دراسة الثأتيرية المغناطيسية لنظام فيريمغناطيسي من الرتبة (5/2 و 7/2)

محمد يوسف اقنيبر[1]*, عبد الباسط محمد الغويل[1] , منال فرج الراكشي[1] , خالد ابراهيم بن علي[1]
عبد الرحمن محمد شلاوح [2] , سعاد علي الشكيوي[3]

[1] قسم الفيزياء- كلية العلوم- الجامعة الأسمرية الإسلامية - زليتن- ليبيا
[2] قسم هندسة الميكانيكية - المعهد العالي للعلوم والتقنية - الخمس - ليبيا
[3] قسم الفيزياء - كلية التربية - جامعة المرقب - الخمس - ليبيا
* *Corresponding author: m.ganebr@asmarya.edu.ly*

الملخص

يدرس البحث التأثيرية المغناطيسية لنظام فيريمغناطيسي لمخطط من الرتبة (SA=5/2 ، SB=7/2). والذي طبق فيه نظرية المجال المتوسط القائم لمتباينة بوقلييوف لحل نموذج ايزينق حيث يتكون النظام من شبيكتين جزئيّتين، الأولى شبيكة جزئيّة (A) ذات احتمالات العزوم المغناطيسية المغزلية (±1/2 , ±3/2 , SA=±5/2) ومجالها البلوري الأحادي (DA)،والثانيـة شبيكـة جزئيّـة (B) ذات احتمـالات العـزوم المغنـاطيسية المغـزليـة (±3/2±5/2, SB=±7/2, ±1/2 ,) ومجالها البلوري الأحادي (DB).

منها تم الحصول على المخطط الصفري الأرضي وتحديد أطوارها المتكونة من إثني عشرة طورا فعالا باستخدام معادلة الطاقة الداخلية ، وتم اختيار عدة نقاط من المخطط الصفري لتحديد سلوك التأثيرية المغناطيسية حيث وجدت أنها تزداد بزيادة درجة الحرارة حتى تصل إلى درجة الحرارة الحرجة ثم تقل بزيادة درجة الحرارة بحيث تكون قليلة جداً كلما ارتفعت درجة الحرارة، ولكن وجد بعض النقاط خاصةً عندما تكون قريبة من الحدود الفاصلة التي يحدث عندها الانتقال ألطوري من الرتبة الأولى يكون سلوكها ألتأثيري غير اعتيادي حيث تزداد التأثيرية المغناطيسية زيادة كبيرة قبل أن تصل درجة الحرارة إلى درجة الحرارة الحرجة.

ABSTRACT

The research studies the magnetic effect of a ferrimagnetic system of a scheme diagram (SA=5/2 ، SB=7/2). which applied mean field theory for based and Bogoliuboy's inequality to find the Ising model consisting of two sub-lattices, the first being a sub-lattice (A) with probabilities of spin magnetic moments (SA = ± 5/2, ± 3/2, ± 1/2) and the single crystal field (DA), and the second is a sub- lattice (B) with probabilities of spin magnetic moments (SB = ± 7/2, ± 5/2, ± 3/2, ± 1/2) and the mono-crystal field (DB).

The zero-ground scheme was obtained and its phases consisting of twelve effective phases were determined using the internal energy equation, and selected several points were of the zero diagram to determine the behavior of the susceptibilities, so found that it increases with increasing temperature until it reaches the critical degree, and then decreases with increasing temperature ,and so, that it is very little when higher the temperature, but at some points, especially when it is close to the boundaries when the phase transition of the first order, its effect behavior is unusual as the magnetic effect increases greatly before it reaches the temperature to the critical degree.

مفـاتيح الكلمـات(Keywords)

نظام فيري مغناطيسي (Ferrimagnetic system)، درجات الحرارة الحرجة (Critical temperatures)،التأثيرية المغناطيسية(Magnetic susceptibility) انتقال الطور من الرتبة الأولى (First order phase transition)، نموذج آيزينق Ising Model)

المقدمة

نظرا لأهمية المواد الفيريمغناطيسية في كثير من الصناعات الحديثة ركز الباحثون على دراسة هذه الأنظمة واستخدم في هذه الدراسات العديد من النظريات والطرق الفيزيائية ومنها نظرية المجال المتوسط ، ونظرية المجال الفعال ، وطريقة محاكاة (المونتي كارلو) حيث طُبقت على نموج ايزينق الذي يمثل هذه الأنظمة وكانت من ابرز هذه الدراسات هي دراسة نظام فيريمغناطيسي من الرتبة(1/2 ،3/2) والنظام ذات الرتبة (1 ، 3/2) الذي درس الخواص المغناطيسية المتمثلة في مغنطة هذه الرتبة ونقاط التعادل والانتقالات الطورية من الرتبة الأولي والرتبة الثانية والنقاط الحرجة وكذلك الثأتيرية المغناطيسية وتأثير المجال البلوري الأحادي لكل شبيكة جزئية علي تلك الخواص[1,2,3,4,5,6,7,8,9].

درس الباحثون العديد من الخواص المغناطيسية لرتبة اعلي وهي (2 ، 3/2) لنظام فيريمغناطيسي حيث استخدم نموذج ايزينق وطبق في هذه الدراسة نظرية المجال المتوسط وكذلك نظرية المجال الفعال ، وأيضا وضحت تأثير المجال المغناطيسي الخارجي علي طول امتداد محور الشبيكة .

