

WIESŁAW CHAJEC*

OBLICZENIA NUMERYCZNE
ZJAWISKA MAGNETOKALORYCZNEGO
DLA ZWIĄZKU $\text{Mn}_{0,98}\text{Ti}_{0,02}\text{As}$ W OPARCIU
O MODEL BEANA-RODBELLANUMERICAL CALCULATIONS OF MAGNETOCALORIC
EFFECT FOR $\text{Mn}_{0,98}\text{Ti}_{0,02}\text{As}$ COMPOUND BASED
ON BEAN-RODBELL MODEL

Streszczenie

Celem artykułu jest numeryczna analiza efektu magnetokalorycznego (MCE) dla związku $\text{Mn}_{0,98}\text{Ti}_{0,02}\text{As}$. Powodem zainteresowania się tym związkiem jest zachodzenie w nim przejścia fazowego I rodzaju w pobliżu temperatury pokojowej. Drugim powodem jest duża wartość maksymalnej zmiany entropii wynoszącą 33,9 J/(kg·K) przy zmianie pola magnetycznego $B = 3$ T. Ta eksperymentalna wartość została wyliczona na podstawie relacji Maxwella. Teoretyczna zmiana entropii została wyliczona na podstawie modelu Beana-Rodbella i uzyskano bardzo dobrą zgodność pomiędzy obydwoma opisami.

Słowa kluczowe: zjawisko magnetokaloryczne, entropia, model Beana-Rodbella

Abstract

The aim of this paper is numerical analysis of magnetocaloric effect (MCE) for $\text{Mn}_{0,98}\text{Ti}_{0,02}\text{As}$ compound. The source of interest in this compound indicates from first order magnetic phase transition near room temperature. The second reason is big value of maximal entropy change, it is equal 33.9 J/(kg·K) while magnetic field jump is $B = 3$ T. This experimental value was calculated using Maxwells formula. Theoretical entropy change was calculated based on Bean-Rodbell's model and was obtained very good agreement between both point of view.

Keywords: magnetocaloric effect, entropy, Bean-Rodbell model

* Dr Wiesław Chajec, Instytut Fizyki, Wydział Fizyki, Matematyki i Informatyki, Politechnika Krakowska.

1. Wstęp

Zjawisko magnetokaloryczne to efekt polegający na zmianie temperatury układu wywołany przyłożeniem zewnętrznego pola magnetycznego. Efekt ten został wykryty w roku 1881 przez Warburga [1] i można go zaobserwować dla wszystkich magnetycznych materiałów. Zjawisko to najłatwiej jest wytłumaczyć, gdy zachodzi w warunkach adiabatycznych. Całkowitą entropię układu można wtedy potraktować jako sumę wkładów pochodzących od entropii momentów magnetycznych, entropii elektronowej oraz entropii sieciowej. Entropię elektronową można pominąć, ponieważ podczas procesu jej zmiany są bardzo małe. Przyłożone pole magnetyczne porządkuje momenty magnetyczne i ich entropia się zmniejsza. Ze względu na warunki adiabatyczne całkowita entropia układu pozostaje stała, w związku z czym musi wzrosnąć entropia sieci, czemu odpowiada wzrost temperatury układu. Doprowadzenie do kontaktu cieplnego z otoczeniem powoduje, że po pewnym czasie układ osiągnie temperaturę otoczenia. Jeśli teraz usuniemy zewnętrzne pole magnetyczne, to entropia momentów magnetycznych wzrośnie, a entropia sieci zmaleje, co będzie skutkowało jej ochłodzeniem poniżej temperatury otoczenia. Efekt ten jest najsilniejszy w pobliżu temperatury magnetycznej przemiany fazowej i może być wykorzystany w urządzeniach chłodniczych. Niektóre materiały wykazują tak zwany odwrotny efekt magnetokaloryczny polegający na tym, że ciało ochładza się po przyłożeniu pola magnetycznego. Ważną datą w historii badania tego zjawiska jest rok 1997, kiedy to Pecharsky i Gschneider wykryli tak zwany gigantyczny MCE w związku $\text{Gd}_5\text{Ge}_2\text{Si}_2$ [2]. Stwierdzono, że dla $T_{cr} = 276$ K obserwuje się zmianę entropii magnetycznej około $20 \text{ J/(kg}\cdot\text{K)}$ przy skoku pola magnetycznego 5 T. Warto podkreślić, że ulepszona metoda syntezy tego związku pozwoliła uzyskać wzrost wartości MCE do około $36 \text{ J/(kg}\cdot\text{K)}$ [3].

