University of Thi-Qar Journal Vol.14 No.3 SEP 2019
Web Site: https://jutq.utq.edu.iq/index.php/main
Email: utj@utq.edu.iq

دراســـــة ظاهرة التعادل المغناطيسي في نظام فيريمغناطيسي خليط عزومه البرمية $S_A = 2, S_B = 7/2$

الباحثة أسماء مزعل جاسم
أ.د. حسن عبد ياسر
جامعة ذي قار-كلية العلوم
Email: hassan.yasser_ph@sci.utq.edu.iq
أ.م.د. هادي قاسم محمد
جامعة المثنى-كلية العلوم

الخلاصة

في هذا البحث تمت دراسة الخواص المغناطيسية وتحديدا التمغنط الكلي كدالة للدرجات الحرارية الانتقالية ودرجة حرارة التعادل لنظام فيريمغناطيسي عزومه البرمية $S_A = 2,\ S_B = 7/2$ على التوالي. تم استخدام تقريب المجال المتوسط لحل موديل بلوم-كبل-آيزنك لنظام الخليط المقترح. فضلا عن ذلك تم حساب دالة الطاقة الحرة للنظام المعني على اساس متباينة بوكوليبوف. النتائج التي حصلنا عليها في حالة غياب المجالات الخارجية كانت نتائج جيدة ومشجعة بحيث عند زيادة قيم التباين المغناطيسي للشبيكة الفرعية B بثبوت قيمة التباين المغناطيسي للشبيكة الفرعية A تزداد درجة حرارة كوري، ولشبيكة رباعية وشبيكة مكعب بسيط على حد سواء. اما في حالة تسليط مجال مغناطيسي خارجي عند القيم $-0.2 \le H \le -0.1$ ولقيم مختلفة من التباينات البلورية $-2.1 \le D_B \le -1.85$، يلاحظ ان النظام ينتج ظاهرة التعادل، اي انه يستجيب لإنتاج هذه الظاهرة عند القيم السالبة للمجالات المسلطة باختلاف قيم التباين البلوري للشبيكة الفرعية B.

Abstract

In this paper, it has been studied the magnetic properties, namely, the magnetization dependence of the transition temperatures and compensation points for a mixed spin-2 and spin-7/2 Blume-Capel-Ising ferrimagnetic system, respectively. The mixed spin Blume-Capel-Ising model has been solved by using the mean-field approximation (MFA). Besides, it has been evaluated the free energy of the considered system basis on the Bogoliubov inequality.The results which have been obtained, are encouraged ones so by increasing the magnetic anisotropies of the sublattice B at fixed values of anisotropies of sublattice A, the transition temperature increases. In presence of an external magnetic field, in the range $-0.1 \ge H \ge -0.2$ for different values of magnetic anisotropies

$-1.85 \geq D_B \geq -2.1$, one can see the compensation points are induced at negative values of magnetic fields when different values of sublattice anisotropies B are applied.

1. المقدمة

درست الفيريمغناطيسية بشكل واسع نظريا وعمليا وتبين ان اغلب المواد المهمة مغناطيسيا في مختلف التطبيقات هي مواد فيريمغناطيسية. ففي السنوات الاخيرة اخذ ما يسمى بنموذج ايزنك للعزوم المغناطيسية الخليطة حيزا واسعا من الاهمية. واعتبرت نماذج ايزنك وتغيراتها المختلفة في مختلف مجالات الفيزياء مسالة من اهم مسائل الميكانيك الاحصائي طالما انها تعطي نماذج بسيطة يمكن ان تمثل الترتيب الفيرومغناطيسي ويمكن ان تمتلك درجات حرارة مميزة تعرف بدرجات حرارة التعادل Compensation Temperature.

ان الخواص المغناطيسية لهذه النماذج درست بعدة طرق مثل: نظرية متوسط المجال، نظرية المجال الفعال، محاكاة مونت كارلو،....الخ. حيث قام Kaneyoshi et al [1] بدراسة المخططات الطورية ومنحنيات تمغنط العزوم المختلطة $3/2, 1/2$ لنظام ايزنك في المواد الفيريمغناطيسية باستخدام نظرية المجال الفعال، حيث وجدت بعض السمات البارزة التي تعتمد على درجة الحرارة الكلية وتمغنط الشبائك الفرعية. درس Bobak and Jascur [2] نموذج ايزنك للعزوم المغناطيسية الخليطة على أساس نظرية المجال الفعال، وقد تفحصا الكميات الثرموديناميكية كدالة لدرجة الحرارة ولشبيكة مربعة. قدم Jascur and Kaneyoshi [3] دراسة لنظام مزدوج الطبقات يتالف دوريا من طبقة ذات برم $1/2$ واخرى ذات برم $3/2$ باستخدام نظرية المجال الفعال وقد تم دراسة تاثيرات التباين المغناطيسي للايونات المختلفة وكذلك تاثيراته على درجة حرارة التحول (درجة حرارة كوري). قام Buendia and Liendo [4] بدراسة السلوك الحرج لنظام ايزنك الفيرومغناطيسي الخليط لشبيكة مربعه ذات شبيكتين فرعيتين $S_A = \pm 1/2, S_B = 0, \pm 1, \pm 2$، وتم اجراء الحسابات لمخطط الحالة الارضية التامة واستخدام محاكاة مونت- كارلو لحساب المخطط الطوري للنظام المذكور. درس Nakamura [5] نظام ايزنك فيريمغناطيسي من العزوم الخليطة $2,5/2$ لشبيكة قرص العسل حيث تم دراسة الخواص المغناطيسية للنظام. اجريت الحسابات باستخدام محاكاة مونت - كارلو ووجد ان التفاعل بين الطبقات يلعب دورا مهما في وجود نقاط التعادل. قدم Oitmaa and Zheng [6] الحل العددي الدقيق لنماذج ايزنك المشكلة لشبيكة مكعب بسيط التي تظهر صفة الفيرومغناطيسية، ونقاط التعادل. هذه النماذج تتألف من برم $S = 1/2$ لشبيكة المكعب البسيط، والذرات المشكلة لها عزوم $S = 1$ او $S = 3/2$ على التوالي. قام Strecka and Canova [7] بحل نظام ايزنك ذو البرم الخليط $1/2$ و $3/2$ على شبيكة Kagome الموسعة عن طريق التحول التناظري مع نموذج الرؤوس الثمانية. درس Benyoussef et al [8] الخواص المغناطيسية لنموذج ايزنك للمواد الفيريمغناطيسية المشكلة، التي تتكون من ذرتين A, B ، وكل

منها يمتلك عزوم ($S_A = 1/2, S_B = 1$) وتم دراسة ذلك عن طريق استخدام تقريب متوسط المجال. قام Mohamad et al [9] بحساب الطاقة الحرة لنظام ايزنك فيريمغناطيسي خليط عزومه $2,5/2$ بواسطة تقريب معدل المجال للهاملتوني. بتقليل الطاقة الحرة تم تحقيق التمغنط المتوازن والحصول على نقاط التعادل. درس Abubrig et al [10] تأثير تفاعلات المجال البلوري لبرم مختلط $5/2,3/2$ لنظام ايزنك في المواد الفيريمغناطيسية باستخدام نظرية متوسط المجال على اساس عدم المساواة لطاقة جبس الحرة. والحصول على المخطط الطوري للحالة الارضية، وكذلك المخططات الطورية لدرجة الحرارة الحرجة من الرتبة الثانية.

يهدف بحثنا هذا تفحص نوع محدد من السبائك الفيريمغناطيسية ذات العزوم البرمية الخليطة $(S_A = 2, S_B = 7/2)$، وهذه العزوم تتواجد في سلسلة من المغانيط الجزيئية ثنائية المعدن. سنقوم بدراسة متوسط العزوم المغناطيسية للشبائك الفرعية المكونة للسبيكة الثنائية مع تغير درجة الحرارة المطلقة، فضلا عن تغير المجالات البلورية. كذلك تمت دراسة المغنطة الكلية للنظام المعني بالبحث مع درجة الحرارة المطلقة ويتبين من خلال هذه الخاصية التعرف على ظاهرة التعادل.

2. النظرية

يتكون النظام الفيريمغناطيسي قيد البحث من خليط من شبيكتين فرعيتين A, B ذوات قيم برم $S_A = 2,\ S_B = 7/2$ على التوالي. ويوصف هاملتوني النظام بالصيغة [11]:

$$h = -J_{i,j}\sum_i S_i^A S_j^B - D_A\sum_i \left(S_i^A\right)^2 - D_B\sum_j \left(S_j^B\right)^2 - H\sum_{i,j}\left(S_i^A + S_j^B\right) \qquad (1)$$

حيث احتلت مواقع الشبيكة الفرعية A البرم S_i^A واخذت القيم $0,\pm1,\pm2$، بينما احتلت مواقع الشبيكة الفرعية B البرم S_j^B واخذت القيم $\pm1/2,\pm3/2,\pm5/2,\pm7/2$. وتمثل D_B, D_A قيم التباين المؤثرة على البرم 2 والبرم $7/2$، على التوالي وأن $J_{i,j}$ فتمثل طاقة التفاعل المتبادل بين العزوم في المواقع i, j من اجل استنتاج افضل تقريب ممكن للهاملتوني المجهري من النموذج الحالي، نستخدم طريقة التغاير على اساس متراجحة بوكوليبوف Bogoliubov Inequality بالنسبة للطاقة الحرة [9]، اي ان:

$$F \le \varphi = F_\circ + \left\langle h - h_\circ \right\rangle_\circ \qquad (2)$$

حيث F الطاقة الحرة لهاملتون النظام المعطى بالصيغة (1)، F_o الطاقة الحرة للهاملتوني التجريبي $h_\circ$ الذي يعتمد على معاملات التباين، $\langle\ \rangle_\circ$ يدل على المتوسط الحراري الذي يحدده $h_\circ$، اي ان:

$$h_{\circ} = -\sum_{i}\left(\lambda_A S_i^A + D_A\left(S_i^A\right)^2\right) - \sum_{j}\left(\lambda_B S_j^B + D_B\left(S_j^B\right)^2\right) - H\sum_{i,j}\left(S_i^A + S_j^B\right) \qquad (3)$$

حيث λ_A, λ_B معاملات التغاير المرتبطة بالعزوم $2,7/2$ على التوالي.