في العام 2000م درست الرتبة (2،5/2) بتطبيق محاكاة (المونتي كارلو)حيث وضحت الدراسة تأثير التغير في درجات الحرارة علي مغنطة المادة عند مجالات بلورية معينة[11, 10] ،

في عام 2001م طبقت نظرية المجال المتوسط على نموج ايزينق لنظام فيريمغناطيسي من الرتبة (2،3/1)حيث درست ثاتير الحرارة على المغنطة لهذه الرتبة عند قيم مختلفة للمجال البلوري كذلك استخدمت نظرية المجال الفعال ومحاكاة (المونتي كارلو) لحل نمودج ايزينق لنفس الرتبة 13] [14,15،وفي عام 2004م قام الباحثون بدراسة نفس الرتبة لشبيكة (خلية النحل) باستخدام دالة قرين لتحديد نقاط التأثير.[16,17]

في سنة 2007 قام الباحثون بدراسة تأثير المجال البلوري الأحادي لكل شبيكة من الشبائك الجزئية في المادة الفيري مغناطيسية على منحنيات درجات الحرارة الحرجة لنظام آيزينق الفيريمغناطيسي المختلط من الرتبة(3/2- 2) وذلك بتطبيق نظرية المجال المتوسط على نموذج آيزينق ، كما تحققت

الدراساتمن بعض الخواص المغناطيسية لنفس الخليط السابق بتطبيق طريقة (Exact recursion equations) على نفس النموذج[18,19].

وفي العام 2010م استخدمت نظرية المجال الفعال في دراسة الانتقالات الطورية والمنحنيات المغناطيسية وتغيرها مع تغير درجات الحرارة لرتبة (2، 3/2) والتي تمتلك مجال بلوري أحادي مشترك ويقع تحت تأثير مجال مغناطيسي خارجي يؤثر على امتداد محور الشبيكة من هذه الدراسة تمكنوا من الحصول على نتائج ذات أهميةلكل من الشبيكة المربعة وشبيكة خلية النحل[20].

كما قام الباحثون سنة 2013 م بدراسة تأثير التغير في المجال البلوري الأحادي على كل شبيكة وكذلك تأثيرالمجال المغناطيسي الخارجي على مغنطة الشبيكة الجزئية والكلية لرتبة (2 ، 5/2)[21,22]

في العام 2016م استطاع الباحثون دراسة الخواص المغناطيسية لرتبة (2،5/2) حيث استخدموا محاكاة (المونتي كارلو) ،وكذلك تم دراسة نقاط التعادل والانتقالات الطورية من الرتبة الأولي والثانية ودرجات الحرارة الحرجة وكذلك الثأتيرية المغناطيسية لنظام فيريمغناطيسي من الرتبة (2، 7/2) ولتي استخدم فيها نظرية المجال المتوسط القائم على متباينة بوقليوبوف للطاقة الحرة ، وفى عام 2020 م تمت دراسة السعة الحرارية والطاقة الداخلية لهذه الرتبة [23,24,25,26].

إن الهدف من هذا البحث هو دراسة سلوك الثأتيرية المغناطيسية وتغيرها مع تغير درجة حرارة النظام فيريمغناطيسي مختلط من الرتبة (5/2 ، 7/2) الذي استخدم فيه نظرية المجال المتوسط القائم على متباينة بو قليوبوف للطاقة الحرة ، وبرسم المخطط الصفري الأرضي لهذه الرتبة باستخدام معادلة الطاقة الداخلية عند الحدود الفاصلة بين أطوار الرتبة ، و بختيار بعض النقاط على المخطط الصفري الأرضي والتي تحدد بقيم المجال البلوري الأحادي لشبيكة A وهو DA والمجال البلوري الأحادي لشبيكة B وهو DB وباستخدام برنامج C++ يمكن توضيح السلوك الحراري للتأثيرية المغناطيسي لهذه الرتبة ومنحنيات المغنطة عند هذه النقاط تساعد في زيادة التوضيح وفهم سلوك التأثيرية المغناطيسية لهذه الرتبة.

نموذج ايزينق

يتكون هذا النظام الفيريمغناطيسي المختلط من شبكتين متداخلتين بحيث تكون عدد ذراتهما N، شبيكة جزئية A العزم المغناطيسي لكل ذرة من ذراتها هو($S_i^A = {}^5/_2$) شبيكة جزئية B ، العزم

المغناطيسي لكل ذرة من ذراتها هو ($S_j^B = {}^7/_2$) ، وعدد ذرات الشبيكة A مساويا لعدد ذرات الشبيكة الجزئية B، ومن احتمالات البرم التي فيها $(S_i^A = \mp {}^5/_2 , \mp {}^3/_2 , \mp {}^1/_2)$ و $(S_j^B = \mp {}^7/_2 , \mp {}^5/_2 , \mp {}^3/_2 , \mp {}^1/_2)$ نجد أن هذه الرتبة تتكون من اثني عشرة طورا فعالا ، كما يوثر المجال البلوري الأحادي D_A لشبيكة الجزئية A على العزوم المغناطيسية لشبيكة B وكذلك يؤثر المجال البلوري الأحادي D_Bلشبيكة الجزئية B على العزوم المغناطيسية لشبيكة A

تتأثر العزوم المغناطيسية S_j^B , S_i^A لشبيكة الكلية بمجال مغناطيسي خارجي H ، ومن معادلة الطاقة الداخلية لنظام حسب نموذج ايزينق والتي تم توضيحها في العديد من الأبحاث السابقة مع إدخال المجال المغناطيسي الخارجي على المعادلة[17,18,19,20,25,26]

$$\mathcal{H} = -J \sum_{ij} S_i^A S_j^B - D_A \sum_{i=1}^{N/2} \left(S_i^A\right)^2 - D_B \sum_{j=1}^{N/2} \left(S_j^B\right)^2 - H \sum_{i=1}^{N/2} S_i^A - H \sum_{j=1}^{N/2} S_j^B \qquad (1)$$

حيث(J) هو معاملالتفاعل التبادلي بين العزوم المغناطيسية لشبيكة الجزئية A والشبيكة الجزئية B

حساب العزوم المغناطيسية m_A ، m_B[23,24,25,26].