Tak duża zmiana entropii niesie ze sobą możliwość wykorzystania tego zjawiska w komercyjnych urządzeniach chłodniczych pracujących w okolicach temperaturze pokojowej. Wcześniej zjawisko magnetokaloryczne było wykorzystywane właściwie wyłącznie w laboratoriach do uzyskiwania najniższych temperatur [4] (do czasu opracowania metody „chłodzenia laserowego” była to właściwie jedyna metoda uzyskiwania ekstremalnie niskich temperatur). Wkrótce po odkryciu gigantycznego MCE wiele laboratoriów na świecie zainteresowało się tą tematyką i zaczęto badać nowe związki wykazujące dużą wartość MCE. Do bardzo intensywnie badanych związków należy między innymi MnAs, w którym stwierdzono występowanie dużej wartości zmiany entropii wynoszącej około $40 \text{ J/(kg}\cdot\text{K)}$ [5] przy skoku indukcji pola magnetycznego wynoszącej 5 T. Bardzo intensywnie badane są również pochodne tego związku, jak np. układ międzymetaliczny $\text{MnFeP}_{1-x}\text{As}_x$ [6]. Inną ciekawą pochodną związku MnAs jest układ międzymetaliczny $\text{Mn}_{1-t}\text{Ti}_t\text{As}$. Układ ten był już intensywnie badany między innymi przez Ziębę [7, 8]. Z przeprowadzonych, systematycznych badań struktury krystalicznej otrzymano temperaturę ewolucję parametrów sieciowych. Wykonano pomiary podatności magnetycznej zarówno stałoprądowej DC, jak i zmiennoprądowej AC, ponadto przeprowadzono badania własności magnetycznych układu pod ciśnieniem. Stwierdzono, że układ w niskich temperaturach wykazuje uporządkowanie ferromagnetyczne. Temperatura Curie dla $t < 0,4$ jest nieco wyższa od temperatury pokojowej i słabo zależy od temperatury, dla $t > 0,4$ temperatura Curie maleje ze wzrostem zawartości tytanu. Należy podkreślić, że dla małych zawartości tytanu mniejszej od około 0,04 układ ten wykazuje histerezę temperaturową, czyli przejście od uporządkowania ferromagnetycznego do stanu paramagnetycznego jest

przejściem fazowym I rodzaju. Dla pozostałych zawartości tytanu przejście F–P jest II rodzaju [7, 8]. Związek $\text{Mn}_{0,98}\text{Ti}_{0,02}\text{As}$ został wybrany do analizy właśnie ze względu na występowanie w nim nieciągłego przejścia fazowego.

Interesującym faktem jest, że w MnAs badanym pod ciśnieniem 0.22 GPa otrzymano wartość zmiany entropii około 267 J/(kg·K) [9].

2. Wyniki i dyskusja

Badanie zjawiska magnetokalorycznego można przeprowadzić albo przez pomiar adiabatycznej zmiany temperatury ΔT_{ad} albo przez wyznaczenie zmiany entropii układu znajdującego się w zewnętrznym polu magnetycznym i układu, na który nie działa zewnętrzne pole magnetyczne. Zmiana entropii może być wyznaczona bezpośrednio z pomiarów ciepła właściwego lub pośrednio z izotermicznych krzywych namagnesowania zmierzonych dla próbki znajdującej się w polu magnetycznym. Wyniki otrzymane z pomiaru ciepła właściwego są bardziej wartościowe, ale trudniejsze eksperymentalnie i bardziej czasochłonne niż te uzyskane z pomiarów namagnesowania. Ponadto pomiary namagnesowania są stosunkowo proste. Do wyliczenia zmian entropii wykorzystuje się powszechnie relację Maxwella:

$$\left(\frac{\partial S_M(B, T)}{\partial B} \right)_T = \left(\frac{\partial M(B, T)}{\partial T} \right)_B \quad (1)$$

co wprost prowadzi do związku

$$\Delta S_M = \int_0^{B_i} \left(\frac{\partial M}{\partial T} \right)_B dB \quad (2)$$

Ponieważ z eksperymentu nie otrzymuje się ciągłych krzywych tylko skończony zbiór punktów pomiarowych do opracowywania danych eksperymentalnych, całka przechodzi w sumę a pochodna w stosunki skończonych przyrostów M i B .

$$\Delta S_M = \sum_i \frac{M_{i+1} - M_i}{T_{i+1} - T_i} \Delta B_i \quad (3)$$

Wzory te są całkowicie uprawnione w przypadku, gdy badane zjawisko magnetokaloryczne zachodzi w obszarze przejścia fazowego drugiego rodzaju, gdy pochodna namagnesowania po temperaturze jest ciągłą funkcją temperatury. Problem pojawia się dla przejść fazowych pierwszego rodzaju, gdy pochodna namagnesowania po temperaturze jest nieciągłą funkcją temperatury. Przez pierwsze lata badania zjawiska magnetokalorycznego powyższe relacje stosowano dla wszystkich przejść fazowych, również do przejść pierwszego rodzaju, milcząco zakładając, że co prawda może nie jest to do końca uprawnione, ale nie powinno mieć to dużego znaczenia. Wykrycie przypadków, w których zmiana entropii magnetycznej liczona z relacji (2) osiągała ekstremalnie duże wartości, przewyższające wartości dopuszczane przez teorię [9] doprowadziła do sytuacji, w której postanowiono się dokładniej przyjrzeć MCE w nieciągłych przejściach fazowych. Jednym z elementów takiej analizy są teoretyczno-eksperymentalne prace, w których zmianę

entropii magnetycznej nie wyznacza się wprost z pomiarów namagnesowania. Żeby móc wyliczyć taką zmianę entropii potrzebny jest model opisujący nieciągłe przejścia fazowe. Przykładem takiego modelu może być teoria opracowana dla MnAs przez Beana i Rodbella [10].

Celem niniejszego artykułu jest wykorzystanie tego modelu w celu analizy zachowania zmian entropii magnetycznej w pobliżu nieciągłego przejścia fazowego dla związku $\text{Mn}_{0,98}\text{Ti}_{0,02}\text{As}$. Związek ten będący pochodną MnAs został już przebadany pod kątem MCE, zostały dla niego wyznaczone izotermiczne krzywe namagnesowania w funkcji indukcji pola magnetycznego oraz na tej podstawie, korzystając z relacji (3) wyznaczono zmiany entropii magnetycznej w funkcji temperatury [11, 12, 13].

Według modelu Beana-Rodbella, jeśli oddziaływanie magnetyczne odpowiadające za uporządkowanie magnetyczne zależy silnie od odległości międzyatomowych, to temperatura Curie T_C jest funkcją względnej zmiany objętości. Przyjmując najprostszy przypadek zależności liniowej, otrzymujemy:

$$T_C = T_0 \left[1 + \beta \cdot \frac{V - V_0}{V_0} \right] \quad (4)$$

gdzie:

- T_0 – temperatura Curie niezdeformowanej sieci
- $\beta \cdot T_0$ – współczynnik kierunkowy w zależności T_C od względnej zmiany objętości komórki elementarnej
- V – objętość komórki elementarnej
- V_0 – objętość komórki elementarnej przy braku oddziaływań wymiennych.