102 حساب دالة التجزئة

ان استخدام دالة التجزئة Z للتعبير عن علاقات لكميات حرارية، مثل دالة الطاقة الحرة والانتروبي حيث تعرف دالة التجزئة بالصيغة [11]

$$Z_o = \sum_{i,j}\exp\left(-\beta h_o\right) \qquad (4)$$

نعوض المعادلة (3) في (4) فنحصل على دالة التجزئة للنموذج المقترح:

$$Z_{\circ} = \sum_{i,j}\exp\left\{-\beta\left[\begin{array}{l} -\left(\sum_i \lambda_A S_i^A + D_A\left(S_i^A\right)^2\right) \\ -\sum_j\left(\lambda_B S_j^B + D_B\left(S_j^B\right)^2\right) - H\sum_i S_i^A - H\sum_j S_j^B \end{array}\right]\right\} \qquad (5)$$

وبعد فصل التأثيرات كل على حدة ينتج:

$$Z_{\circ} = \sum_{i}\exp\left(\beta\sum\left(\lambda_A S_i^A + HS_i^A + D_A\left(S_i^A\right)^2\right)\right)$$
$$.\sum_{j}\exp\left(\beta\sum\left(\lambda_B S_j^B + HS_j^B + D_B\left(S_j^B\right)^2\right)\right) \qquad (6)$$

ان المجموع على i يشمل العزوم $0,\pm 1,\pm 2$ والمجموع على j يشمل العزوم $\pm 1/2,\pm 3/2,\pm 5/2,\pm 7/2$. ويمكن اعادة كتابة المعادلة (6) بالصيغة التالية:

$$Z_{\circ} = \Pi\sum_{-2}^{2}\exp\left(\beta\lambda_A S_i^A + H\beta + \beta D_A\left(S_i^A\right)^2\right)$$

$$.\Pi\sum_{-7/2}^{7/2}\exp\left(\beta\lambda_B S_j^B + H\beta + D_B\beta\left(S_j^B\right)^2\right) \qquad (7)$$

حيث ان Π تعني المضروبات لـ N من المرات. وبعد فتح اشارة المجموع في المعادلة (7) للمجموع الاول والثاني وتبسيط الحدود نحصل على :

$$Z_{\circ}=\left[\begin{matrix}1+2\exp\left(4\beta D_A\right)\cosh\left(2\left(\beta\lambda_A+H\beta\right)\right)+\\2\exp\left(\beta D_A\right)\cosh\left(\beta\lambda_A+H\beta\right)\end{matrix}\right]^{N/2}\cdot$$

$$\left[\begin{matrix}2\exp\left(\beta D_B/4\right)\cosh\left(\frac{1}{2}\left(\beta\lambda_B+H\beta\right)\right)+\\2\exp\left(9\beta D_B/4\right)\cosh\left(\frac{3}{2}\left(\beta\lambda_B+H\beta\right)\right)+\\2\exp\left(25\beta D_B/4\right)\cosh\left(\frac{5}{2}\left(\beta\lambda_B+H\beta\right)\right)+\\2\exp\left(49\beta D_B/4\right)\cosh\left(\frac{7}{2}\left(\beta\lambda_B+H\beta\right)\right)\end{matrix}\right]^{N/2} \quad (8)$$

202 حساب الطاقة الحرة

من الممكن حساب الطاقة الحرة من خلال معرفة دالة التجزئة، اي ان:

$$F_{\circ}=-K_BT\ \ln Z_{\circ} \quad (9)$$

حيث تمثل Z_o دالة التجزئة للهاملتوني التجريبي $h_{\circ}$ ، ويمكن ايجاد قيمة المتوسط للهاملتوني من الصيغة:

$$\left\langle h-h_{\circ}\right\rangle=\left\langle -J\sum S_i^A S_j^B+\sum\lambda_A S_i^A+\sum\lambda_B S_j^B\right\rangle$$

$$=-J\ z\ \frac{N}{2}\left\langle S_i^A\right\rangle\left\langle S_j^B\right\rangle+\lambda_A\frac{N}{2}\left\langle S_i^A\right\rangle+\lambda_B\frac{N}{2}\left\langle S_j^B\right\rangle \quad (10)$$

نعوض المعادلة (8) في المعادلة (9) فينتج:

$$F_{\circ}=\frac{-NK_BT}{2}\left[\begin{array}{l}\ln\left(\begin{array}{l}1+2\exp(\beta D_A)\cosh(\beta\lambda_A+H^o)\\+2\exp(4\beta D_A)\cosh\left(2(\beta\lambda_A+H^o)\right)\end{array}\right)\\+\ln\left(\begin{array}{l}2\exp(\beta D_B/4)\cosh\left(\frac{1}{2}(\beta\lambda_B+H^o)\right)\\+2\exp(9\beta D_B/4)\cosh\left(\frac{3}{2}(\beta\lambda_B+H^o)\right)\\+2\exp(25\beta D_B/4)\cosh\left(\frac{5}{2}(\beta\lambda_B+H^o)\right)\\2\exp(49\beta D_B/4)\cosh\left(\frac{7}{2}(\beta\lambda_B+H^o)\right)\end{array}\right)\end{array}\right] \quad (11)$$

حيث ان $\beta=1/K_BT$. والان بتعويض المعادلتين (10) و(11) في المعادلة (2) نحصل على الصيغة:

$$F=\frac{-NK_BT}{2}\left[\begin{array}{l}\ln\left(\begin{array}{l}1+2\exp(\beta D_A)\cosh(\beta\lambda_A+H^o)\\+2\exp(4\beta D_A)\cosh\left(2(\beta\lambda_A+H^o)\right)\end{array}\right)\\+\ln\left(\begin{array}{l}2\exp(\beta D_B/4)\cosh\left((\beta\lambda_B+H^o)/2\right)\\+2\exp(9\beta D_B/4)\cosh\left(3(\beta\lambda_B+H^o)/2\right)\\+2\exp(25\beta D_B/4)\cosh\left(5(\beta\lambda_B+H^o)/2\right)\\2\exp(49\beta D_B/4)\cosh\left(7(\beta\lambda_B+H^o)/2\right)\end{array}\right)\end{array}\right] \quad (12)$$

$$-\frac{1}{2}NJm_Am_B+\frac{1}{2}N\lambda_Am_A+\frac{1}{2}N\lambda_Bm_B$$

حيث ان:

$$m_A = \left\langle S_i^A \right\rangle \quad , m_B = \left\langle S_j^B \right\rangle \quad , H^o = \beta H \tag{13}$$

علما ان m_B, m_A تمثل مغنطة الشبائك الفرعية B, A على التوالي. وتعرف الطاقة الحرة لمتوسط المجال عن طريق تقليل ϕ بما يتعلق بالمعاملات $\lambda_{A,B}$ ، اي ان [9,10]

$$F_{mf} = \min \lambda_{A,B} \{\varphi\} \tag{14}$$

وهذا يعطي افضل تقريب ممكن من الطاقة الحرة الصحيحة لاختيار معين من $h_\circ$ وعليه ستكون الطاقة الحرة للنموذج المعني بالصيغة:

$$f = \frac{F}{N} = \frac{-1}{2\beta}\left[\begin{array}{l} \ln\left(\begin{array}{l} 1+2\exp(\beta D_A)\cosh(\beta\lambda_A + H^o) \\ +2\exp(4\beta D_A)\cosh\left(2(\beta\lambda_A + H^o)\right) \end{array}\right) \\ +\ln\left(\begin{array}{l} 2\exp(\beta D_B/4)\cosh\left((\beta\lambda_B + H^o)/2\right) \\ +2\exp(9\beta D_B/4)\cosh\left(3(\beta\lambda_B + H^o)/2\right) \\ +2\exp(25\beta D_B/4)\cosh\left(5(\beta\lambda_B + H^o)/2\right) \\ 2\exp(49\beta D_B/4)\cosh\left(7(\beta\lambda_B + H^o)/2\right) \end{array}\right) \end{array}\right] \tag{15}$$

$$+\frac{1}{2}(-J z m_A m_B + \lambda_A m_A + \lambda_B m_B)$$

302 حساب تمغنط الشبائك الفرعية

في المعادلة (15) نجد ان N تشير الى العدد الكلي للمواقع في الشبيكة، وتمثل z عدد الجارات الاقرب. الآن يمكن ايجاد القيم الذاتية λ_A, λ_B لمتوسط المجال من تفاضل المعادلة (15) ومساواتها الى الصفر. لحساب λ_A نفاضل المعادلة (15) بالنسبة الى m_A ، اي ان:

$$\frac{\partial f}{\partial m_A} = 0 \tag{16}$$

وعليه نجد ان:

$$\lambda_A = J z m_B \tag{17}$$

بعملية مماثلة وبعد تفاضل المعادلة (15) بالنسبة الى m_B يمكن حساب λ_B :

$$\frac{\partial f}{\partial m_B} = 0 \qquad (18)$$

ومنها نجد ان:

$$\lambda_B = J z m_A \qquad (19)$$

بعد حساب القيم الذاتية نجد m_A وذلك من تفاضل المعادلة (15) بالنسبة الى λ_A ومساواتها الى الصفر:

$$m_A = \frac{\partial f}{\partial \lambda_A} = 0 \qquad (20)$$

وبعد تعويض المعادلة (17) في المعادلة (20) نحصل على:

$$m_A = \frac{\exp(-3\beta D_A)\sinh(a) + 2\sinh(2a)}{\exp(-3\beta D_A)\cosh(a) + \cosh(2a) + 0.5\exp(-4\beta D_A)} \qquad (21)$$

حيث ان $a = \beta z J m_B + H^o$ ، وبنفس الطريقة وبعد تفاضل المعادلة (15) بالنسبة الى λ_B نحصل على m_B اي ان:

$$m_B = \frac{\partial f}{\partial \lambda_B} = 0 \qquad (22)$$

وبعد تعويض المعادلة (19) في المعادلة (22) نحصل على:

$$m_B = \frac{1}{2}\frac{7\sinh(7b/2) + 5\exp(-6\beta D_B)\sinh(5b/2) + 3\exp(-10\beta D_B)}{\cosh(7b/2) + \exp(-6\beta D_B)\cosh(5b/2) + \exp(-10\beta D_B)} \cdot \frac{\sinh(3b/2) + \exp(-12\beta D_B)\sinh(b/2)}{\cosh(3b/2) + \exp(-12\beta D_B)\cosh(b/2)} \qquad (23)$$