لحساب العزم المغناطيسي للشبيكة الجزئية A والشبيكة الجزئية B نستعين بمعادلة ماكسويل – بولتزمان الإحصائية المعروفة والتي تستخدم عادة لحساب أي كمية فيزيائية متوسطة ماكروسكوبية تمكن من الحصول على معادلات العزم المغناطيسي لكل من m_A وm_B على النحو التالي

$$m_A = \langle S_i^A \rangle = \frac{\sum_{S_i^A} S_i^A \exp(-\beta \mathcal{H}^{MFA})}{\sum_{S_i^A} \exp(-\beta \mathcal{H}^{MFA})}$$

حيث $\beta = \frac{1}{K_B T}$ و T هي درجة الحرارة المطلقة للنظام ، مع الأخذ بعين الاعتبار أن عملية الجمع($\sum_{S_i^A}$) تتم على احتمالات البرم S_i^A لذرات الشبيكة الجزئية A وكذلك نقوم بنفس الخطوات على الشبيكة الجزئية B

$$\mathbf{m_A} = \frac{5\sinh\left(\frac{5}{2}\beta(zJm_A + H/t)\right)}{+2\cosh\left(\frac{5}{2}\beta(zJm_A + H/t)\right)}$$

$$\frac{+3e^{-4\beta D_B}\sinh\left(\frac{3}{2}\beta(zJm_A + H/t)\right) + e^{-6\beta D_B}\sinh\left(\frac{1}{2}\beta(zJm_A + H/t)\right)}{+2e^{-4\beta D_B}\cosh\left(\frac{3}{2}\beta(zJm_A + H/t)\right) + 2e^{-6\beta D_B}\cosh\left(\frac{1}{2}\beta(zJm_A + H/t)\right)} \qquad (\mathbf{2})$$

$$m_B = \frac{7\sinh\left(\frac{7}{2}\beta(zJm_A + H/t)\right) + 5e^{-6\beta D_B}\sinh\left(\frac{5}{2}\beta(zJm_A + H/t)\right)}{2\cosh\left(\frac{7}{2}\beta(zJm_A + H/t)\right) + 2e^{-6\beta D_B}\cosh\left(\frac{5}{2}\beta(zJm_A + H/t)\right)}$$

$$\frac{+3e^{-10\beta D_B}\sinh\left(\frac{3}{2}\beta(zJm_A+H/t)\right)+e^{-12\beta D_B}\sinh\left(\frac{1}{2}\beta(zJm_A+H/t)\right)}{+2e^{-10\beta D_B}\cosh\left(\frac{3}{2}\beta(zJm_A+H/t)\right)+2e^{-12\beta D_B}\cosh\left(\frac{1}{2}\beta(zJm_A+H/t)\right)}$$

(3)

وللحصول على العزوم المغناطيسية المستقرة يجب استخدام الطاقة الحرة الحقيقية للنظام ولذلك يجب الاستعانة بنظرية المجال المتوسط القائم على متباينة بوقليوبوف للطاقة الحرة

متباينة بوقيليبوف للطاقة الحرة[24,25]:-

تُعّرف متباينة بوقيليبوف للطاقة الحرة لأي نظام مغناطيسي بالمتباينة التالية:

$$F \leq F_\circ + \langle \mathcal{H} + \mathcal{H}_\circ \rangle_\circ \qquad (4)$$

$\mathcal{H}$: هي الطاقة الداخلية للشبيكة الكلية $\mathcal{H} = \mathcal{H}_i + \mathcal{H}_j$

$\mathcal{H}_i$ و $\mathcal{H}_j$ هما الطاقة الداخلية الجزئية للشبيكة الجزئية A والطاقة الداخلية للشبيكة الجزئية B

$\mathcal{H}_\circ$ هي عبارة عن الطاقة الداخلية المُقترحة (HamiltonianTrial) للشبيكة، والتي يقترحهاالباحث، وهي تعتمد على متغير افتراضي واحد أو مجموعة من المتغيرات الافتراضية γ_A ، γ_B.

$\mathrm{F}_\circ$:هي الطاقة الحرة للنظام المغناطيسي التي يتم حسابها باستخدام الطاقة الداخلية المقترحة$\mathcal{H}_\circ$

$$F_\circ = \sum LnZ_\circ$$

F: هي الطاقة الحرة الحقيقية للنظام المغناطيسي وهي دالة في الطاقة الداخلية الحقيقية $\mathcal{H}$.

وبذلك يمكن حساب الطاقة الداخلية المقترحة من المعادلة التالية

$$\mathcal{H}_\circ = -\sum_i \left[\gamma_A S_i^A + D_A\left(S_i^A\right)^2\right] - \sum_i \left[\gamma_B S_j^B + D_B\left(S_j^B\right)^2\right] \qquad (5)$$

وبذلك تُكتب دالة التجزئة الناتجة عن الطاقة الداخلية المعطاة بالعلاقة$\mathrm{Z}_\circ$ على الصورة التالية:

$$Z_\circ = \sum_{Sij} exp(-\beta \mathcal{H}_\circ) \qquad (6)$$

وبتعويض قيمة $\mathcal{H}_\circ$ من العلاقة (5) في العلاقة (6) وبعد إجراء بعض العمليات الرياضية البسيطة نجد أن:

$$Z_\circ = \sum_{si} \prod_{i=1}^{\frac{N}{2}} \exp(\beta \left[\gamma_A S_i^A + D_A\left(S_i^A\right)^2\right] \sum_{sj} \prod_{i=1}^{\frac{N}{2}} \exp(\beta \sum_i \left[\gamma_B S_j^B + D_B\left(S_j^B\right)^2\right] \qquad (7)$$

وبفك المجموع في العلاقة (7)على جميع احتمالات البرم للعزوم المغناطيسية في الشبيكتينالجزئيتين A و B نصل إلى العلاقة التالية لدالة التجزئة

$Z_\circ$

$$= \frac{N}{2}\left[\exp\left(\frac{25}{4}\beta D_A\right)\left(2cosh\frac{5}{2}\beta\gamma_A + \exp(-4\beta D_A)\left(2cosh\frac{3}{2}\beta\gamma_A\right) + \exp(-6\beta D_A)\left(2cosh\frac{1}{2}\beta\gamma_A\right)\right)\right] + \frac{N}{2}\left[\exp\left(\frac{49}{4}\beta D_B\right)\left(2cosh\frac{7}{2}\beta\gamma_B + \exp(-6\beta D_B)\left(2cosh\frac{5}{2}\beta\gamma_B\right) + \exp(-10\beta D_B)\left(2cosh\frac{3}{2}\beta\gamma_B\right) + \exp(-12\beta D_B)\left(2cosh\frac{1}{2}\beta\gamma_B\right)\right)\right] \quad (8)$$