Termodynamika układu w pełni opisana jest przez swobodną energię Gibbsa.

$$G_J(\sigma, T) = G_{\text{wym}} + G_B + G_{\text{dyst}} + G_{\text{entr}} + G_{\text{ciś}} \quad (5)$$

$$G_{\text{wym}} = -\frac{3J}{2(1+J)} NkT_C \sigma^2 \quad (6)$$

$$G_B = -BM_0 \sigma \quad (7)$$

$$G_{\text{dyst}} = \frac{1}{2K} \left(\frac{V - V_0}{V_0} \right)^2 \quad (8)$$

$$G_{\text{entr}} = -TS \quad (9)$$

$$G_{\text{ciś}} = P \frac{V - V_0}{V_0} \quad (10)$$

gdzie:

- G_{wym} – energia wymiany wyliczona na gruncie teorii pola molekularnego,
- G_B – energia zeemanowska,
- G_{dyst} – energia elastyczna,
- G_{entr} – człon związany z entropią,
- $G_{\text{ciś}}$ – człon związany z ciśnieniem,
- g_J – czynnik Landego,

- μ_B – magneton Bohra,
- B_J – funkcja Brillouina,
- K – stała Boltzmana,
- K – współczynnik ściśliwości,
- J – całkowity moment pędu.

Minimalizując energię Gibbsa względem objętości i temperatury, można otrzymać względne namagnesowanie jako funkcję temperatury i zewnętrznego pola magnetycznego [14, 15].

$$\sigma = B_J(y) \quad (11)$$

gdzie:

$$y = \frac{1}{T} \left(3T_0 \sigma \frac{J}{J+1} + \frac{g_J \mu_B J}{k} B + \frac{9}{5} \frac{(2J+1)^4 - 1}{(2J+2)^4} T_0 \eta \sigma^3 \right) \quad (12)$$

$$\eta = \frac{5 [4J(J+1)]^2}{2 (2J+1)^4 - 1} N K k T_0 \beta^2$$

Wprowadzony tutaj parametr η jest bardzo ważnym parametrem; jego znaczenie wynika z faktu, że określa on charakter przejścia fazowego. Dla $\eta > 1$ przejście jest pierwszego rodzaju, podczas gdy dla $\eta < 1$ jest to przejście drugiego rodzaju.

Entropia magnetyczna w ramach tego modelu opisywana jest wzorem:

$$S_m = R \left[\ln \left(\frac{\sinh(\frac{2J+1}{2J} y)}{\sinh(\frac{y}{2J})} \right) - y B_J(y) \right] \quad [15] \quad (13)$$

gdzie:

R – uniwersalna stała gazowa.

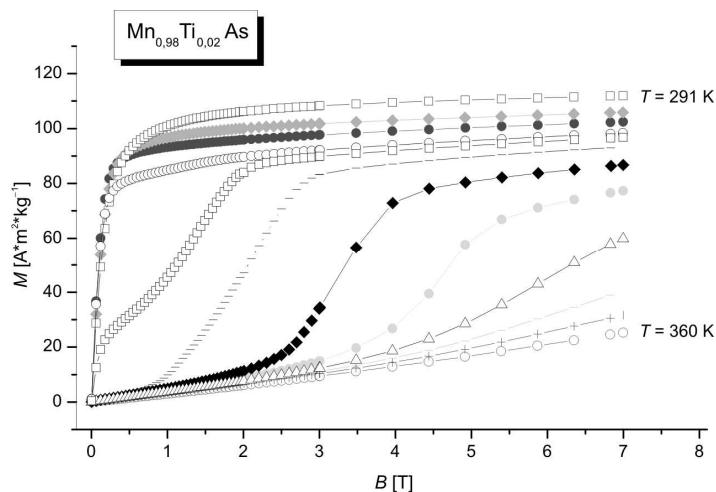
W związku z tym zmiana entropii magnetycznej układu pomiędzy stanem, w którym wartość zewnętrznego pola magnetycznego wynosi B_p a stanem, gdzie wartość zewnętrznego pola magnetycznego B_k (B_p – indukcja początkowa, B_k – indukcja końcowa) wynosi:

$$\Delta S_m = S_m(T, B_k) - S_m(T, B_p) \quad (14)$$

Izotermiczne pomiary namagnesowania w zakresie temperatur 291 K–360 K przedstawiono na rys. 1. Widać, że ewolucja kształtu krzywych spowodowana zmianą temperatury jest charakterystyczna dla przejścia fazowego pierwszego rodzaju.

