Investigation of Mutual Anisotropic Heisenberg Chains Which have Easy axe in Ferromagnetic with Spin S=1 by Existence of External Magnetic Field

Dr. Ziead Rostom*

(Received 1 / 12 / 2021. Accepted 9 / 2 /2022)

□ ABSTRACT □

The aim of this paper is to illustrate classic ways of studying Heisenberg chains which describe nonlinear microscopic phenomena caused by elementary excitations in the ferromagnetics which appears as a kind of waves called spin waves (Magnons).
To study the Magnons (quantized spin waves) in ferromagnetics which spreads a certain energy according to the probable positions of the magnetic moments, the suitable wave function has been found, to find out the classic Hamiltoni and the Lagrangian then the dynamic equations to get the dispersing law and the energetic values. Then studying the effect of the external magnetic field, and single axis (easy axe) anisotropic mutual coefficient on the spreading energy of these waves, and that is according to Heisenberg's single ion mutual anisotropic quantum model has been done.

Keywords: magnon- spin waves -Heisenberg's model- anisotropic-easy axis-solitons

*Doctor at department of physics- Tishreen university – Lattakia –Syria. ziead.r1964@gmail.com

تقصي سلاسل هايزنبرغ التبادلية متباينة الخواص ذات محور لين في المواد حديدية المغنطة ذات سبن S=1 بوجود حقل مغناطيسي خارجي

د. زياد رستم *

(تاريخ الإيداع 1 / 12 / 2021. قُبِل للنشر في 9 / 2 / 2022)

□ ملخّص □

تهدف هذه الورقة لاستخدام طرق كلاسيكية لدراسة سلاسل هايزنبرغ والتي تصف ظواهر لا خطية ميكروسكوبية ناتجة عن اضطرابات أولية في المواد حديدية المغنطة، تبدو على شكل أمواج تدعى الأمواج السبينية(مغنونات).
لدراسة المغنونات (كمات الأمواج السبينية) في المغانط الحديدية والتي تنتشر بطاقة محددة وفقا للوضعيات الاحتمالية للعزوم المغناطيسية، تم إيجاد التابع الموجي المناسب، وذلك لإيجاد الهاملتوني الكلاسيكي واللاغرانجي ثم المعادلات الديناميكية للحصول على قوانين التشتت والقيم الطاقية، عندئذ قد تمت دراسة تأثير الحقل المغناطيسي الخارجي ومعامل تباين الخواص على طاقة انتشار الأمواج تبعا لنموذج هايزنبرغ الكمي التبادلي متباين الخواص وحيدة المحور.

الكلمات المفتاحية: مغنون– الأمواج السبينية– نموذج هايزنبرغ– متباين الخواص– محور لين– سليتونات.

* أستاذ مساعد– قسم الفيزياء– كلية العلوم– جامعة تشرين– اللاذقية– سورية. ziead.r1964@gmail.com

مقدمة

تشكل في الآونة الاخيرة تصور جدي حول وجود أنواع جديدة من الاثارات او الاضطرابات في الاوساط المتسقة والتي تسلك سلوك لاخطي، وقد سميت سليتونات والتي تعتبر المثال الأهم للحالة اللاخطية القوية للمغانط والتي تظهر على حدود القطاعات المغناطيسية (domeins)او في القطاعات المغناطيسية الاسطوانية،وتعتبر في الوقت الحالي مادة بحث مهمة لان تلك الاثارات لها صفات متغيرة تؤدي لظهور تاثيرات أساسية وهامة كطنين التشبع المغناطيسي للمغانط الحديدية والطنين الامتصاصي اللاخطي والاثارات البرامترية للمغانط الناتجة عن تغير الحقل المغناطيسي.