بإيجاد اللوغاريتم $LnZ_\circ$ للعلاقة (8) ،يمكن كتابة علاقة الطاقة الحرة F_0 المعطاة في الحد الأول من الطرف الثاني من العلاقة (4) :

$$F_\circ = -\frac{N}{2\beta}[\ln[\exp(\frac{25}{4}\beta D_A)(2cosh\frac{5}{2}\beta\gamma_A + \exp(-4\beta D_A)\left(2cosh\frac{3}{2}\beta\gamma_A\right) +$$

$$\exp(-6\beta D_A)(2cosh\frac{1}{2}\beta\gamma_A))] + \frac{N}{2}\exp(\frac{49}{4}\beta D_B)(2cosh\frac{7}{2}\beta\gamma_B$$
$$+ \exp(-6\beta D_B)(2cosh\frac{5}{2}\beta\gamma_B)$$
$$+ \exp(-10\beta D_B)(2cosh\frac{3}{2}\beta\gamma_B$$
$$+ \exp(-12\beta D_B)(2cosh\frac{1}{2}\beta\gamma_B))](9)$$

وبحساب الحد الثاني من الطرف الأيمن من المتباينة (4) وهو على النحو التالي:

$$< \mathcal{H} - \mathcal{H}_\circ >_\circ = \frac{\mathrm{N}}{2}\left[-\mathrm{zJ}\langle \mathrm{S_i^A}\rangle_0\langle \mathrm{S_j^B}\rangle_0 - D_A\langle \mathrm{S_i^A}\rangle_\circ^2 - D_B\langle \mathrm{S_j^B}\rangle_\circ^2\right]$$
$$-\frac{\mathrm{N}}{2}\left[-\gamma_\mathrm{A}\langle \mathrm{S_i^A}\rangle_0 - \gamma_\mathrm{B}\langle \mathrm{S_j^B}\rangle_0 - D_A\langle \mathrm{S_i^A}\rangle_\circ^2\right.$$
$$\left. - D_B\langle \mathrm{S_j^B}\rangle_\circ^2\right] \qquad (10)$$

وبتعويض العلاقتين (9) و (10) في العلاقة (4) نتمكن من إعادة كتابة المتباينة:

$$F \le F_\circ + \langle \mathcal{H} + \mathcal{H}_\circ\rangle_\circ$$

على النحو التالي:

$$F \le -\frac{N}{2\beta}[\ln[\exp(\frac{25}{4}\beta D_A)(2cosh\frac{5}{2}\beta\gamma_A$$
$$+ \exp(-4\beta D_A)\left(2cosh\frac{3}{2}\beta\gamma_A\right) +$$

$$\exp(-6\beta D_A)(2cosh\frac{1}{2}\beta\gamma_A))] + \frac{N}{2}\exp(\frac{49}{4}\beta D_B)(2cosh\frac{7}{2}\beta\gamma_B$$
$$+ \exp(-6\beta D_B)(2cosh\frac{5}{2}\beta\gamma_B)$$
$$+ \exp(-10\beta D_B)(2cosh\frac{3}{2}\beta\gamma_B$$
$$+ \exp(-12\beta D_B)(2cosh\frac{1}{2}\beta\gamma_B))]$$
$$+\frac{\mathrm{N}}{2}\left[-\mathrm{zJ}\langle \mathrm{S_i^A}\rangle_0\langle \mathrm{S_j^B}\rangle_0 - D_A\langle \mathrm{S_i^A}\rangle_\circ^2 - D_B\langle \mathrm{S_j^B}\rangle_\circ^2\right]$$
$$-\frac{\mathrm{N}}{2}\left[-\gamma_\mathrm{A}\langle \mathrm{S_i^A}\rangle_0 - \gamma_\mathrm{B}\langle \mathrm{S_j^B}\rangle_0 - D_A\langle \mathrm{S_i^A}\rangle_\circ^2 - D_B\langle \mathrm{S_j^B}\rangle_\circ^2\right] \qquad (11)$$

وبما أن الطاقة الحرة لكل ذرة من ذرات الشبيكة الكلية هي

$$f = \frac{F}{N}$$

بإيجاد المشتقة الأولى للدالة الحرة للنظام المعطاة بالعلاقة (9) والتي تم استنتاجها باستخدام الهاملتوني المُقترح$\mathcal{H}_\circ$،وكذلك التفاضل الجزئي من الدرجة الأولى للطرف الثاني من المتباينة المعطاة بالعلاقة (9) مرة بالنسبة للمتغير الافتراضي، ومرة أخرى بالنسب للمتغير الافتراضي ومساواة كل نتيجة من نتائج التفاضل بالصفر نحصل على علاقتين للمتغيرين γ_A و كالتالي:

$$\gamma_\mathrm{A} = \mathrm{z\ J\ m_B}$$

$$f = -\frac{1}{2\beta}[\ln[\exp(-\frac{25}{4}\beta D_A)(2cosh\frac{5}{2}\beta\gamma_A$$
$$+ \exp(-4\beta D_A)\left(2cosh\frac{3}{2}\beta\gamma_A\right) +$$