حيث ان $b = \beta z J m_A + H^o$ ، ومن الجدير ملاحظته انه في حالة الفيريمغناطيسية تظهر نقطة تعادل، حيث التمغنط الكلي لكل موقع يساوي صفر، ويمكن حسابه من الصيغة [12]

$$M = \frac{1}{2}(m_A + m_B) \qquad , m_A = -m_B \neq 0 \qquad (24)$$

3. النتائج والمناقشة

تم دراسة تأثير التباينات المغناطيسية وكذلك المجالات الخارجية المؤثرة على السبيكة. ومن الخواص المهمة ايضا تم حساب دالة الطاقة الحرة للنظام المقترح على اساس متباينة بوكولييوف. تجدر الاشارة هنا الى ان النتائج التي توصلنا اليها عولجت باستخدام برنامج ما تلاب ذو المزايا العالية. وعند درجة الصفر المطلق وجدنا ان النظام 2, 2 / 7 يمتلك ستة عشر طورا مرتبا وثمان اطوار غير مرتبة عند قيم مختلفة لـ $\{m_B, m_A, Q_B, Q_A\}$, هي:

$$O_1=\left\{-2,\frac{7}{2},4,\frac{49}{4}\right\} or \left\{2,-\frac{7}{2},4,\frac{49}{4}\right\}, O_2=\left\{-2,\frac{5}{2},4,\frac{25}{4}\right\} or \left\{2,-\frac{5}{2},4,\frac{25}{4}\right\}$$

$$O_3=\left\{-2,\frac{3}{2},4,\frac{9}{4}\right\} or \left\{2,-\frac{3}{2},4,\frac{9}{4}\right\}, O_4=\left\{-2,\frac{1}{2},4,\frac{1}{4}\right\} or \left\{2,-\frac{1}{2},4,\frac{1}{4}\right\}$$

$$O_5=\left\{-1,\frac{7}{2},1,\frac{49}{4}\right\} or \left\{1,-\frac{7}{2},1,\frac{49}{4}\right\}, O_6=\left\{-1,\frac{5}{2},1,\frac{25}{4}\right\} or \left\{1,-\frac{5}{2},1,\frac{25}{4}\right\}$$

$$O_7=\left\{-1,\frac{3}{2},1,\frac{9}{4}\right\} or \left\{1,-\frac{3}{2},1,\frac{9}{4}\right\}, O_8=\left\{-1,\frac{1}{2},1,\frac{1}{4}\right\} \left\{1,-\frac{1}{2},1,\frac{1}{4}\right\}$$

$$D_1=\left(0,\frac{7}{2}\right) or \left(0,-\frac{7}{2}\right), D_2=\left(0,\frac{5}{2}\right) or \left(0,-\frac{5}{2}\right), D_3=\left(0,\frac{3}{2}\right) or \left(0,-\frac{3}{2}\right)$$

$$D_4=\left(0,\frac{1}{2}\right) or \left(0,-\frac{1}{2}\right)$$

على التوالي ، حيث تعرف المعاملات Q_B, Q_A كالاتي:

$$Q_B=\left\langle \left(S_j^B\right)^2 \right\rangle \quad , Q_A=\left\langle \left(S_i^A\right)^2 \right\rangle \tag{25}$$

الشكل(1) يعرض منحنيات تمغنط الشبائك الفرعية كدالة لدرجات الحرارة ولقيم مختلفة من D_A, D_B لشبيكة مربعة $(z=4)$، حيث نلاحظ في الشكل(1- a) عند ثبوت $(D_A=-1)$ فان تمغنط الشبائك الفرعية يظهر سلوك طبيعي وذلك عندما يكون $D_B \le 0$. وعند القيمة $(D_B=-1)$ فان متوسط العزم للشبيكة الفرعية B (m_B) يظهر انخفاضا سريعا نوعا ما ابتداء من قيمة التشبع ، $(m_B=-7/2)$ بينما للقيمة ، $(D_B=-2)$ فان النظام المغناطيسي يصبح مستقرا عند الطور $(2,-2)$. وبتناقص قيم التباين المغناطيسي للشبيكة الفرعية B عند القيمة -5 فان النظام يمر بالطور $(2,-1/2)$ ولدرجات حرارية حرجة بحيث تأخذ درجة حرارة كوري القيم ($T \ge 4$) كلفن. ونلاحظ من هذه النتائج عند زيادة قيم التباين المغناطيسي للشبيكة الفرعية B بثبوت قيمة التباين المغناطيسي للشبيكة الفرعية A $(D_A=-1)$ زيادة درجة حرارة كوري.

بزيادة قيم التباين المغناطيسي للشبيكة الفرعية A ، $2 \ge D_A \ge -1$ مع تغير قيم التباين المغناطيسي للشبيكة الفرعية B ، فان النتائج التي حصلنا عليها في الاشكال (d,c,b -1) تسلك سلوكا مشابها لسلوك نتائج الشكل (a -1). تجدر الاشارة هنا الى ان النتائج التي حصلنا عليها لهذا النوع من الانظمة متفقة ومتوازية مع النتائج التي حصلت عليها الابحاث [1,2,11] للأنظمة ذات العزوم البرمية $7/2,1,3/2,1/2,2,5/2$ على التوالي، مع اختلاف قيم التباينات المغناطيسية للشبائك الفرعية المكونة للأنظمة التي ذكرناها.

تناولنا ايضا في هذه الدراسة شبيكة مكعب بسيط، فالنتائج التي حصلنا عليها والمعروضة في الاشكال (d,c,b,a -2)، ولنفس القيم السابقة $2 \ge D_A \ge -1$, $0 \ge D_B \ge -6$ ، تبين بان النظام المغناطيسي قيد الدراسة يمر بذات التحولات الطورية الا ان درجة حرارة كوري يلاحظ انها تزداد زيادة كبيرة تصل الى اكثر من $20K^\circ$. ويلاحظ ان النتائج التي حصلنا عليها هي نتائج مشجعة ومثمرة في مجال تقنية الاتصالات وتصميم الذواكر الحاسوبية، وهي نتائج تتفق مع الباحثين [11,12] الا ان هؤلاء الباحثين تناولوا انظمة اخرى ولقيم مختلفة من التباينات المغناطيسية، وتفسيرا للنتائج التي ذكرناها، فان النظام المغناطيسي (7/2,2) عند الصفر المطلق يأخذ حالة التشبع لكلا العزوم وهي في طور الفيرومغناطيسية. ثم

بزيادة درجة الحرارة المؤثرة على النظام عند القيم $(D_A=-1)$ و $0\geq D_B\geq -5$ لشبيكة مربعة ولشبيكة مكعب بسيط على التوالي فان العزوم المغناطيسية تبدا بالدوران وهذا ما يتضح من سلوك المنحنيات في الشكل (d,c,b,a -1)، بحيث ينتقل النظام الى الاطوار الاخرى وهو في طور الفيرومغناطيسية الى ان يصل الى طور البارامغناطيسية في كل مرة عند تغير قيم التباين المغناطيسي للشبيكة الفرعية B . والجديد في العمل هو ظهور اطوار مغناطيسية لم نعهدها في نظامنا 7/2,2، وهي $(2,-3),(2,-2),(2,-1)$ ، وتفسر هذه النتائج على اساس ان السبيكة عند تعرضها الى درجات حرارة عالية سوف تتداخل اطوارها وتختلط العزوم فمثلا يحصل الطور $(2,-3)$ عندما تتداخل الاطوار $(2,-7/2)$ مع $(2,-5/2)$.

الشكل (3) يعرض لنا نتائج غاية في الاهمية تشير الى حدوث ظاهرة مهمة في المغناطيسية وهي درجات حرارة التعادل، تحصل هذه الظاهرة عندما يتعرض النظام الى تغيرات في التباينات المغناطيسية للشبائك الفرعية للذرات B بثبوت التباين المغناطيسي للذرة A ، كما في الاشكال(d,c,b,a -3) حيث تأخذ ($D_A=-1,0,1,2$) على التوالي، بزيادة درجة الحرارة وقبل الوصول الى طور البارامغناطيسية اي ان العزوم المغناطيسية في حالة الفيرومغناطيسية. فعند القيم $D_B=-2$ بثبوت $D_A=-1,0,1,2$ على التوالي، فان النظام يمتلك درجة تعادل واحدة. وبزيادة درجات الحرارة المؤثرة على النظام يصبح في طور البارامغناطيسية. تجدر الاشارة هنا الى ان هذه الظاهرة تتكرر لشبيكة مكعب بسيط الا ان درجة حرارة كوري تصبح اكبر مما هو عليه في الشبيكة المربعة $T_c=22K^\circ$ ، ويوضح ذلك الشكل (d,c,b,a -4). ان النتائج التي حصلنا عيها نتائجا مميزة ومشجعة وتتفق مع نتائج البحثين [13,14] على التوالي. وتعليل ظاهرة التعادل ان هذه الظاهرة تحصل بسبب الانتروبي الذي يشير الى مقياس اللانتظام في السبيكة المغناطيسية حيث يلاحظ ان مستعمرات العزوم المغناطيسية تتراصف مع بعضها في الشبيكة البلورية بالنسبة للعزوم المغناطيسية m_A وبمقدار اكبر من تراصف العزوم المغناطيسية للشبائك الفرعية للذرات B ، ثم عند زيادة درجة الحرارة المؤثرة على النظام ككل وبتغيير التباينات المغناطيسية على حد سواء يحصل العكس الى ان عند قيمة معينة للتباينات المغناطيسية كما في الشكلين (3) و(4) للقيم $-1\geq D_A\geq 2$ و $D_B=-2$ على التوالي، يصبح ان $m_A=-m_B$ ، وعندها يصبح العزم الكلي للنظام

المغناطيسي قيد الدراسة صفرا، الا ان النظام في طور الفيرومغناطيسية وعند هذه الدرجة الحرارية تحصل ظاهرة التعادل. بعد ذلك وعند زيادة درجة الحرارة يدخل النظام الى طور البارامغناطيسية عندها يفقد المغناطيسية تماما.

