów (U_{bn}) oraz liczbę impulsów N_c dla zadanego progu dyskryminacji U_p .

W przypadku emisji magnetoakustycznej konieczne jest stosowanie stosunkowo dużych elektromagnesów. Do badania rur cienkościennych o średnicach rzędu 50 mm używa się elektromagnesów jarzmowych typu defektoskopów magnetyczno-proszkowych a dla rur grubościennych - elektromagnesów o powierzchni przekroju rdzenia rzędu 100 mm². Schemat ideowy układu pomiarowego do badania EMA przedstawiono na Rys. 18. Strumień magnetyczny jest generowany z częstotliwością rzędu 1Hz. Źródłem prądu piłokształtnego jest generator G o mocy kilkaset W. Sygnał napięciowy z sondy jest wzmacniany i filtrowany za pomocą analizatora A. Bada się, analogicznie jak dla HEB, chwilowe napięcie skuteczne (U_a) a także szybkość zliczania impulsów (U_{an}) oraz zlicza impulsy. Stosowane są też techniki cyfrowe rejestracji sygnału napięciowego z późniejszą analogiczną analizą cyfrową.

Wykorzystanie 'magnetyzmu' stali w badaniach magnetycznych jest tu zilustrowane pomiarem naprężeń za pomocą HEB oraz oceną stopnia degradacji za pomocą EMA. Efekt HEB okazuje się być bardzo użytecznym dla określania poziomu naprężeń pierwszego rodzaju, [12]. Szczególnie dobrą dynamikę zmian natężenia HEB uzyskuje się stosując technikę zliczania impulsów dla odpowiednio dobranego progu dyskryminacji analizatora, [7].



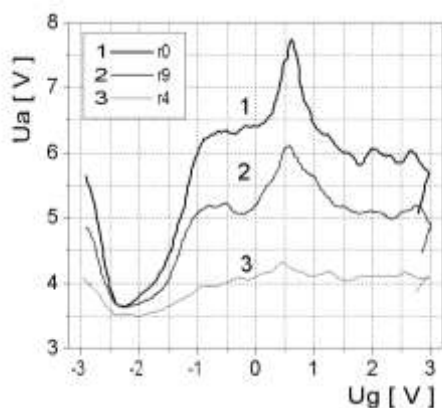
Rys. 19. Zależność względnych zmian natężenia HEB od odkształceń: Rc - wartości skuteczne, Rn - liczba zliczeń stal St3.



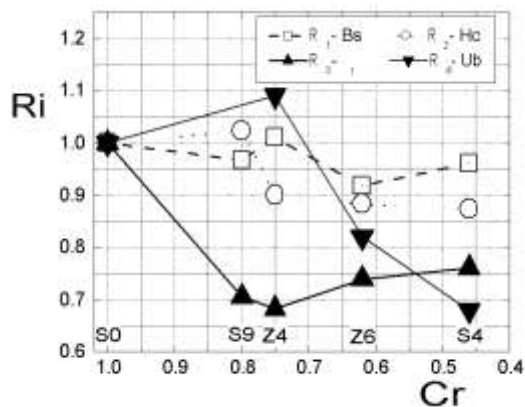
Rys. 20. Zależność natężenia HEB (liczba zliczeń Nc) od stanu naprężeń (dwuosiowy sta); stal St3

Na Rys. 19 porównano (dla przypadku jednoosiowego rozciągania) dynamikę zmian natężenia HEB określonego przez: 1 - napięcie skuteczne (Rc) oraz 2 - liczbę impulsów Rn. Widać wielokrotnie większą zmianę dla Rn w porównaniu z Rc, przy czym względna zmiana Rn w zakresie odkształceń sprężystych osiąga poziom rzędu 40 ! Należy podkreślić, iż natężenie HEB, jak pokazuje Rys. 20, jest złożoną funkcją stanu naprężeń. Maksimum natężenia występuje zawsze w kierunku zgodnym z kierunkiem naprężenia głównego, [13]. Cecha ta umożliwia szybkie znajdowanie osi głównych i wyznaczenie obu składowych odkształceń i naprężeń.