يتركز الاهتمام في الوقت الحالي على دراسة المغنونات في المغانط أحادية البعد[1] لان السليتونات في مثل هذا النوع من المغانط يمكن ان تظهر اما بشكل متحلل(منفصل)او بشكل مستقر،بالإضافة الى ذلك فان التاثيرات اللا خطية في الأنظمة المغناطيسية أحادية البعد تظهر بشكل واضح وهذا الافتراض نابع عن حقيقة انه في الدراسات التجريبية لمغانط شبه أحادية البعد لوحظ وجود ظواهر اومفاعيل يمكن ان توصف فقط عن طريق فرضيات السليتونات المغناطيسية [2]وبالتالي فان الدراسة المنطقية والواقعية للخواص الفيزيائية للسليتونات أحادية البعد ضرورية من اجل اظهار مدى مساهمة المقادير الملاحظة تجريبيا في نماذج متماثلة الخواص(isotropy)متباينة الخواص (anisotropy)للبلورات المغناطيسية المنتظمة والتي تعطي حلول دقيقة للمعادلات اللاخطية لحركة السبين[3] ،وبشكل خاص حالة تباين الخواص(anisotropy)ذات محور لين او مستوي لين. هذه الحقيقة تؤدي الى صعوبة كبيرة عند البحث عن الوضعية الأساسية، لذلك فان البديل المنطقي من وجه نظر رياضية و فيزيائية هو ايجاد تابع موجي [4] يمكن من إيجاد القيم الوسطى لهاملتوني هايزنبرغ والتي تمكن بدورها من الحصول على اللاغرانجي [5]ثم المعادلات الديناميكية الموافقة للأنظمة الكلاسيكية(التي تمكن من الاقتراب الى الحالة الشبه كلاسيكية) في الاحداثيات المختارة.

تجدر الملاحظة الى أن الاهتمام انصب على دراسة المغانط الحديدية ذات سبين$S>1/2$ الا ان تلك الدراسات والتي انحصرت ضمن اطار الحلول الشبه كلاسيكية لم تعطي نتائج مرضية، و المغانط النموذجية لتلك الدراسات التي تعتبر CSو NIو F_3 ذات سبين $S=1$ والتي يمكن أن تدرس انطلاقا من نماذج هايزنبرغ الكمية، ان الحركة اللاخطية لحركة السبين في اطار تلك النماذج والخاضعة لحقل مغناطيسي خارجي يمكن ان تصفها بشكل تقريبي معادلة sin– Gadroon [6]وعلى الرغم من وجود تجارب تؤكد ذلك الا ان التأكيدات النظرية لم تحصل بعد وأحد أهم الأسباب في ذلك يتعلق بأنه لوصف ديناميكية السبين في الاحداثيات الأساسية يلزم وجود ثلاث درجات من الحرية($2S+1$)وفي نفس الوقت فان الوصف الدقيق والشبه كلاسيكي يتطلب وجود اربع درجات من الحرية(من اجل السبين S يلزم$4S$ من الاحداثيات)

ان اهم النماذج التي تصف تأثر حركة السبين بتلك الاثارات وصفا ميكروسكوبيا(كموميا)ضمن القطاعات الطاقية في الشبكة البلورية[7,8] والتي تنتشر على شكل أمواج تسمى الأمواج السبينية او المغنونات(شبه جسيم له صفة المثنوية) تعتبر نماذج هايزنبرغ التبادلية المتماثلة الخواص،لذلك كان توجهنا لدراسة الاهتزازات صغيرة السعة حول (بالقرب من) الوضعية الأساسية وفق نموذج هايزنبرغ المتباينة الخواص احادية الايون وذو محور لين (محور سهل التمغنط: شعاع الحقل المغناطيسي يوازي شعاع السبين)لمعرفة مدى تأثير تلك المفاعيل على طيف طاقة النظام.

أهمية البحث وأهدافه

الهدف من البحث:

1-إيجاد تابع الوضع العام من أجل مختلف قيم السبن.

2- إيجاد التابع الموجي العام من اجل مختلف قيم السبن اعتمادا على تابع الوضع العام.

3-استنتاج التابع الموجي من اجل السبن S=1 واختبار صحته.

4-تقصي سلاسل هايزنبرغ الانيزوتروبية المتبادلة ذات محور لين بوجود حقل مغناطيسي خارجي ثابت الشدة ومتغير الاتجاه.

أهمية البحث:

تكمن أهمية البحث في:

1-الحصول على تابع الوضع والتابع الموجي العام من أجل مختلف قيم السبن.

2-الحصول على اللاغرنجي والهاملتوني ثم معادلات الحركة وطيف طاقة النظام.