203 تاثير درجة الحرارة على التمغنط

الشكل (5) يظهر سلوكا متميزا حيث ان ظاهرة التعادل تنشا عند الصفر المطلق كما في الشكل (5- a) عند القيمة $D_B = -2$ وبتغير قيم التباين المغناطيسي للشبيكة الفرعية A، $-3 \le D_A \le 8$. وذلك باستخدام شبيكة مربعة $z = 4$. بينما تنشا الظاهرة في مناطق اخرى من المخطط الطوري عند درجات حرارية $T = 2.5K$، وبزيادة درجة الحرارة المؤثرة باختلاف التباين البلوري في الشبيكة الفرعية B تدخل المادة في طور البارا مغناطيسية (الشكل (5- b)). بينما الاشكال الاخرى وبالخصوص الشكل (5- d) فيلاحظ ان المادة لا تمر بظاهرة التعادل عندما $D_B = -1.85$ بثبوت $D_A = -3$. ومن الجدير بالذكر ان هذه النتائج تؤكد ان التباين المغناطيسي البلوري يلعب دورا مهما في حدوث ظاهرة التعادل وكذلك في تحديد موقع الدرجات الحرارية (التعادلية) ونختلف في هذا التفسير مع نتائج البحث [15] والذي يؤكد ان التباين له تأثير على موضع درجة حرارة التعادل حصرا بينما تتفق مع نتائج البحث [16] في ان التباين البلوري يؤثر في نتائج وظهور الدرجات الحرارية التعادلية.

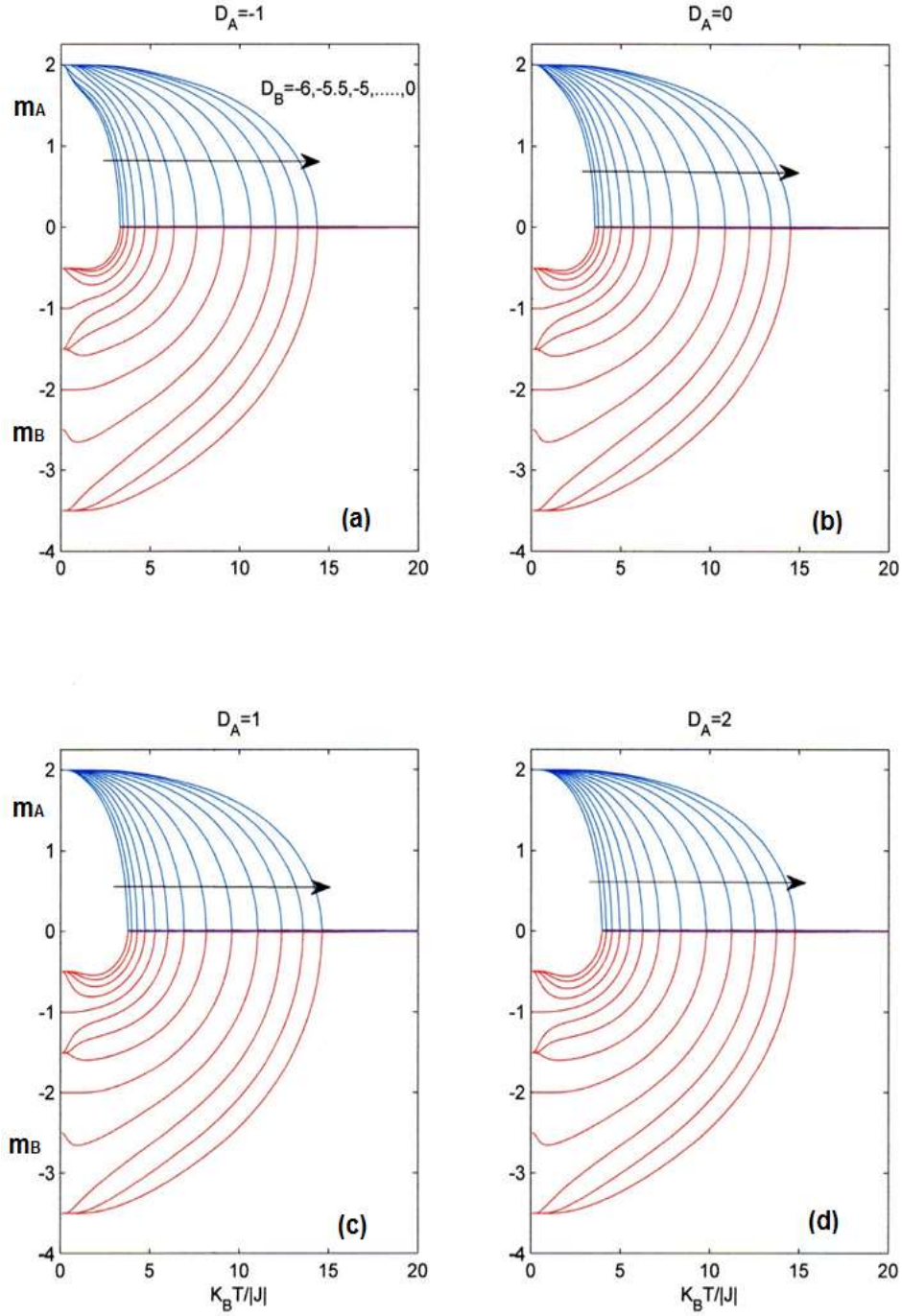
في الشكل (6) نلاحظ ان النظام المغناطيسي الخليط (7/2,2) يمر بتحولات طورية مختلفة، ففي الشكل (6- a) عندما $D_B = -2$ نلاحظ ان النتائج الظاهرة في الشكل(6) تدعم النتائج التي حصلنا عليها في الشكل (5- a) وهو ظهور الدرجات الحرارية التعادلية عند الصفر المطلق، اما في الشكل (6- b) ينتقل النظام الى طور اخر وهو الطور (-5/2,2) عند القيمة $D_B = -1.5$ وفي المدى $-3 \le D_A \le 8$. اما الشكلين (6- d,c) فالنظام في كلا السلوكين يمر بالطور (-7/2,2) الا ان النظام يصبح في طور البارامغناطيسية عندما درجة حرارة كوري $T_c = 14K$ عند القيمة $D_B = -0.5$ وبتغير قيمة التباين المغناطيسي للشبيكة الفرعية A ، $-3 \le D_A \le 8$. الشكل (7-a) يقدم سلوكيات مهمة يمر بها النظام المغناطيسي قيد الدراسة عند تسليط مجال مغناطيسي خارجي مداه $-0.2 \le H \le 0.1$ عندما ، $D_B = -2$ بثبوت $D_A = 1$ عندما تكون الشبيكة قيد الدراسة رباعية ، ويظهر النظام سلوكا متميزا عندما

$H=-0.1$ بينما لا يستجيب النظام للقيم، $H>0$ كذلك الحال بالنسبة للشكل (7- b)، نجد ان النظام يستجيب عند القيم السالبة للمجال المغناطيسي المسلط $H=-0.2,-0.1$ على التوالي، بثبوت $D_B=-1.99$ و $D_A=1$ ، ويظهر النظام في هذه الحالة نقطتي تعادل، تجدر الاشارة هنا الى ان هذه النتائج مهمة وجديرة بالدراسة كونها تعطي انطباع ان النظام عند شروط محددة للتباينات البلورية يمتلك مغناطيسية متناوبة. اما الاشكال الاخرى (7- d,c) عند القيم $(D_B=-1.85,-1.89)$ على التوالي يسلك النظام قيد الدراسة سلوكا مختلفا بحيث ان ظاهرة التعادل لبعض القيم من التباينات البلورية للشبيكة الفرعية A تختفي.

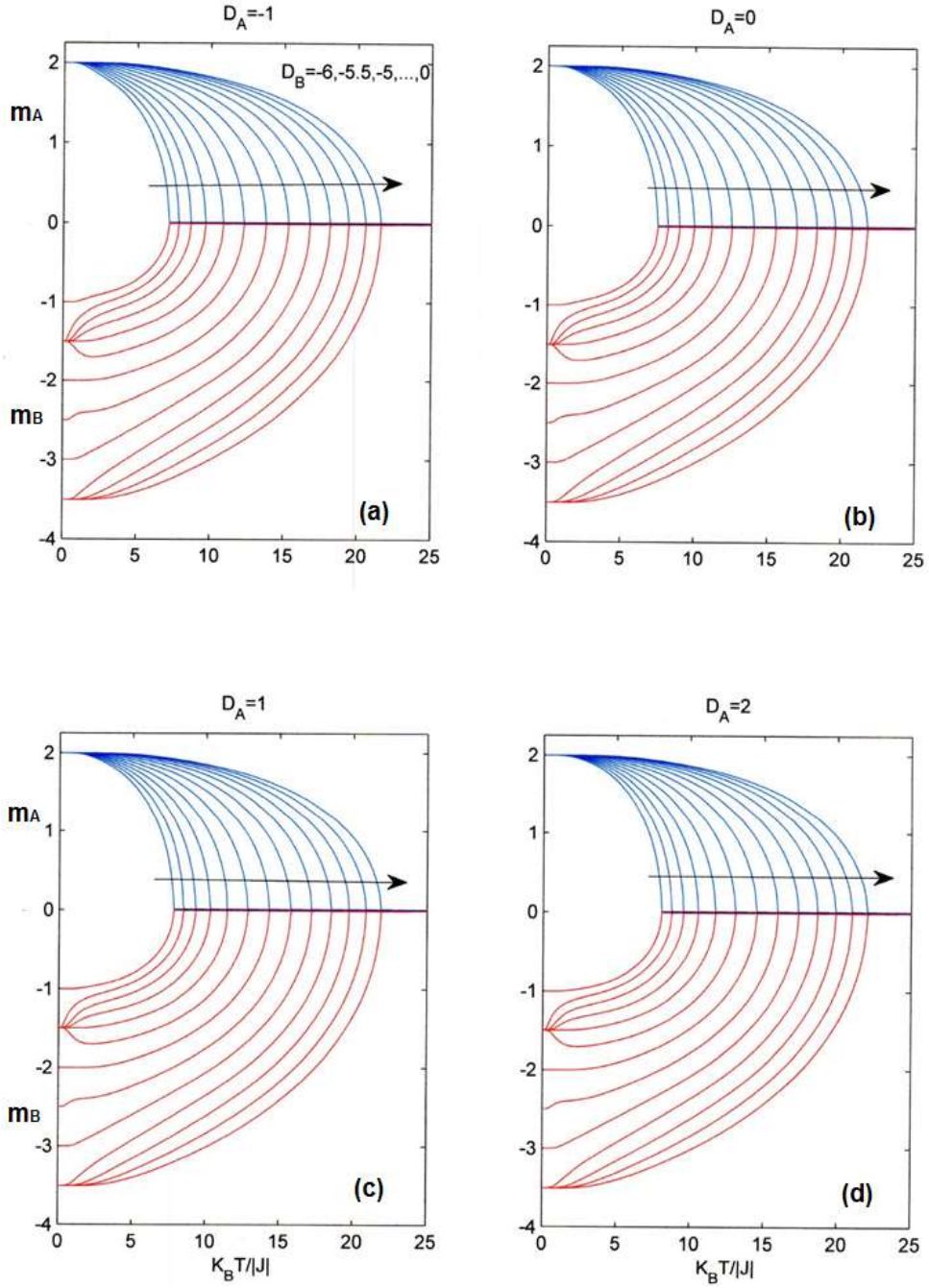
الشكل (8) لغرض المقارنة مع النتائج التي ظهرت في الشكل (7) تم تثبيت $D_B=-2$ وتغيير مدى التباين البلوري للشبيكة الفرعية A ، $1\geq D_A\geq -2$، فنلاحظ ان النتائج اكثر ايجابية وذات اهمية اكبر كون ان النظام المدروس في حالة استجابة لإنتاج ظاهرة التعادل بحيث ان النظام المعني يمتلك نقطتي تعادل في هذه الحالة. اي ان النظام بقي محافظا على خاصية التناوب المغناطيسي. الشكل (9) يظهر لنا سلوكا معينا وخاصا عند تغير التباين البلوري للشبائك الفرعية بثبوت $D_B=-2$ ، عند تسليط مجال مغناطيسي خارجي $0.1\geq H\geq -0.2$ بحيث نلاحظ ان السلوك المهم في هذه الدراسة هو عند الشكل (9- b,a) حيث يظهر النظام نقطتي تعادل، بينما تختفي هذه الظاهرة تقريبا في الشكل (9- d,c). وهذا يؤكد النتائج التي حصلنا عليها سابقا بان القيم السالبة للمجال المغناطيسي المسلط تؤثر في استجابة النظام لحدوث ظاهرة التعادل التي تم شرح اليتها عند تفسير نتائج الشكلين (3) و (4).