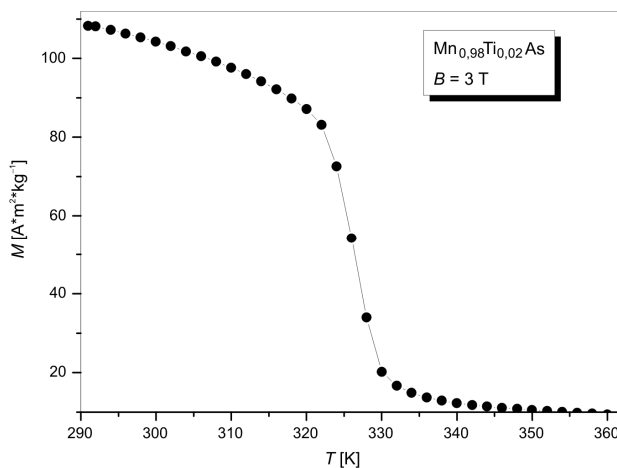
Na rysunku 2 przedstawiona jest zależność namagnesowania od temperatury zmierzona w stałym polu magnetycznym o indukcji $B = 3$ T. Widać tutaj silną zmianę namagnesowania w temperaturze Curie typową dla przejścia fazowego I rodzaju. Seria $Mn_{1-x}Ti_xAs$ była badana przez Ziębę [8]. Można tam zauważyć dla małych zawartości tytanu charakterystyczną dla przejścia fazowego I rodzaju histerezę. Teoretyczną, znormalizowaną krzywą namagnesowania w zerowym polu magnetycznym oraz w polach magnetycznych o indukcji 3 T, 5 T i 7 T przedstawia rys. 3. Wartości przyjętych parametrów są

następujące: $\eta = 2$, J – jako efektywny moment pędu przyjęto 1,68 oraz $T_0 = 292$ K. Wartości te przyjęto opierając się na pracy [13, 15]. Warto tu zwrócić uwagę na fakt, że dla pierwiastków 3d występuje wygaszanie orbitalnego momentu pędu i moment magnetyczny zdefiniowany jest przez S i stąd w tym przypadku $J = S$ z czynnikiem Landego $g = 2$. Z drugiej strony to wygaszanie nie musi być całkowite [4], dlatego został tutaj wprowadzony efektywny moment pędu.



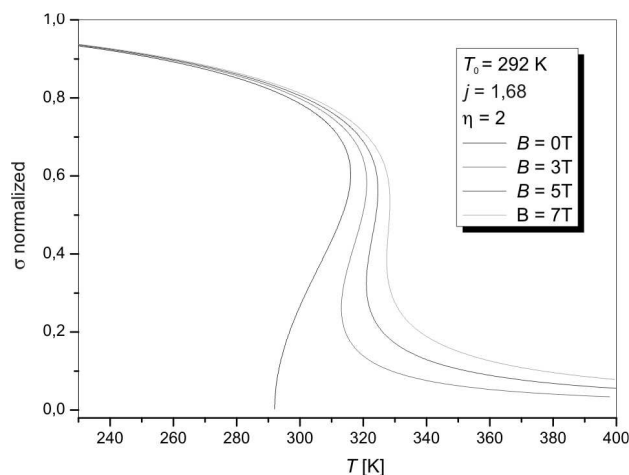
Rys. 1. Izotermiczne krzywe namagnesowania w zakresie temperatur od 391 K do 360 K dla związku $\text{Mn}_{0.98}\text{Ti}_{0.02}\text{As}$ [11, 12]