3-معرفة تأثير انيزوتروبية النظام وحيدة الايون وذات محور لين على طيف الطاقة.

4-التأكد من وجود نوعين من الأمواج احداها ذات تردد مرتفع والأخر منخفض التردد.

5-دراسة تأثير الحقل المغناطيسي على طيف طاقة النظام.

6-تشكل رباعيات أقطاب أدت الى اختزال لمربع السبن.

طرائق البحث ومواده

ان الدراسة الشبه كلاسيكية للأمواج السبينية الناتجة عن الإضطرابات (السليتونات)يمكن ان تتم بتبديل مؤثر السبن$\hat{\vec{s}}$ بشعاع كلاسيكي $\vec{s}$ يساوي العزم المغناطيسي[9,3]في نموذج هايزنبرغ للحصول على طيف الطاقة، والأكثر منطقية من الناحية الفيزيائية هي الحصول على القيم الوسطى لمؤثرات السبن$\langle \hat{s}_i|$ عن طريق التابع الموجي في الاحداثيات الأساسية في الفضاء cp^{2s}=SU(2s+1)/SU(2s) $\otimes SU(1)$ ثم إيجاد معادلات الحركة انطلاقا من الهاميلتوني واللاغرانجي وإيجاد طيف طاقة النظام في المجموعة SU(2s+1)حيث يوجد ثلاث وضعيات احتمالية وكل الانتقالات الممكنة بين هذه الوضعيات في كل عقدة من عقد الشبكة البلورية بواسطة ثمانية مؤثرات مستقلة في المجموعة(3)SU.

النتائج والمناقشة

ان اختيار تابع الوضع وبالتالي التابع الموجي الموافق لشروط المسألة المطروحة يتعلق بأبعاد الفضاء الطوري للوضعيات الأساسية في عقد الشبكة البلورية والتي تتحدد من تحليل العبارة:

$$|\psi\rangle = \sum_{i=1}^{2s+1} \xi_{i|s,-s+i\rangle} \qquad (1)$$

وبالتالي نحصل على 2s+1 بعد في الاحداثيات المختارة ،وبما أن الطور اختياري فان تابع الوضع يأخذ الشكل التالي:

$$|\xi\rangle = EXP\{\sum_{i=1}^{2s+1} \xi_i \hat{T}_i^{+} - \xi_i \hat{T}_i^{-}\} \qquad (2)$$

حيث: $\hat{T}^+$و$\hat{T}^-$ مولدات الرفع والخفض(الخلق والقناء)للوضعيات الأساسية حيث السطر الأخير و العمود الأخير على التواتي هو العدد واحد أي:

$$\hat{T}_i^- = \begin{vmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & - & - & 0 \\ - & - & - & - & 0 \\ 1 & 1 & 1 & 1 & 1 \end{vmatrix}$$

$$\hat{T}_i^+ = \begin{vmatrix} 0 & 0 & - & - & 1 \\ - & - & - & - & - \\ 0 & - & 0 & - & 1 \\ 0 & 0 & - & - & 1 \end{vmatrix} \qquad (3)$$

بنشر(2) وفق ماك لوران وتأثير الوضعية الاساسية$|0\rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ - \\ - \\ 1 \end{pmatrix}$ عليه نحصل على التابع الموجي بالشكل العام في المجموعة(2S+1):

$$|\psi\rangle = (1 + \sum_{i=1}^{2s} |\psi_i|^2)^{\frac{1}{2}} \left(|0\rangle + \sum_{i=1}^{2s+1} \psi_i |i\rangle \right) \qquad (5)$$

وبالتالي فان التابع الموجي من أجل S=1 يأخذ الشكل التالي:

$$|\psi\rangle = (1 + |\psi_1|^2 + |\psi_2|^2)^{\frac{1}{2}} (|0\rangle + \psi_1 |1\rangle + \psi_2 |2\rangle) \qquad (6)$$