الشكل (10) يعرض سلوكيات النظام عند المستوي (T,M) ولقيم مختلفة من التباينات البلورية $-1.85\geq D_B\geq -2.1$ عندما ياخذ المجال المغناطيسي القيم $-0.1\geq H\geq -0.2$ ، حيث يلاحظ ان النظام ينتج ظاهرة التعادل، اي انه يستجيب لإنتاج هذه الظاهرة كما ذكرنا عند القيم السالبة للمجالات المسلطة باختلاف قيم التباين البلوري للشبيكة الفرعية B . تجدر الإشارة هنا الى ان الشكل (10- d,c) تحصل فيهما ظاهرة التعادل عند القيمة $D_B=-1.85$ ، بينما في الشكل (10- b,a) تختفي هذه الظاهرة. وهذه النتائج تتفق مع نتائج البحث [14]، الا ان الباحث عالج نظامه المغناطيسي تحت تأثير العزوم المغناطيسية $(1/2,5/2)$ ، باستخدام نظرية المجال الفعال.

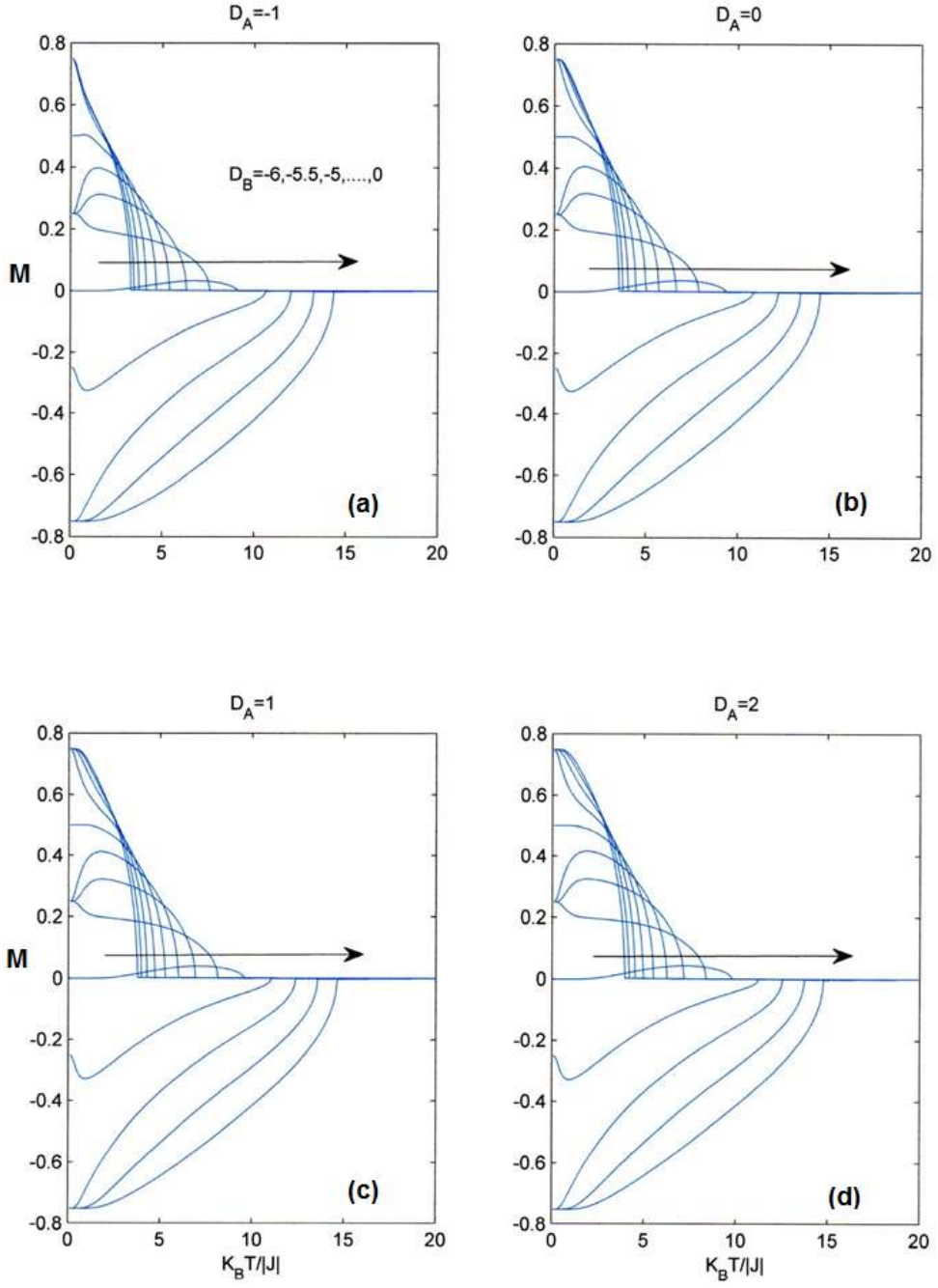
University of Thi-Qar Journal Vol.14 No.3 SEP 2019
Web Site: https://jutq.utq.edu.iq/index.php/main
Email: utj@utq.edu.iq



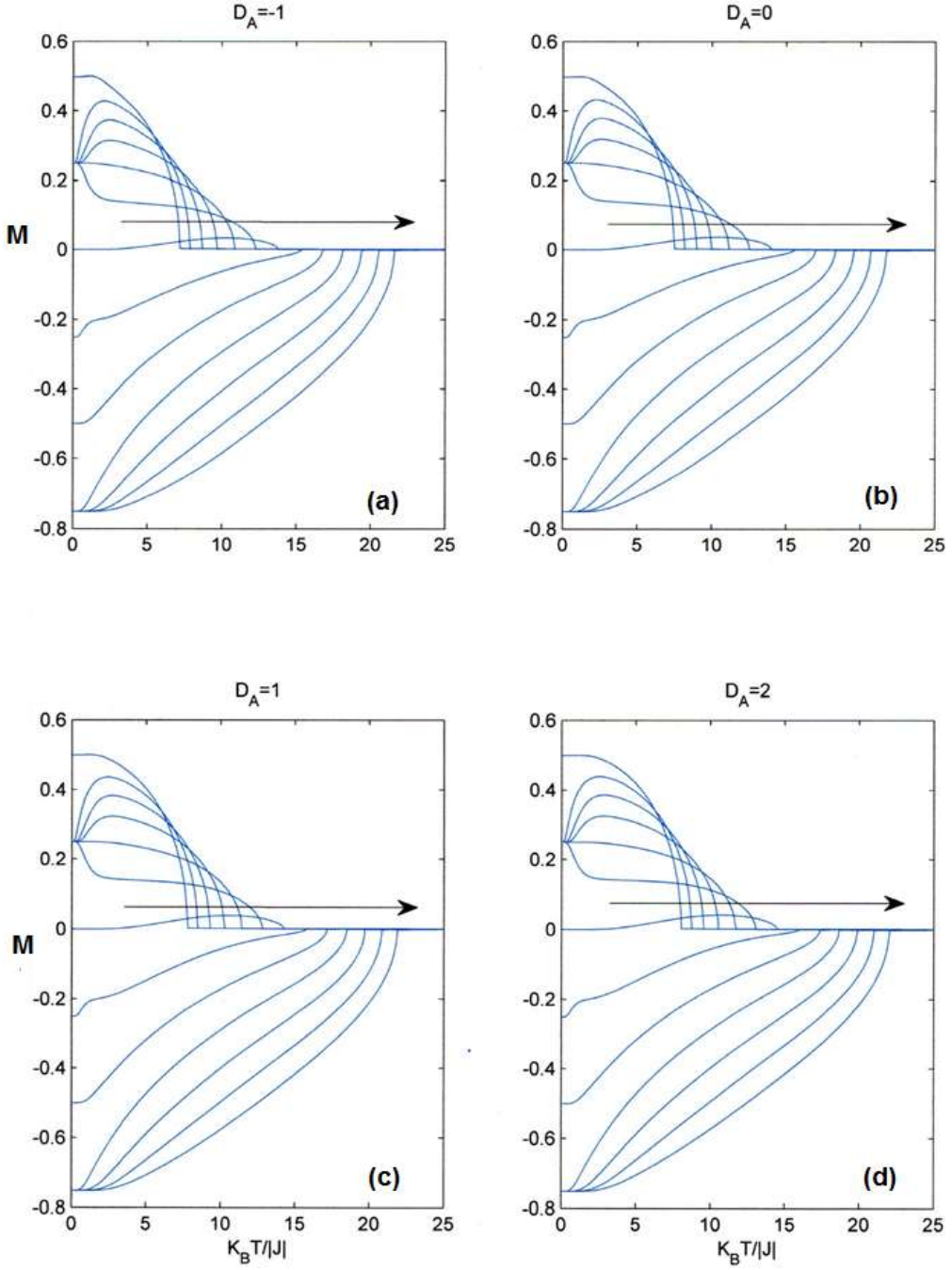
الشكل (1): التباين الحراري لتمغنط الشبائك الفرعية بالنسبة الى برم مختلط لنظام ايزنك فيريمغناطيسي، لشبيكة رباعية $z = 4$.