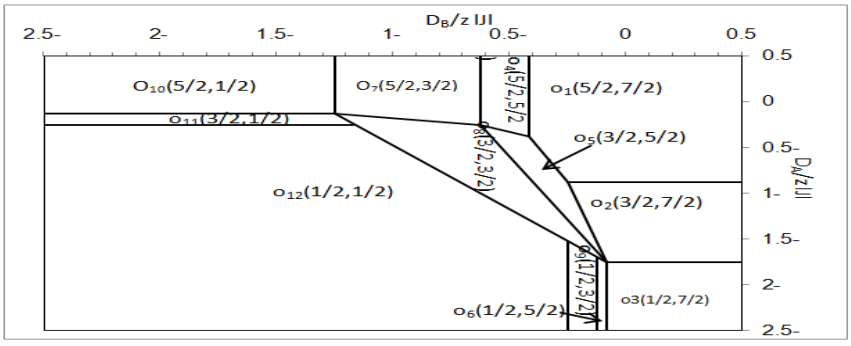
$$\exp(-6\beta D_A)(2cosh\frac{1}{2}\beta\gamma_A))] + \frac{1}{2}\exp(\frac{49}{4}\beta D_B)(2cosh\frac{7}{2}\beta\gamma_B$$
$$+ \exp(-6\beta D_B)(2cosh\frac{5}{2}\beta\gamma_B)$$
$$+ \exp(-10\beta D_B)(2cosh\frac{3}{2}\beta\gamma_B$$
$$+ \exp(-12\beta D_B)(2cosh\frac{1}{2}\beta\gamma_B))] + \frac{1}{2}(\mathrm{ZJm_A m_B}) \qquad (12)$$

النتائج والمناقشة

من خلال مخطط الحالة الأرضية (الصفرية)للنظام الفيري مغناطيسي يظهر توزيع الأطوار المغناطيسية المختلفة لهذا الرتبة عند درجة حرارة الصفر المطلق و ذلك باستخدام معادلة الطاقة الداخلية في مستوى المجالين البلوريين, (DA) (DB)، حيث تتساوي الطاقة الداخلية عند الحد الفاصل بين طورين مختلفين في الرتبة المغناطيسية، من ذلك يمكن رسم المخطط الصفري الأرضي.

عندما تتساوى الطاقة الداخلية لطورين مختلفين فإن قيم(|DA/z|J|) و (|DB/z|J|) هي التي تحدد الخط الفاصل بين هذين الطورين.

ومن الشكل (1) الذي يوضح المخطط الصفري الأرضي نجد أن هذه الرتبة تحتوي على اثني عشرة طورا فعالا وهي

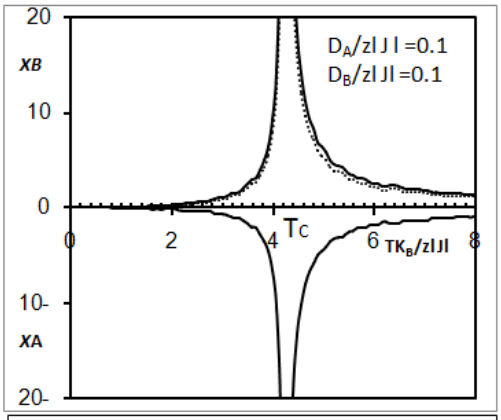


الشكل (1) المخطط الصفري الارضي

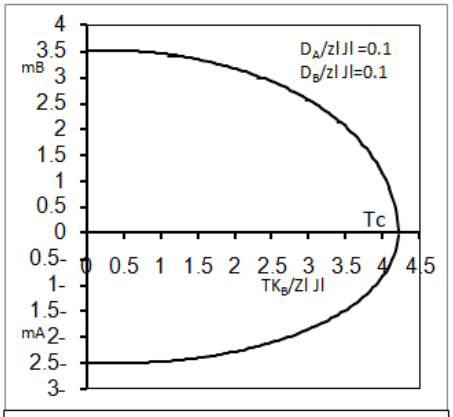
$O_1 = \{(^5/_2, ^7/_2), (^{25}/_4, ^{49}/_4)\}$	$O_2 = \{(^3/_2, ^7/_2), (^9/_4, ^{49}/_4)\}$
$O_3 = \{(^1/_2, ^7/_2), (^1/_4, ^{49}/_4)\}$	$O_4 = \{(^5/_2, ^5/_2), (^{25}/_4, ^{25}/_4)\}$
$O_5 = \{(^3/_2, ^5/_2), (^9/_4, ^{25}/_4)\}$	$O_6 = \{(^1/_2, ^5/_2), (^1/_4, ^{25}/_4)\}$
$O_7 = \{(^5/_2, ^3/_2), (^{25}/_4, ^9/_4)\}$	$O_8 = \{(^3/_2, ^3/_2), (^9/_4, ^9/_4)\}$
$O_9 = \{(^1/_2, ^3/_2), (^1/_4, ^9/_4)\}$	$O_{10} = \{(^5/_2, ^1/_2), (^{25}/_4, ^1/_4)\}$
$O_{11} = \{(^3/_2, ^1/_2), (^9/_4, ^1/_4)\}$	$O_{12} = \{(^1/_2, ^1/_2), (^1/_4, ^1/_4)\}$

باستخدام المخطط الصفري الأرضي يتم اختيار عدة نقاط في مناطق مختلفة من أطوار الرتبة وذلك لدراسة سلوك الثأتيرية المغناطيسية عند هذه النقاط المختارة

1- تم اختيار نقطة مجالها البلوري $D_A/z|J|=0.1$ و $D_B/z|J|=0.1$ وهي تقع في منطقة الطور $(O_1(^5/_2, ^7/_2))$ نجد العزم المغناطيسي المتوسط لشبيكة الجزئية m_A و m_B عند هذه النقطة أعلى قيمة لها عند درجة الصفر المطلق ($m_A=5/2$) و ($m_B=7/2$) ثم يهبط ببطء بزيادة درجة الحرارة تم ينحدر بسرعة حتى ينعدم عند درجة الحرارة الحرجة T_C كما في الشكل (2- A)، وكذلك التأثيرية المغناطيسية حيث تزداد بزيادة درجة الحرارة حتى درجة حرارة كوري عندها تكون الثأتيرية في مالا نهاية تم تقل التأثيرية بعد هذه الدرجة ويرجع ذلك إلى تأثير الطاقة الحرارية التي تعمل على بعثرة الاصطفاف للمغنطة اكبر من تأثير المجال المغناطيسي الخارجي وتأثير المجال البلوري للشبيكة كما في الشكل (2- B)