لايجاد معادلات الحركة التي تصف سلوك الأمواج (المغنونات الناتجة عن السلينونات) الناتجة ثم طيف طاقة المجموعة لابد من إيجاد اللاغرانجي(L) الذي يعطى بالشكل:

$$L = i\hbar \langle \psi | \frac{d}{dt} | \psi \rangle - H(\psi_i) \qquad (7)$$

وبتعويض (7)في (6) نحصل على اللاغرنجي من أجل السبن S=1 بالشكل الواضح التالي:

$$L = i\hbar\psi \frac{\bar{\psi}_1 \dot{\psi}_1 + \psi_1 \dot{\bar{\psi}}_1 + \bar{\psi}_2 \dot{\psi}_2 + \psi_2 \dot{\bar{\psi}}_2}{1 + |\psi_1|^2 + |\psi_2|^2} - H(\psi_1, \psi_2) \qquad (8)$$

أما معادلات الحركة تأخذ الشكل التالي:

$$i\hbar\dot{\psi}_1 = (1 + |\psi_1|^2 + |\psi_2|^2) \left[(1 + |\psi_1|^2) \frac{\delta H}{\delta \bar{\psi}_1} + \psi_1 \bar{\psi}_2 \frac{\delta H}{\delta \bar{\psi}_2} \right]$$

$$(9)$$

$$i\hbar\dot{\psi}_2 = (1 + |\psi_1|^2 + |\psi_2|^2)[(1 + |\psi_2|^2) \frac{\delta H}{\delta \bar{\psi}_1} + \bar{\psi}_1 \psi_2 \frac{\delta H}{\bar{\psi}_2}]$$

اختبار صحة التابع الموجي:

للتأكد من صحة التابع الموجي(6)في المجموعة SU(2S+1)في الاحداثيات الأساسية يجب ان يحقق الشروط التالية:

1–ان الوضعيات الاحتمالية الكمومية في المجموعة$SU(3)$ وعددها ثلاث كما تؤكد تجارب شتيرن–جيرلاخ [10] والتي يجب أن يلحظها التابع الموجي:

هذا الشرط محقق وكما هو واضح من (6) حيث ان هذه الوضعيات هي المشار اليها بالشكل:$\langle 0|$ وهي الوضعية الأساسية المترافقة بقيمة طاقية صغرى والوضعيتان $\langle 1|$و$\langle 2|$حيث: $|2\rangle=\begin{pmatrix}1\\0\\0\end{pmatrix}$ و$|1\rangle=\begin{pmatrix}0\\1\\0\end{pmatrix}$ و$|0\rangle=\begin{pmatrix}0\\0\\1\end{pmatrix}$

2–يتحقق شرط التنظيم أي$\langle\psi|\psi\rangle$=1 :وهو محقق أيضا حيث $\overline{\langle\psi|}=|\psi\rangle$ أي ان جداء التابع الموجي بمرافقه يساوي الواحد وهو ما يعبرعنه فيزيائيا بان مجموع احتمالات تواجد الجسيم الاولي في أحد المواضع الثلاثة هو احتمال أكيد أي ان المغنون وبشكل مؤكد يتواجد اما في الوضعية الأرضية $\langle 0|$أو الوضعية المثارة $\langle 1|$الأولى او الثانية$\langle 2|$.

3–أن يكون مؤثر كازمير [10,11] محقق أيضا أي: $\langle\hat{C}\rangle=\frac{1}{2}\left(\langle\hat{S}^+\hat{S}^-\rangle+\langle\hat{S}^-\hat{S}^+\rangle+\langle\hat{S}^z\hat{S}^z\rangle\right)=2$

وللتأكد من ذلك يجب أن نستعرض كيفية الحصول على القيم الوسطى لمؤثرات السبن ولمجموعة الترابطات الثنائية ويتم ذلك على الشكل التالي:

حيث أن مؤثرات السبن: $\hat{S}_z=\begin{pmatrix}1&0&0\\0&0&0\\0&0&-1\end{pmatrix}$ ، $\hat{S}^-=\sqrt{2}\begin{pmatrix}0&0&0\\1&0&0\\0&1&0\end{pmatrix}$ ، $\hat{S}^+=\begin{pmatrix}0&1&0\\0&0&1\\0&0&0\end{pmatrix}$