Fig. 1. Isothermal magnetization curves in temperature range 391 K – 360 K for $\text{Mn}_{0.98}\text{Ti}_{0.02}\text{As}$ compound [11, 12]



Rys. 2. Zależność namagnesowania od temperatury zmierzona w polu magnetycznym $B = 3$ T dla $\text{Mn}_{0.98}\text{Ti}_{0.02}\text{As}$ [11, 12]

Fig. 2. Magnetization versus temperature measured in magnetic field $B = 3$ T for $\text{Mn}_{0.98}\text{Ti}_{0.02}\text{As}$ [11, 12]

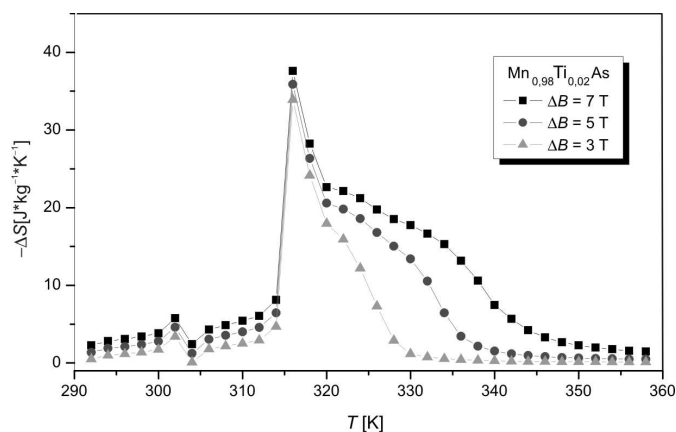


Rys. 3. Teoretyczne, znormalizowane krzywe namagnesowania w funkcji temperatury w różnych polach magnetycznych

Fig. 3. Theoretical, normalized curves of magnetization versus temperature in different magnetic fields

Widać tutaj wyraźnie, że nawet w polu magnetycznym o indukcji 5 T jest to jeszcze przejście fazowe I rodzaju, ale dla pola magnetycznego o indukcji 7 T jest to już ciągłe przejście fazowe.

Eksperymentalna zmiana entropii magnetycznej w zakresie temperatur 291 K–360 K została wyznaczona dla zmian pola magnetycznego 3 T, 5 T i 7 T i przedstawiona na rys. 4.



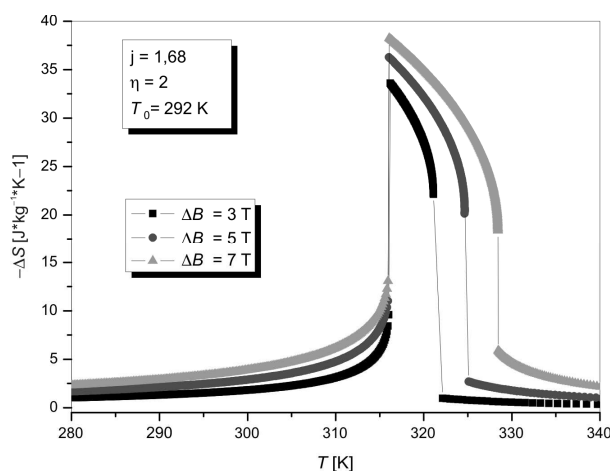
Rys. 4. Eksperymentalna zmiana entropii magnetycznej dla różnych wartości zmiany pola magnetycznego dla $\text{Mn}_{0.98}\text{Ti}_{0.02}\text{As}$ [11, 12]

Fig. 4. Experimental entropy change versus temperature in different magnetic jumps for $\text{Mn}_{0.98}\text{Ti}_{0.02}\text{As}$ [11, 12]

Skokowa zmiana entropii magnetycznej w temperaturze Curie jest spowodowana nieciągłym charakterem przejścia fazowego. Maksimum tego przebiegu wynosi 33,9 J/(kg·K),