Natężenie EMA jest uzależnione głównie od koncentracji i wielkości wydzielen w granicach ziarn ferrytu w stalach eksploatowanych w energetyce. Maleje ono monotonicznie i znacząco (o około 50%), jak pokazują wykresy natężenia U_a dla próbek stali 10H2M na Rys. 21, w początkowym etapie procesu degradacji, zanim występują pustki i mikro pęknięcia, [7]. Można przyjąć zatem poziom U_a za wskaźnik stopnia degradacji stali szczególnie, gdy chodzi o badania porównawcze, [14]. O zasadności użycia EMA świadczą pokazane na Rys. 22 względne zmiany czterech 'magnetycznych' parametrów w funkcji względnych zmian natężenia EMA (całka z U_a). Są to: R1 - indukcja maksymalna B_s , R2 - pole koercji H_c , R3 - maksymalna różniczkowa przenikalność magnetyczna μ_r oraz R4 - całka z napięcia U_b dla HEB. Widać, że te potencjalnie użyteczne parametry zmieniają się albo w sposób niemonotoniczny albo z dużo mniejszą dynamiką niż natężenie EMA



Rys. 21. Zmiana natężenia EMA dla czterech próbek o różnym stopniu degradacji dla stali 10H2M



Rys. 22. Zależność między zmianami czterech parametrów Ri a natężeniem EMA - parametr Cr; stal 10H2M

4. Uwagi końcowe

Poziom wiedzy o ‘magnetycznych’ właściwościach stali oraz o sposobach ich wykorzystania w dziedzinie badań nieniszczących systematycznie podnosi się, szczególnie w okresie ostatnich kilku lat. Zostały opracowane zadawalające modele analityczne natężenia HEB i EMA oraz wpływu naprężeń na HEB. Zastosowano też metodą elementów skończonych dla opisu procesu magnesowania elementów konstrukcyjnych z uwzględnieniem udziału prądów wirowych, [15]. Stanowi to wszystko solidną bazę dla szybkiego rozwoju magnetycznych metod badań magnetycznych.

5. Literatura

- [1] Bobrowski Cz.; Fizyka –krótki kurs, WNT, 1998.
- [2] Jiles D.; Introduction to magnetism and magnetic materials, Chapman and Hall, 1991.
- [3] <http://web.iitd.ac.in/~rajesh/magnetic%20materials%202.ppt>
- [4] www.nims.jp/apfim/pdf/MMC_Lecture2.pdf.
- [5] Vonsowskij S.V., Szur J.S.; Ferromagnetizm. Moskwa: OGIZ 1948.
- [6] Degauque J.; Magnetic domains. Mater. Sci. For., vol. 366–368, 2001, s. 453–482.
- [7] Augustyniak B.; Zjawiska magnetosprężyste i ich wykorzystanie w nieniszczących badaniach materiałów, Politechnika Gdańska, Monografia 38, Gdańsk 2003r.
- [8] Lee E.W.; Reports on progress in physics, 18, 184,(1955)
- [9] Craik D. J., Tebble R. S.; Ferromagnetism and Ferromagnetic Domains, North Holland Publishing Company, 1965.
- [10] Bertotti G.; Hysteresis in magnetism. San Diego: Academic Press, 1998.
- [11] Augustyniak B.; I Krajowa Konferencja Podstawy Fizyczne Badań Nieniszczących, Politechnika Śląska, Gliwice, s. 5 – 23 (1995).
- [12] Handbook of measurement of residual stresses. Ed.: Lu, J. Liburn USA: The Fairmont Press, Inc. 1996.
- [13] Sablik J. M., Smith M. Q., Waldhart C. J., McKee D.A., Augustyniak B., *J. Appl. Phys.* 84 (11) 1998, s. 6239-6249.
- [14] Sablik M.J., Augustyniak B., Piotrowski L.; *J. M. M. Materials.* v. 272-276 (2004) s. e523-e525.
- [15] Augustyniak M., Augustyniak B., Piotrowski L., Chmielewski M., Sadowski W.; *J. of Magn. and Magnet. Mater.*; 304 (2006) s. e552-e554.