مع العلم أن: $\hat{S}_y=\frac{\hat{S}^+-\hat{S}^-}{2i}$ $\quad\hat{S}_x=\frac{\hat{S}^++\hat{S}^-}{2}$

$$\langle\hat{S}^+\rangle=\langle\hat{S}^+|\psi|\hat{S}^+\rangle=\sqrt{2}\frac{\bar{\psi}_1+\psi_1\bar{\psi}_2}{1+|\psi|}\qquad\langle\hat{S}^-\rangle=\langle\hat{S}^+\rangle\qquad(10)$$

$$\langle\hat{S}^+\hat{S}^-\rangle=2\frac{|\psi_1|^2+|\psi_2|^2}{1+|\psi|^2}\quad و\quad\langle\hat{S}^z\hat{S}^z\rangle=\frac{|\psi_1|^2+1}{1+|\psi|^2}$$

وبما أن مؤثرات السبن تبادلية فيما بينها: $[\hat{S}^+,\hat{S}^-]=2\hat{S}^z$ و $[\hat{S}^z,\hat{S}^\pm]=\pm\hat{S}^\pm$ فان القيم الوسطى تأخذ الشكل:

$$\langle\hat{S}^-\hat{S}^-\rangle=\langle\overline{\hat{S}^+\hat{S}^+}\rangle$$

$$\langle\hat{S}^-\hat{S}^+\rangle=2\frac{1+|\psi_1|^2}{1+|\psi|^2}$$

بتبديل (10) في مؤثر كازمير$\langle\hat{c}\rangle$ يمكن التأكد من أن هذا الشرط محقق أيضا.

3– مصونية مربع السبن أي: $\quad(11)\quad\langle\hat{S}^Z\rangle\;=\;1$

$$\vec{\hat{S}}=\frac{1}{2}\left(\langle\hat{S}^+\rangle\langle\hat{S}^-\rangle+\langle\hat{S}^-\rangle\langle\hat{S}^+\rangle\right)+\langle\hat{S}^Z\rangle$$

بابدال (10) في (11) نلاحظ أن هذا الشرط غير محقق **وهذه نتيجة مهمة جدا** بسبب تشكل رباعيات أقطاب تؤدي الى اختذال لمربع السبن وبالتالي فان قانون المصونية يصبح: $\vec{\hat{S}}^2+\vec{\hat{q}}^2=1$ حيث $\vec{\hat{q}}^2$ عزوم رباعيات الأقطاب المتشكلة :

$$-\langle\hat{S}^-\hat{S}^+\rangle+(1+2\langle\hat{S}^Z\hat{S}^Z\rangle)\qquad(12)$$

$$\vec{\hat{q}}^2=\langle\hat{S}^+\hat{S}^-\rangle$$

هذا يدل الى أن الحقل المغناطيسي يؤدي الى تشكل رباعيات أقطاب (نتيجة زيادة التأثير المتبادل للايونات في الشبكة البلورية) وهي من جهة تؤدي لاختزال مربع السبن ومن جهة أخرى تؤثر على طيف طاقة(كما سنرى لاحقا)

الأمواج المتشكلة نتيجة إزاحة العزوم المغناطيسية الذاتية عن الوضعية الأساسية(الأرضية)والذي يمتلك فيها النظام الفيزيائي طاقة صغرى وهكذا يمكن اعتماد التابع الموجي (6) لإيجاد الهاملتوني ثم اللاغرانجي وبالتالي إيجاد معادلات الحركة وطيف الطاقة.

معادلات الحركة و طيف الطاقة:

تنطلق الدراسة النظرية للاهتزازات صغيرة السعة للعزوم المغناطيسية بالقرب من وضع التوازن والتي تؤدي لظهور أمواج سبينية تنتشر في البلورة، من نماذج هايزنبرغ التماثلية [8,12,14] والتي تفترض أن طاقة التأثير المتبادل للأيونات فيما بينها (تكامل بيريكليت) متساوية على محاور الاحداثيات (ox,oy,oz) والتي يأخذ الهاملتوني الشكل:

$$\hat{H} = -J\sum_j \hat{\vec{S}}_j \hat{\vec{S}}_{j+1} \qquad (13)$$

حيث: J تكامل بيريكليت ويكون $J>0$ في المواد حديدية المغنطة و $J<0$ في المواد الحديدية العكسية.