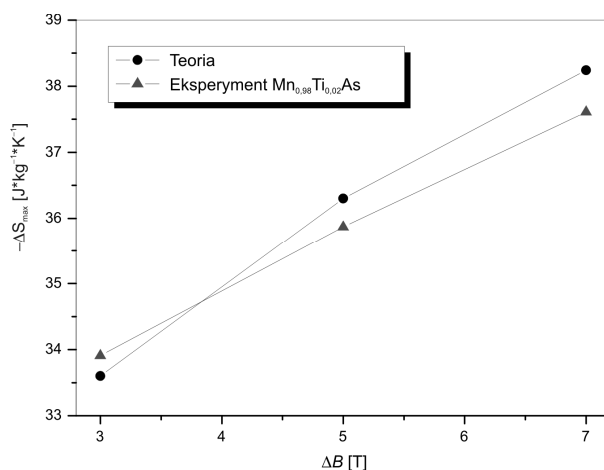
35,9 J/(kg·K) oraz 37,6 J/(kg·K) dla zmiany indukcji pola magnetycznego wynoszącej odpowiednio 3 T, 5 T i 7 T. Jak widać, wzrost maksimum ze wzrostem indukcji pola magnetycznego jest niewielki; wartość tego maksimum jest duża już dla stosunkowo niewielkich pól magnetycznych, co jest ważne do potencjalnych zastosowań.

Wyliczoną teoretycznie zmianę entropii magnetycznej w funkcji temperatury przedstawiono na rys. 5. Maksimum tej zależności wynosi 33,6 J/(kg·K), 36,3 J/(kg·K) oraz 38,2 J/(kg·K) dla zmiany indukcji pola magnetycznego wynoszącej odpowiednio 3 T, 5 T



Rys. 5. Zależność zmiany entropii od temperatury wyliczona na podstawie modelu Bean-Rodbella

Fig. 5. Entropy change versus temperature calculated based on Bean-Rodbell's model



Rys. 6. Porównanie amplitud teoretycznej (czarne koła) i eksperymentalnej (czerwone trójkąty) MCE w funkcji zmiany pola magnetycznego

Fig. 6. Comparison of amplitudes theoretical (black circles) and experimental (red triangles) MCE versus magnetic field jump

i 7 T. Porównując te dwa wykresy, widać bardzo dobrą zgodność wyników teoretycznych i doświadczalnych. Maksymalna wartość zmiany entropii jest prawie taka sama w obydwu przypadkach. Za występujące niewielkie różnice w przebiegach powyżej temperatury Curie należy prawdopodobnie obarczyć odpowiedzialnością fakt, że rzeczywista krzywa zależności namagnesowania od temperatury nie spada idealnie do zera powyżej temperatury przejścia fazowego i musi to być widoczne na krzywej zmian entropii.

Rysunek 6 przedstawia zależność maksymalnej zmiany entropii magnetycznej w funkcji wartości zmiany indukcji magnetycznej dla danych wyliczonych na podstawie teorii Beana-Rodbella oraz wyznaczonych z krzywych namagnesowania. Powyższy rysunek wykazuje bardzo dobrą zgodność obydwu wyników. Ponadto można zauważyć, że w badanym zakresie zmian pola magnetycznego maksimum zmiany entropii rośnie praktycznie rzecz biorąc liniowo.