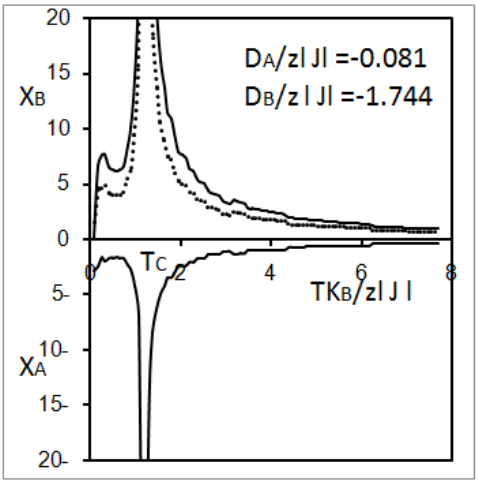


الشكل (B-2)منحنيات الثاتيرية المغناطيسية لشبية الجزئية A و B وكذلك الثاتيرية الكلية لشبيكة عند المجال البلوري $D_A/zlJl=0.1$ و $D_B/zlJl=0.1$

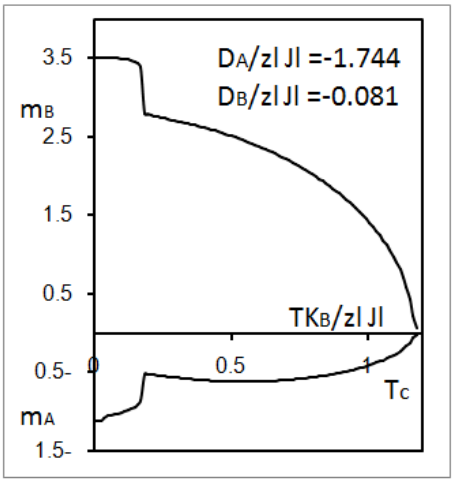


الشكل (A-2) منحي العزم المغناطيسي المتوسط لكل من الشبيكة الجزئية A و B عند قيم ثابتة للمجال البلوري $D_A/zlJl=0.1$ $D_B/zlJl=0.1$

2 – عند اختيار نقطة فيها $D_A/zlJl$ =-1.744و $D_B/zlJl$ = -0.081 والتي تقع في الطور $(O_2 = (^3/_2, ^7/_2))$ وهي قريبة من O_3 بذلك يكون أعلى قيمة للعزم المغناطيسي المتوسط لشبيكة الجزئية $(m_A = 1)$ عند درجة الصفر المطلق كما في الشكل (A-3) ومن المنحنى نلاحظ انخفاض في قيمة العزم المغنطيسي المتوسط لشبيكة الجزئية A لان الطور O_2 واقع تحت تأثير O_3 الذي عزمه المغناطيسي يساوي 1/2 وعند ارتفاع درجة الحرارة يحدث انتقال طوري من الرتبة الأولى ثم يقل العزم المغناطيسي تدريجيا حتى ينعدم عند درجة الحرارة الحرجة ، وعند تتبع منحنى التأثيرية نجد أن الثأتيرية المغناطيسية لشبيكة الجزئية A مرتفعة قليلا ، أما الثأتيرية المغناطيسية لشبيكة الجزئية B تساوي صفر عند درجة الصفر المطلق ،وعند ارتفاع درجة الحرارة تحدث زيادة كبيرة في الثأتيرية المغناطيسية في كل من الشبيكة الجزئية (A ,B) ، وفي الثأتيرية الكلية، وتحديدا عند درجة الحرارة التي يحدث عندها الانتقال الطوريللمادة من الرتبة الاولى ،ثم تنخفض انخفاض حاد بسب ترتيب اصطفاف العزوم المغناطيسية لشبيكة من جديد لان المادة انتقلت إلى طور مغناطيسيي أخر مرتب و بزيادة درجة الحرارة تفقد المادة اصطفافها تدرجيا حتى تنعدم عند درجة الحرارة الحرجة وبالتالي تزداد التأثيرية لتصبح في مالا نهاية عند تلك الدرجة (T_C) ، بعد تلك الدرجة تقل التأثيرية حتى تكون اقل ما يمكن عند درجات الحرارة المرتفعة .



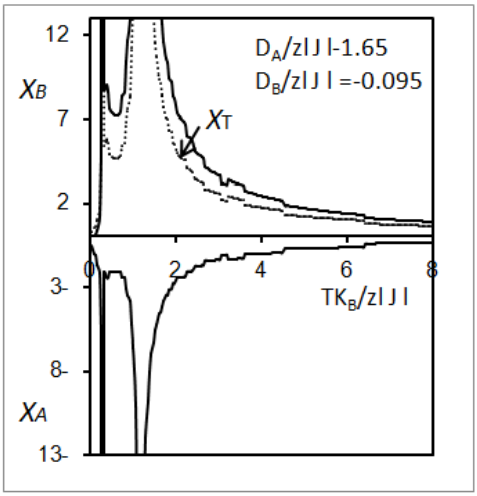
الشكل (3-B)منحنيات التأثيرية المغناطيسية لشبيكة الجزئية A وB وكذلك التأثيرية الكلية لشبيكة عند المجال البلوري $D_B/zl\ Jl$ =-0.081 وD_A/zl J l =-1.1744



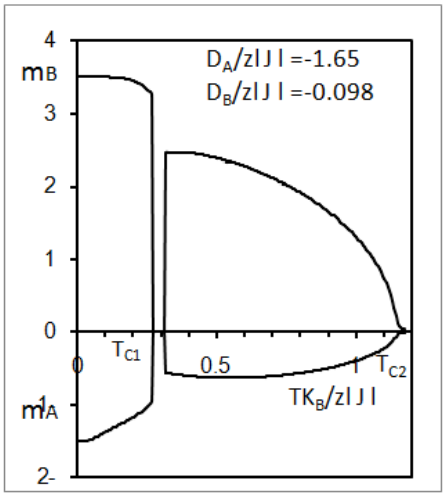
الشكل (3 - A) منحيات العزم المغناطيسي المتوسط لكل من الشبيكة الجزئية A و B عند قيم ثابتة للمجال البلوري $D_B/zl\ Jl$=-0.081 $D_A/zl\ Jl$=-1.1744