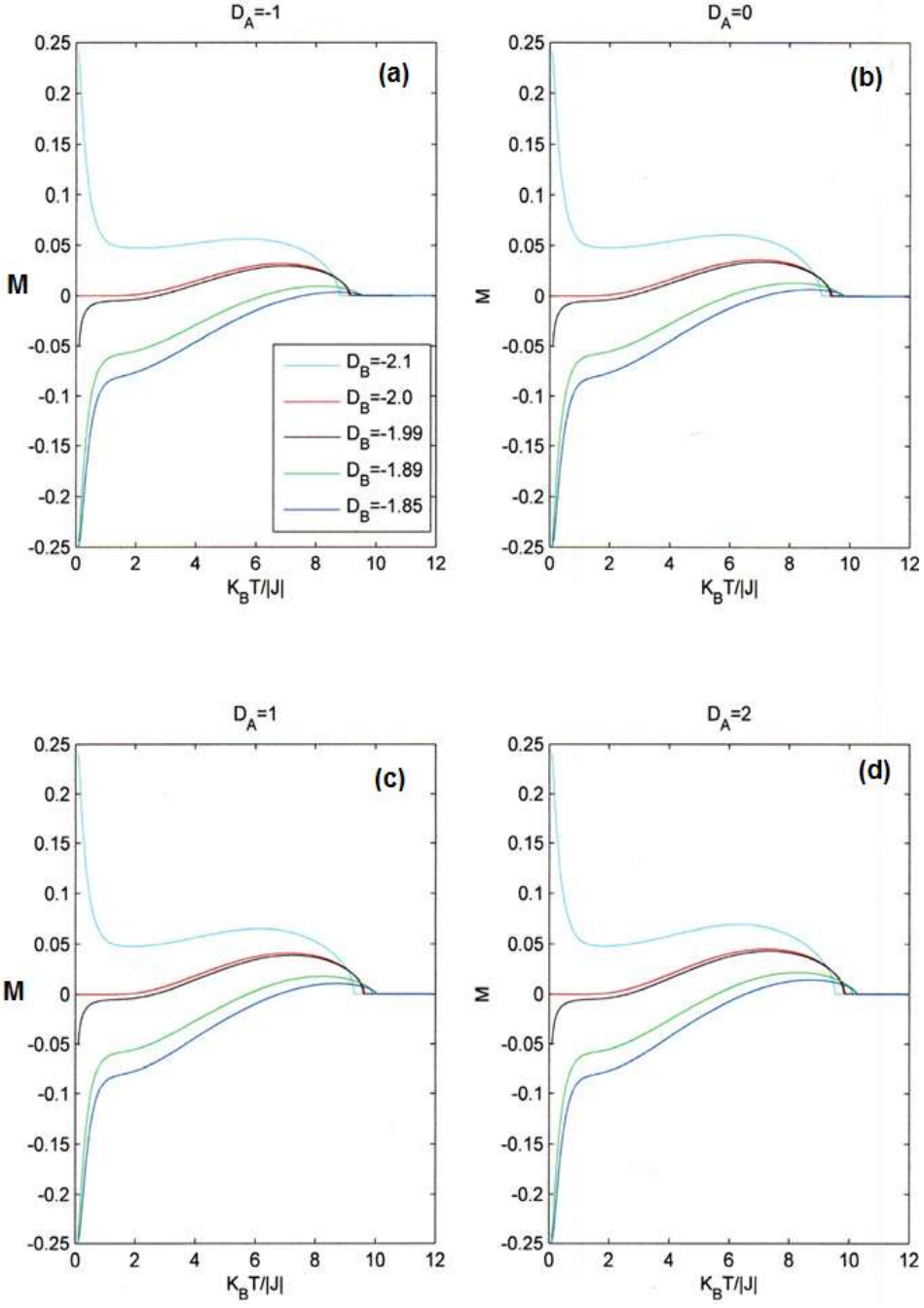
الشكل (2): التباين الحراري لتمغنط الشبائك الفرعية بالنسبة الى برم مختلط لنظام ايزنك فيريمغناطيسي لشبيكة مكعب بسيط $z = 6$.



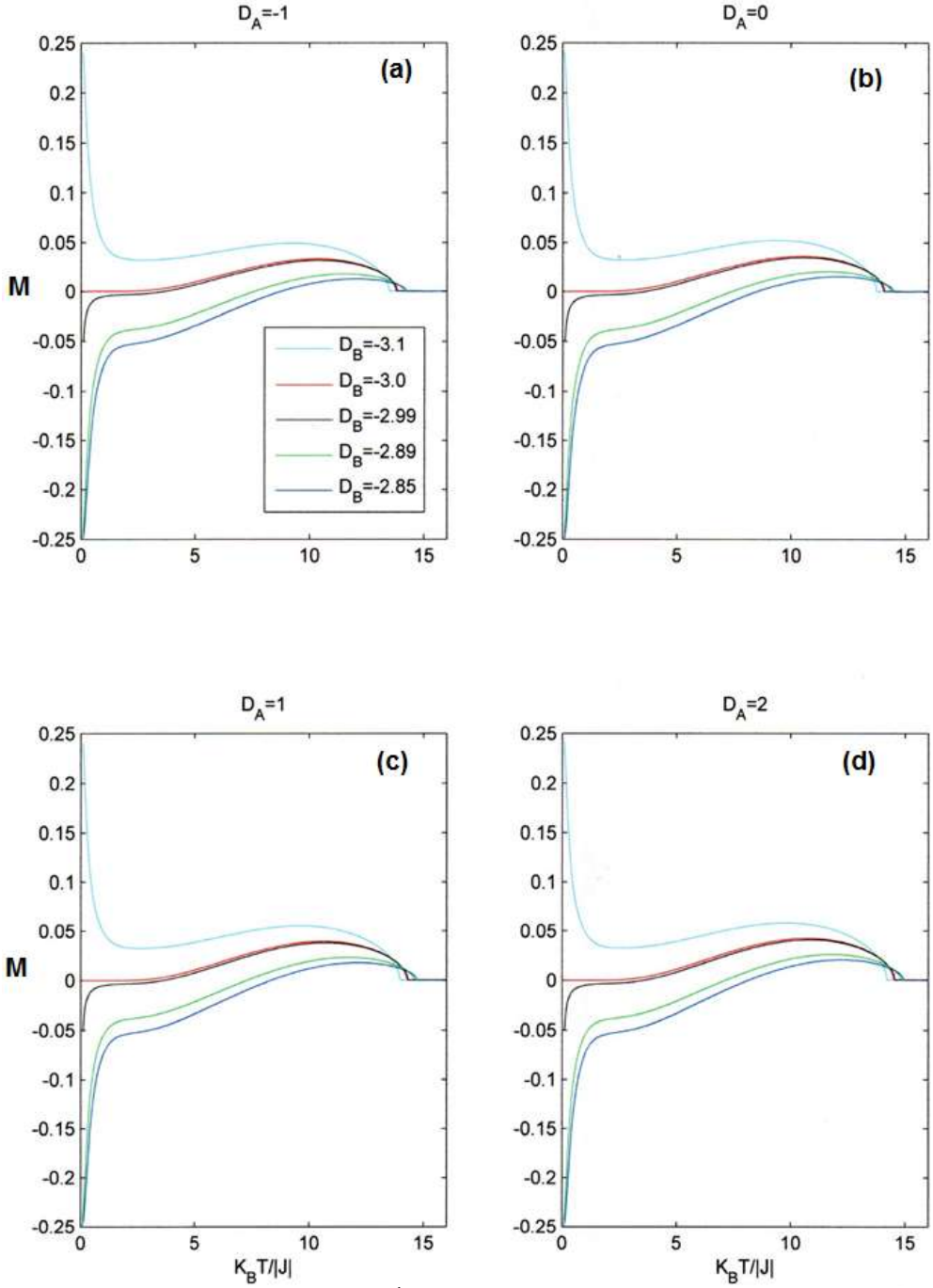
الشكل (3): التباين الحراري للتمغنط الكلي لنظام ايزنك فيريمغناطيسي ذو برم مختلط لشبيكة رباعية $z = 4$ ، ولقيم مختلفة من D_B, D_A .