3. Wnioski

W niniejszym artykule przedstawiono zastosowanie modelu Beana-Rodbella do teoretycznego opisu zachowania entropii magnetycznej przy przejściu fazowym I rodzaju na przykładzie związku międzymetalicznego $\text{Mn}_{0,98}\text{Ti}_{0,02}\text{As}$. W ramach tego modelu wyznaczono zachowanie znormalizowanego namagnesowania w funkcji temperatury w różnych polach magnetycznych. Stwierdzono, że dopiero przy polu magnetycznym o indukcji około 7 T zanika nieciągły charakter przejścia fazowego. Dla kilku wartości skoków indukcji pola magnetycznego wyznaczono teoretyczny przebieg zmian wartości entropii magnetycznej w funkcji temperatury, otrzymano ciekawy wynik wykazujący bardzo dobrą zgodność tych wyników z wynikami otrzymanymi z krzywych namagnesowania. Analogiczne rachunki zostały przeprowadzone dla układu $\text{Mn}_{1-x}(\text{Ti}_{0,5}\text{V}_{0,5})_x\text{As}$ dla $x = 0,1$ [15]. Z przeprowadzonej tam analizy wynika, że przy $\Delta B = 2$ T, eksperymentalna wartość zmiany entropii wynosi odpowiednio 33 J/(kg·K) oraz 31 J/(kg·K) dla $x = 0$ oraz $x = 0,1$. Natomiast zmiana entropii obliczona na podstawie modelu Beana-Rodbella wynosi odpowiednio 31 J/(kg·K) oraz 30 J/(kg·K) dla $x = 0$ oraz $x = 0,1$. Z cytowanej publikacji oraz przedstawionych w tym artykule obliczeń dla $\text{Mn}_{0,98}\text{Ti}_{0,02}\text{As}$ można wysnuć konkluzję, że rachunki oparte na relacjach Maxwella mogą być prawdziwe również dla nieciągłych przejść fazowych w granicach stosowalności modelu Beana-Rodbella. Na koniec można się odnieść do ewentualnej przydatności tego związku do urządzeń chłodzących. Plusem jest bardzo duża wartość zmiany entropii magnetycznej potwierdzona rachunkami teoretycznymi. Niestety zdecydowanym minusem jest, związane z przejściem fazowym I rodzaju, występowanie temperaturowej histerezy oraz toksyczność arsenu użytego do produkcji związku. W związku z tym wykorzystanie związku w komercyjnych układach chłodzących wydaje się być mało prawdopodobne, ale nie umniejsza to jego wartości z czysto naukowego punktu widzenia.

Literatura

- [1] Warburg E., Ann. Phys. Chem., **13**, 1881, 141.
- [2] Pecharsky V.K., Gschneidner Jr K.A., Phys. Rev. Lett., **78**, 1997, 4494.
- [3] Pecharsky A.O., Gschneidner K.A., Pecharsky V.K., J. Appl. Phys., **93**, 2003, 4722.
- [4] Morrish A.H., *Fizyczne podstawy magnetyzmu*, PWN, Warszawa 1970.
- [5] Wada H., Tanabe Y., Appl. Phys. Lett., **79**, 2001, 3302.
- [6] Tegus O., Brück R., Buschow K.H.J., de Boer F.R., Nature, **415**, 2002, 150.
- [7] Zięba A., Fjellvåg H., Kjekshus A., J. Phys. Chem. Solids, **46**, 1985, 275.
- [8] Zięba A., Zach R., Fjellvåg H., Kjekshus A., J. Phys. Chem. Solids, **48**, No. 1, 1987, 79.
- [9] Gama S., Coelho A.A., de Campos A., Magnus A.M.G., Gandra F. C.G., von Ranke P.J., de Oliveira N.A., Phys. Rev. Lett., **93**, 2004, 237202.
- [10] Bean C.P., Rodbell D.S., Phys. Rev., **126**, 1962, 104.
- [11] Zach R., Toboła J., Fruchart D., Chajec W., Wiendlocha B., Kaprzyk S., Zięba A., Gignoux D., Balli M., 15th International Conference on Solid Compounds of Transition Elements SCTE06, Kraków, July 2006.
- [12] Zach R., Chajec W., Toboła J., Fruchart D., Hlil E.K., Balli M., 17th International Conference on Solid Compounds of Transition Elements SCTE2010, Annecy, September 2010.
- [13] Zach R., Chajec W., Toboła J., Fruchart D., Hlil E.K., Balli M., Wolfers P., Solid State Phenomena, **170**, 2011, 180.
- [14] Zach R., Guillot M., Toboła J., J. Appl. Phys., **83**, 1998, 7237.
- [15] Balli M., Fruchart D., Gignoux D., Dupuis C., Kedous-Lebouc A., Zach R., J. Appl. Phys., **103**, 2008, 103908-1.