3- ثم اختيار هذه النقطة والتي فيها المجال البلوري الأحادي لشبيكة الجزئية A هو D_A/zl (Jl=-1.1744) و المجال البلوري لشبيكة الجزئية B هو($D_B/zl\ Jl$=-0.081) وهي قريبة جدا من عدة أطوار فعالة ، حيث تقع في الطور O_2 ويكون أعلى قيمة للعزم المغناطيسي المتوسط عند درجة حرارة الصفر المطلق (m_A=3/2) و (m_B=7/2) كما موضح في الشكل (4 - A)، ان هذه النقطة قريبة جدا من الطور O_5 و O_6 و O_8 و O_3 وبالتالي تؤثر العزوم المغناطيسية المتوسط لكل هذه الأطوار المرتبة على العزم المغناطيسي المتوسط لطور المرتب O_2 فعند ارتفاع درجة الحرارة نلاحظ حدوث انتقال طوري من الرتبة الأولى مع انعدام العزم المغناطيسي للشبيكة الجزئية A وكذلك للشبيكة الجزئية B والعزم المغناطيسي الكلى لشبيكة الكلية عند درجة الحرارة T_{C1} ومع استمرار زيادة الحرارة تبقى المادة معدومة المغنطة ،وعند درجة ($TK_B/zl\ Jl = 0.3$) يحدث زيادة كبيرة في المغنطة لشبيكتين بحيث يصبح طور المادة هو (1/2، 5/2) اى الطور O_6 وبزيادة الحرارة تقل المغنطة تدريجيا حتى تنعدم عند درجة الحرارة الحرجة وهذه السلوك غير اعتيادي وغير موجود في الرتب الأخرى التي تم دراستها ، أما التأثيرية المغناطيسية تكون صغيرة جدا عند درجة حرارة الصفر المطلق لان العزوم المغناطيسية للمادة مرتبة ترتيب تام ،وبزيادة الحرارة

تصبح الثأتيرية في مالا نهاية عند الدرجة الحرارة التي فقدت فيها المادة مغناطيسيتها ،وعند زيادة الحرارة تقل الثأتيرية المغناطيسية كما في الشكل (4- B) لان الشبيكة أعادت ترتيب عزومها من جديد ، وبزيادة الحرارة تزداد الثأتيرية حتى تصل إلى مالا نهاية عند درجة الحرارة الحرجة والتي عندها ينعدم العزم المغناطيسي المتوسط لكل شبيكة وعند ارتفاع درجة الحرارة عن الدرجة الحرجة تقل الثأتيرية وتكون اقل ما يمكن عند درجة الحرارة المرتفعة .



الشكل (4-B)منحنيات الثأتيرية المغناطيسية لشبيكة الجزئية A وB وكذلك الثأتيرية الكلية لشبيكة عند المجال البلوري DA/zl J l =-1.65 وDB/zl Jl =-0.098



الشكل (4- A) منحيات العزم المغناطيسي المتوسط لكل من الشبيكة الجزئية A و B عند قيم ثابتة للمجال البلوري DA/zl Jl=-1.65 DB/zl Jl=-0.098

الخلاصة

في هذه البحث، تم دراسة نظام فيريمغناطيسي مختلط من الرتبة (7/2, 5/2).واستخدم في هذا البحث تطبيق نظرية المجال المتوسط

خلال الدراسة، وجد أن هذه الرتبة تحتوي على انتقالات طوريه من الرتبة الأولى والثانية ، كما تحتوي على مناطق تكون فيها قيمة الثأتيرية المغناطيسية كبيرة جدا ، فعند اختيار منطقة قريبة من الحدود الفاصلة بين العديد من الأطوار كما في النقطة($D_B/zlJl=-0.098$، $D_A/zlJl=-1.65$)

والتي تقع في الطور O_1 والقريبة من الأطوار O_3,O_5,O_6 ، عند رفع درجة الحرارة تفقد المادة مغنطتها بالكامل مما تجعل تأثيريتها المغناطيسية عالية جدا عند تلك الدرجة (T_{C1}) وفي مدى

حراري واسع، وبزيادة درجة الحرارة يحدث ارتفاع مفاجئ في قيمة العزوم المغناطيسية المتوسطة لكل من الشبيكة الجزئية A و B ،وتعتبر(T_{C1}) ذات أهمية كبيرة في مجال الفيزياء التجريبية وتصنيع المغناطيسات ، أما عند درجات الحرارة العالية والتي تكون اكبر من درجة الحرارة الحرجة(T_{C2}) يكون سلوك التأثيرية ثابت ولا يتغير في جمع النقاط وتعتبر هذه النقطة ذات أهمية كبيرة في مجال الفيزياء التجريبية وتصنيع المغناطيسات والبحث العلمي

المراجع

[1]T. Kaneyoshi, M. Jascur and P. Tomczak, "The Ferrimagnetic Mixed Spin-1/2 and Spin-3/2 Ising System," *Journal of Physics*: *Condensed Matter*, Vol. 4, No. 49, 1992, pp. L653-L658.

[2] G.-M. Zhang and C.-Z. Yang, "Monte Carlo Study of the Two-Dimensional Quadratic Ising Ferromagnet with Spins S=1/2 and S=1 and with Crystal-Field Interactions," *Phy- sical Review B*, Vol. 48, No. 13, 1993, pp. 9452-9455.

[3]S. G. A. Quadros and S. R. Salinas, "Renormalization- Group Calculations for a Mixed-Spin Ising Model," *Phy- sica A*: *Statistical Mechanics and Its Applications*, Vol. 206, No. 3-4, 1994, pp. 479-496.

[4]T. Kaneyoshi, "Tricritical Behavior of a Mixed Spin-1/2 and Spin-2 Ising System," *Physica A*, Vol. 205, No. 4, 1994, pp. 677-686.