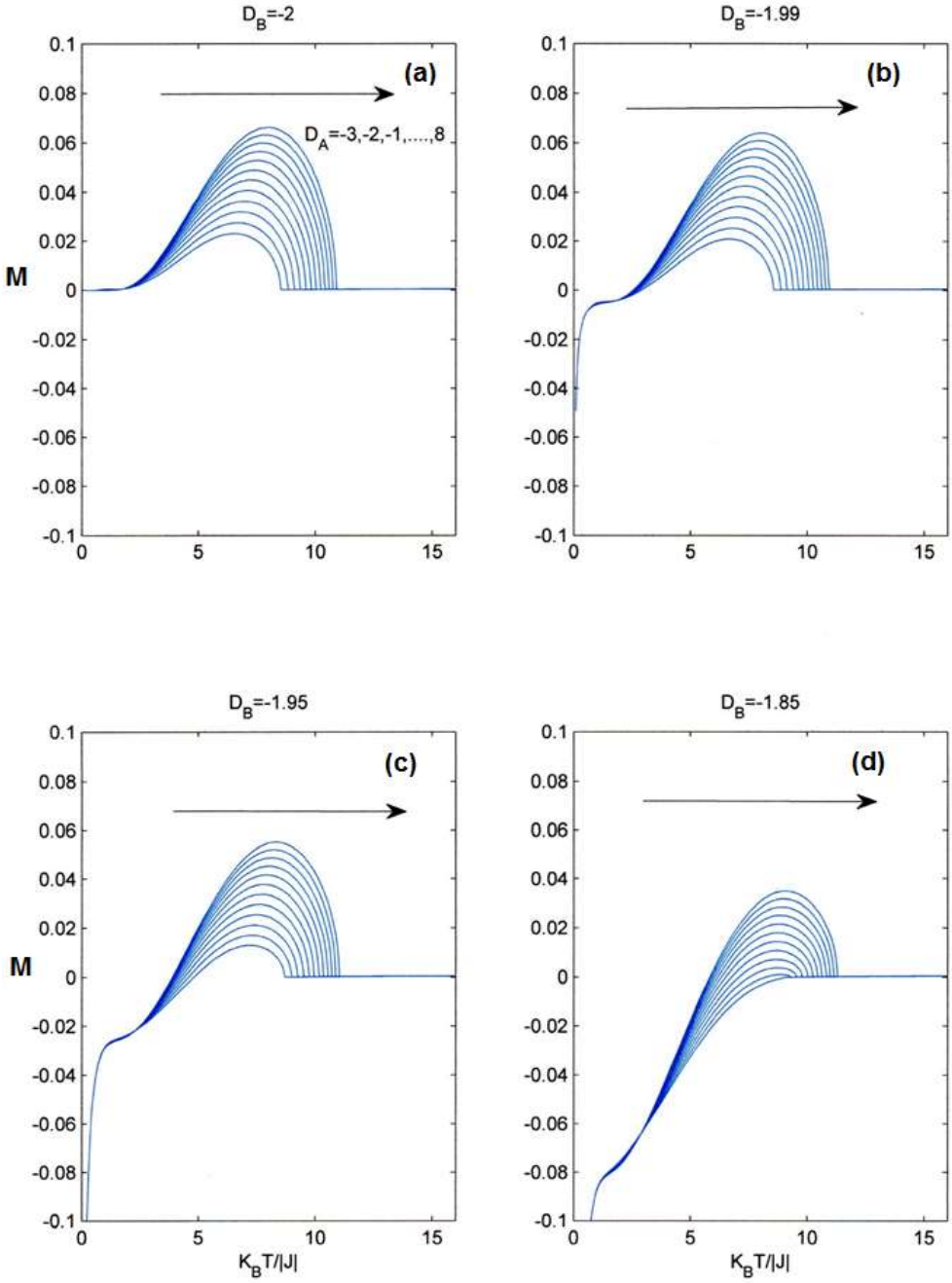
الشكل (4): التباين الحراري للتمغنط الكلي لنظام ايزنك فيريمغناطيسي ذو برم مختلط لشبيكة مكعب بسيط $z = 6$ ، ولقيم مختلفة من D_B, D_A .



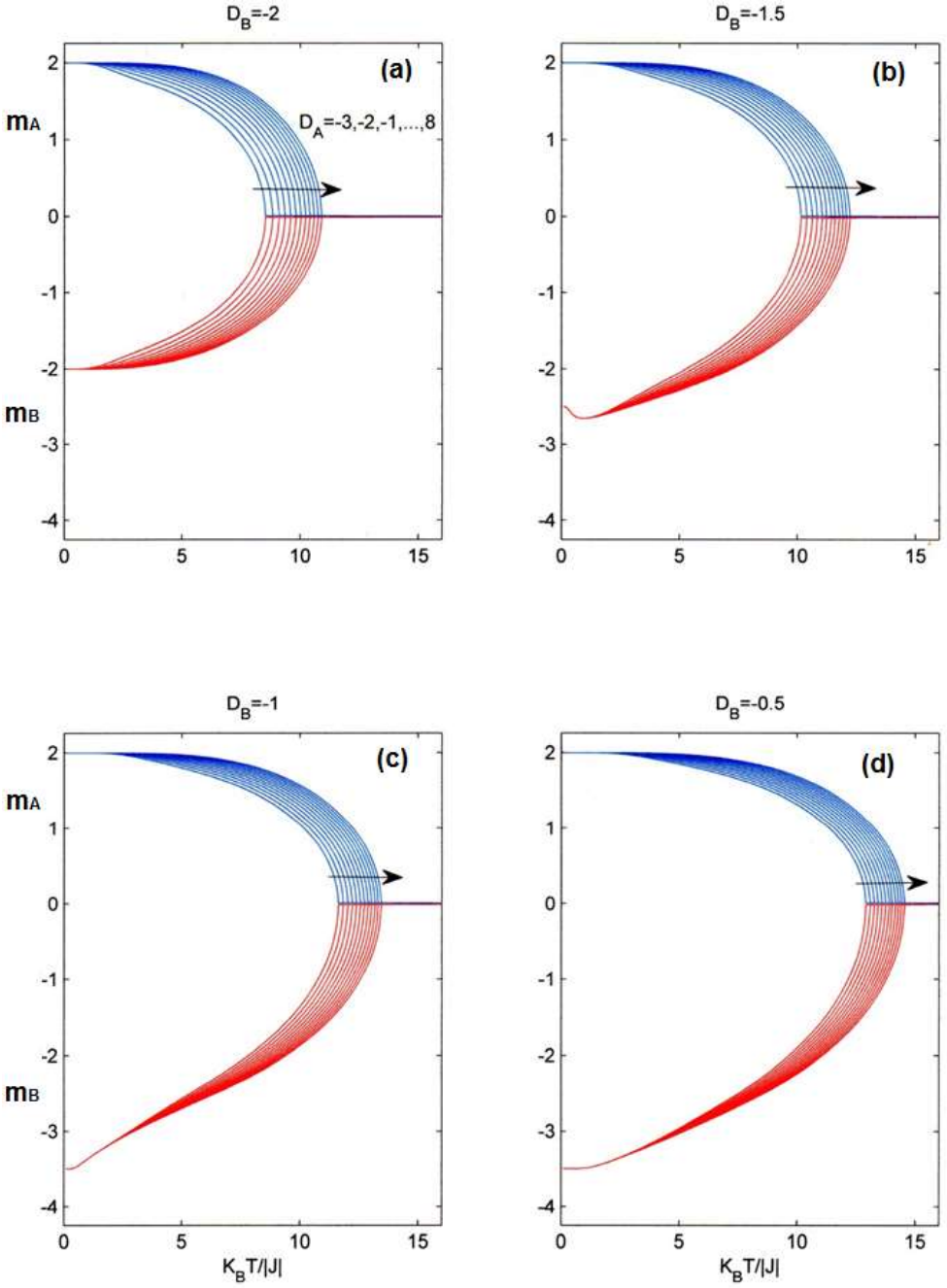
الشكل (5): التمغنط الكلي دالة الى درجات الحرارة لنظام ايزنك فيريمغناطيسي ذو برم مختلط لشبيكة رباعية $z = 4$ ، ولقيم مختلفة من D_B, D_A .



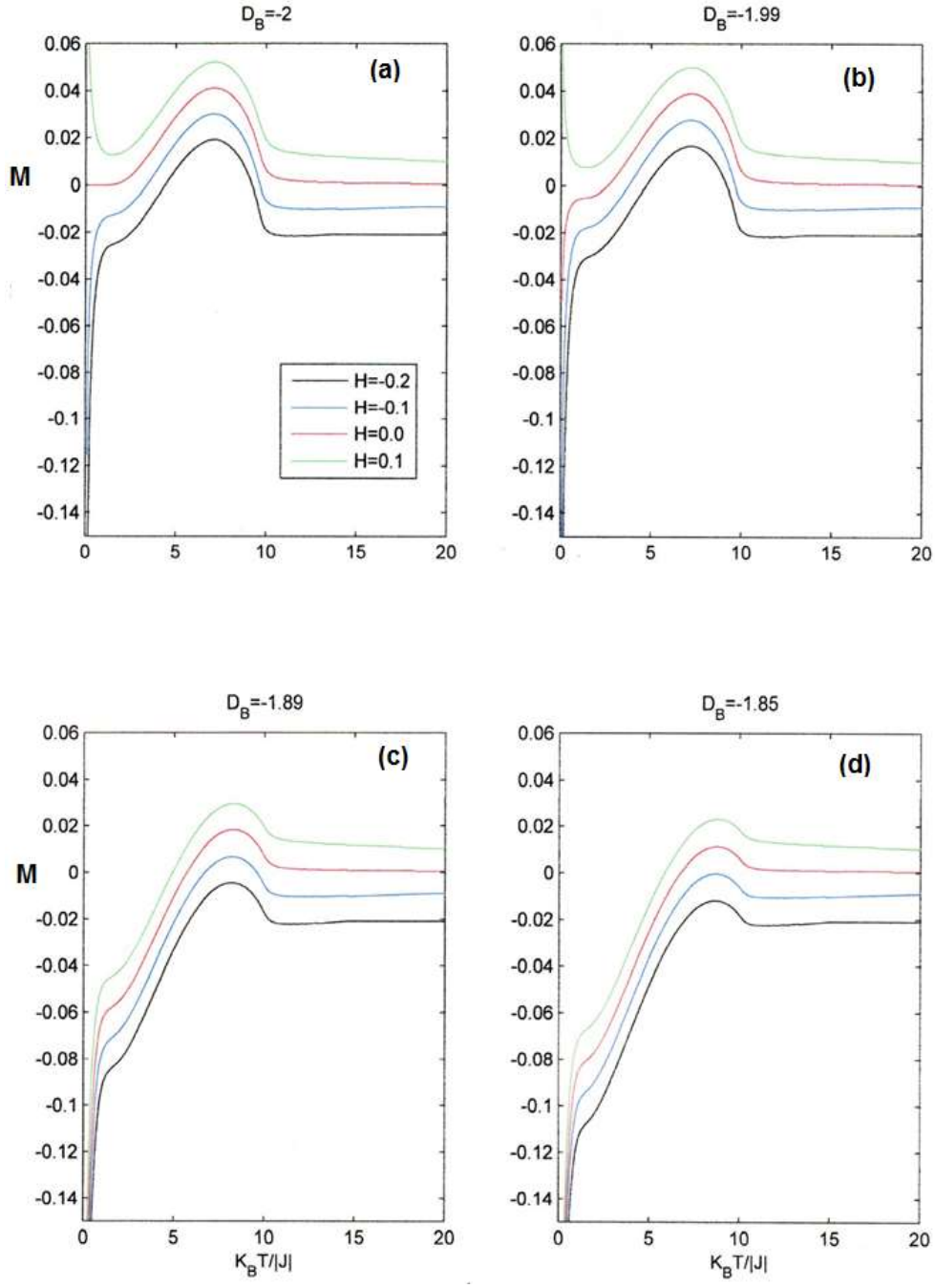
الشكل(6): التمغنط الكلي دالة الى درجات الحرارة لنظام أيزنك فيريمغناطيسي ذو برم مختلط لشبيكة مكعب بسيط $z = 6$ ، ولقيم مختلفة من D_B, D_A .