[5] A . Bobak and M. Jurcisin, "Discussion of Critical Behaviour in a Mixed-Spin Ising Model," *Physica A*, Vol. 240, . No 3-4, 1997, pp. 647-656.

[6] G. M. Buendia and M. A. Novotny, "Numerical Study of a Mixed Ising Ferrimagnetic System," *Journal of Condensed Matter*, Vol. 9, No. 27, 1997, pp. 5951-5964

[7]A. Bobak, "The Effect of Anisotropies on the Magnetic Properties of a Mixed Spin-1 and Spin-3/2 Ising Ferrimagnetic System," *Physica A*, Vol. 258, No. 1-2, 1998, pp. 140-156.

[8] G. M. Buendia and J. A. Liendo, "Monte Carlo Simulation of a Mixed Spin-1/2 and Spin-3/2 Ising Ferrimagnetic System," *Journal of Physics*: *Condensed Matter*, Vol. 9, No. 25, 1997, pp. 5439-5448.

[9] J. W. Tucker, "The Ferrimagnetic Mixed Spin-1/2 and Spin-1 Sing System," *Journal of Magnetism and Mag- netic Materials*, Vol. 195, No. 3, 1999, pp. 733-740

[10]Y. Nakamura, "Monte Carlo Study of a Mixed Spin-2 and Spin-5/2 Ising System on a Honeycomb Lattice," *Journal of Physics*: *Condensed Matter*, Vol. 12, No. 17, 2000, pp. 4067-4074.

[11] Y. Nakamura, "Existence of a Compensation Tempera- ture of a Mixed Spin-2 and Spin-5/2 Ising Ferrimagnetic System on a Layered Honeycomb Lattice," *Physical Re- view B*, Vol. 62, No. 17, 2000, pp. 11742-11746

[12]O. F. Abubrig, D. Horvath, A. Bobak and M. Jascur, "Mean-Field Solution of the Mixed Spin-1 and Spin-3/2 Ising System with Different Single-Ion Anisotropies," *Phy- sica A*, Vol. 296, No. 3-4, 2001, pp. 437-450.

[13] J. W. Tucker, "Mixed Spin-1 and Spin-3/2 Blume-Capel Ising Ferromagnet," *Journal of Magnetism and Mgnetic Materials*, Vol. 237, No. 2, 2001, pp. 215-224.

[14]A. Bobak, O. F. Abubrig and D. Horvath, "An Effective-Field Study of the Mixed Spin-1 and Spin-3/2 Ising Ferrimagnetic System," *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, Vol. 246, No. 1-2, 2002, pp. 177-183.

[15]Y. Nakamura and J. W. Tucker, "Monte Carlo Study of a Mixed Spin-1 and Spin-3/2 Ising Ferromagnet," *IEEE Transactions on Magnetics*, Vol. 38, No. 5, 2002, pp. 2406-2408.

[16]J. Li, A. Du and G. Z. Wei, "Green Function Study of a Mixed-Spin-2 and Spin-5/2 Heisenberg Ferrimagnetic Sys- tem on a Honeycomb Lattice," *Physica Status Solidi* (*b*), Vol. 238, No. 1, 2003, pp. 191-197.

[17]J. Li, A. Du and G. Z. Wei, "The Compensation Behavior of a Mixed-Spin-2 and Spin-5/2 Heisenberg Ferrimag- netic System on a Honeycomb Lattice," *Physica B*, Vol. 348, No. 1-4, 2004, pp. 79-88.

[18]A. Bobak and J. Dely, "Phase Transitions and Multicriti- cal Points in the Mixed Spin-3/2 and Spin-2 Ising System with a Single-Ion Anisotropy," *Journal of Magnetism and Magnetic Materials*, Vol. 310, No. 2, 2007, pp. 1419- 1421.

[19]Albayrak, "Mixed-Spin-2 and Spin-5/2 Blume-Emery- Griffiths Model," *Physica A*: *Statistical Mechanics and Its Applications*, Vol. 375, No. 1, 2007, pp. 174-184.

[20]B. Deviren, E. Kantar and M. Keskin, "Magnetic Proper- ties of a Mixed Spin-3/2 and Spin-2 Ising Ferrimagnetic System within the Effective-Field Theory," *Journal of the Korean Physical Society*, Vol. 56, No. 6, 2010, pp. 1738- 1747.

[21] F. Abubrig, " Mean-Field Solution of a Mixed Spin-3/2 and Spin-2 Ising Ferrimagnetic System with Different Single-Ion Anisotropies," Open Journal of Applied Sciences, Vol. 3, 2013, pp. 218-223.

[22]F. Abubrig, "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, Vol. 3, 2013, pp.270-277.

[23]Wang Wei,LvDan,Zhang Fan, Bi Jiang-lin and Chen Jun-nan," Monte Carlo simulation of magnetic properties of a mixed spin-2 and spin-5/2 ferrimagnetic Ising system in a longitudinal magnetic field,"Journal of Magnetism and Magnetic Materials, Volume 385, 2016, pp. 16-26.

[24]F. Abubrig and M. Gneper " Phase Transitions and Multicritical Points in the Mixed Spin-2 and spin-7/2 Ising Ferrimagnetic System with Two Crystal Field Interactions," Journal of humanities and Applied Science, Vol 28, 2016, pp. 34-52.

[25] فتحي عمر ابوبريق"التأثيرية المغناطيسية عند نقاط الانتقال بين الأطوار المغناطيسية المرتبة لنظام فيرّي مغناطيسي مختلط من الرتبة 2 و 7/2 " مجلة علوم البحار والتقنيات والبيئية ،المجلد2 ،العدد2، 2016م ،A45–68

[26] محمد اقنيبر . وآخرون "السعة الحرارية والطاقة الداخلية لنظام فيريمغناطيسي مختلط من الرتبة 2و7/2 "مجلة الجامعة الاسمرية الاسلامية، العلوم الاساسية والتطبيقية ، المجلد (5) العدد الاول يونيو 2020