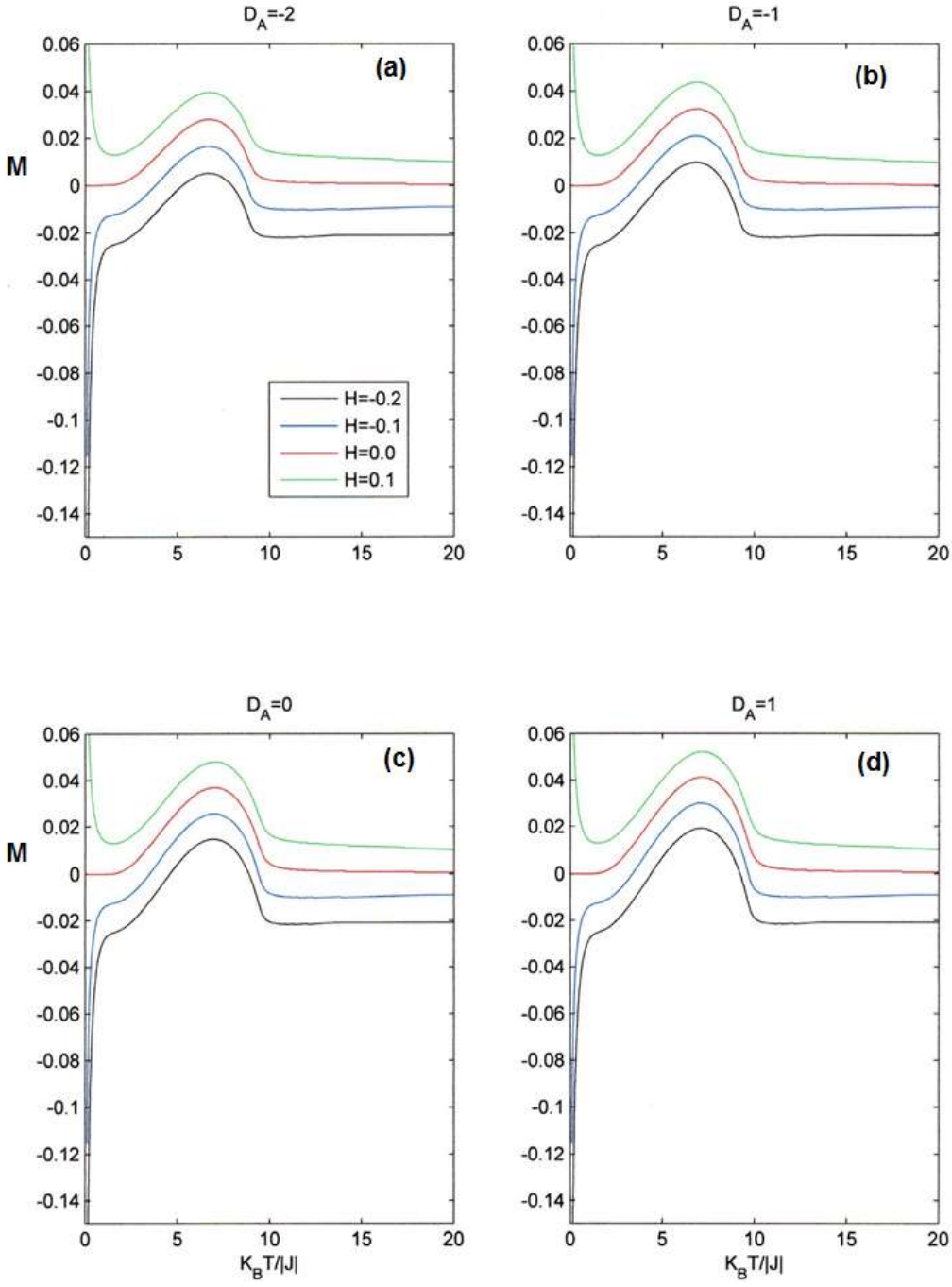
الشكل (7): التباين الحراري للتمغنط الكلي لنظام ايزنك فيريمغناطيسي ذو برم مختلط لشبيكة رباعية $z=4$ ، ولقيم مختلفة من D_B, D_A .



الشكل(8): التباين الحراري لتمغنط الشبائك الفرعية لنظام ايزنك فيريمغناطيسي ذو برم مختلط لشبيكة رباعية $z=4$ ، ولقيم مختلفة من D_B, D_A .



الشكل (9): التباين الحراري للتمغنط الكلي لنظام ايزنك فيريمغناطيسي ذو برم مختلط لشبيكة رباعية $z=4$ ، بثبوت $D_A=1$ ولقيم مختلفة من D_B والمجال المغناطيسي H .



الشكل (10): التباين الحراري للتمغنط الكلي لنظام ايزنك فيريمغناطيسي ذو برم مختلط لشبيكة رباعية $z=4$ ، بثبوت $D_A=1$ ولقيم مختلفة من D_B والمجال المغناطيسي H.

4. الاستنتاجات

تمت دراسة نظام فيريمغناطيسي خليط عزومه البرمية $S_A = 2, S_B = 7/2$. وباستخدام تقريب المجال المتوسط اجرينا العمليات الحسابية لإيجاد العزوم المغناطيسية المتوسطة للشبائك الفرعية المكونة للنظام قيد الدراسة حيث يتبين ذلك من المعادلات(21) و(23). يلاحظ ان النتائج التي حصلنا عليها تؤكد ان التباين المغناطيسي البلوري يلعب دورا مهما في حدوث ظاهرة التعادل وكذلك في تحديد موقع الدرجات الحرارية (التعادلية). فضلا عن ذلك نلاحظ ان النظام المغناطيسي المقترح يمر بتحولات طورية مختلفة تمت الاشارة اليها في الاشكال (1)،(2) و(8)، وكذلك ظهور اطوار مغناطيسية لم تعهد في نظامنا 7/2,2، وهي $(2,-1),(2,-2),(2,-3)$، على التوالي.

المصادر

[1]Kaneyoshi T., Jascur M. and Tomczak, "The Ferrimagnetic Mixed Spin-1/2 and -3/2 Ising system", J. Phys.: Condens. Matter 4, pp. L653-L658, **1992**.
[2]Bobak A. and Jascur M., "Correlated Effective-Field Theory of the Site-Diluted Ising Model", Journal of Magnetism and Magnetic Materials 136, pp. 105-117, **1994**.
[3]Jascur M. and Kaneyoshi T., "Surface Magnetization of a Semi-Infinite Spin-1/2 Ising Model with a Diluted Spin-1 Surface", Phys. stat. sol. (b) 192, pp. 167-179, **1995**.
[4] **Buendia** G. M. and Liendo J. A., "Monte Carlo Simulation of a Mixed Spin 2 and Spin 1\2 Ising Ferrimagnetic System", J. Phys.: Condens. Matter 9, pp. 5439-5448, **1997**.
[5]Nakamura Y., "Existence of a Compensation Temperature of a Mixed Spin-2 and Spin-5\2 Ising Ferrimagnetic System on a Layered Honeycomb Lattice", Physical Review B, Vol. 62, No. 17, pp. 11742-11746, **2000**.
[6]Oitmaa J. and Zheng W., "Ferrimagnetism and Compensation Points in a Decorated 3D Ising Models", Physica A 328, PP. 185-192, **2003**.
[7]Strecka J. and Canova L., "Non-Universal Critical Behavior of A mixed-Spin Ising Model on The Extended Kagome Lattice", Condensed matter physics, pp. 179-186, **2006**.
[8]Benyoussef A., El kenz A. and El Yadari M., "Mean Field Study of Decorated Ferrimagnetic Ising Model", M. J. Condensed Matter, Vol 8, No. 1, pp. 72-77, **2007**.

[9]Mohamad H. K., Domashevskoys E. P. and Klinskikh A. F., "Compensation Temperatures Induced by Longitudinal Fields in A Mixed Spin Ising Ferrimagnet", Solid State Communications 150, pp. 1253-1257, 2010.

[10]Abubrig F., Defag M. and Abozariba S. M., "The Effect of The Crystal Field Interaction on The Critical Temperatures and The Sublattice Magnetizations of a Mixed Spin -3\2 and Spin-5\2 Ferrimagnetic System", International Jornal of Mathematical,Vol. 8, No. 3, pp. 543-549, **2014**.

[11] **Mohamad** H. K., "Magnetic and Thermodynamic Properties of a Mixed Spin-1 and Spin -7/2 Blume-Capel Ising Ferrimagnetic System", International Journal of Advanced Research, Vol. 2, No. 9, pp. 442-453, **2014**.

[12]Abubrig F., "Mean-Field Solution of The Mixed Spin-2 and Spin-5/2 Ising Ferrimagnetic system With Different Single-Ion Anisotropies", Open Journal of Applied Sciences, pp. 270-277, **2013**.

[13]Oitmaa J. and Enting I. G., "A series of a Mixed-Spin $S=(1/2,1)$ Ferrimagnetic Ising Model", J. Physica Condens. Matter, Vol. 18, pp. 10931-10942, **2006**.

[14]Deviren B., Keskin M. and Canko O., "Magnetic Properties of an Anti-Ferromagnetic and Ferrimagnetic Mixed Spin-1\2 and Spin-5\2 Ising Model in The Longitudinal Magnetic Field within The Effective-Field Approximation", Physica A 388, PP. 1835-1848, **2009**.

[15]A. Dakhama, N.Benayad "On the existence of compensation temperature in 2d mixed-spin Ising ferrimagnetic:an exactly solvable model",J. Magn. Magn. Mater,213,2000,117.

[16]Bobak A., "The Effect of Anisotropies on The Magnetic Properties of a Mixed Spin-1 and Spin-3/2 Ising Ferrimagnetic System", Physica A 258, pp. 140-156, **1998**.