أما في بحثنا هذا فقد افترضنا أن طاقة التأثير المتبادل (تكامل بيريكليت) بين الأيونات في كل عقدة من عقد الشبكة البلورية غير متساوية وفق محاور الاحداثيات المفترضة وتقع تحت تأثير حقل مغناطيسي خارجي لذلك فان سلاسل هايزنبرغ التي تصف هذه الحالة تعطى بالشكل:

$$\hat{H} = -J\left(\sum_j \hat{\vec{S}}_j\hat{\vec{S}}_{j+1} + \delta\hat{S}_j^z\hat{S}_{j+1}^z\right) + A\hat{S}_j^z \qquad (14)$$

حيث:A –شدة الحقل المغناطيسي الخارجي، وكما هو واضح من (14) في الحد الأخير فان هذا الحقل باتجاه المحور (OZ)،ان افتراضنا هذا نابع من أن العزوم المغناطيسية في الحالة الأساسية (الأرضية) تكون في هذا الاتجاه (محور لين).

δ –ثابتة تباين الخواص وفق المحور (OZ) (لذلك سمي أحادي لأيون).

إيجاد طيف طاقة النظام:

لإيجاد طيف طاقة النظام المدروس ودراسة مدى تأثير الحقل المغناطيسي الخارجي وتباين التأثير لطاقة التأثير المتبادل عليها لابد من إيجاد القيمة الوسطى للهاميلتوني (14) بمساعدة التابع الموجي (6) مع مراعا ة :

1 –أن مؤثرات السبن تبادلية فيما بينها وبالتالي فأن القيمة الوسطى لجداء المؤثرات تساوي جداء القيم الوسطى لها

2– يمكن نشر مؤثرات السبن حول الوضعية الأرضية بالنسبة لثابت الشبكة البلورية(a_0) و الاحتفاظ بالقيم المشتقة من المرتبة الثانية فقط أي:

$$\vec{S}_{j+1} = \vec{S}_j + a_0\vec{S}_{jx} + \frac{{a_0}^2}{2}\vec{S}_{jxx} \qquad (15)$$

3–الانتقال من المجموع الى التكامل على كامل حجم البلورة (أو التكامل على بعد وحيد اذا كانت الدراسة تتم على أساس أن الشبكة البلورية أحادية البعد كما في هذه الدراسة) أي: $\sum_j \vec{S}_j\vec{S}_{j+1} \rightarrow \int dx$

وبتبديل (10) ومشتقاتها في (14):

نحصل على الهاملتوني بالشكل الواضح التالي والذي يعبر عن الطاقة الكلية للنظام المدروس:

$$H = -\frac{J}{a_0}\int[-2\delta|\psi_1|^2 + 2\left(\psi_2\bar{\psi}^2{}_1 + \bar{\psi}_2\psi^2{}_1\right) + 2(1 + |\psi_2|^2 + (1+\delta) \,.$$
$$.(1+|\psi_2|^4 - 4|\psi_2|^2) + A(1+|\psi_1|^2 + 2|\psi_2|^2 - |\psi_1|^2|\psi_2|^2)] \qquad (16)$$

نعوض (16)في (8)و(9)مع الأخذ بعين الاعتبار أن معادلات الحركة تعطى بالشكل: $\frac{\partial}{\partial t}\frac{\partial L}{\partial \dot{q}} - \frac{\partial}{\partial q} + \frac{\partial}{\partial x}\frac{\partial}{\partial q_x} = 0$

نحصل على معادلات الحركة بالشكل الواضح التالي:

$$i\hbar\dot{\psi}_1 = \frac{J}{a_0}\left(2\delta\psi_1 - 4\psi_2\bar{\psi}_1 - {a_0}^2\psi_{1xx} - A\psi_1\right)$$
$$i\hbar\dot{\psi}_2 = \frac{J}{a_0}\left[-2{\psi^2}_1 + 4(1+\delta)\psi_2 - 2A\psi_2\right] \qquad (17)$$

مع الأخذ بعين الاعتبار أنه في الوضعية الأرضية يكون $\psi_2 = \frac{{\psi_1}^2}{2}$ وهو الشرط الذي يجعل عزوم رباعيات الأقطاب المتشكلة (12) معدوم ومعادلات الحركة خطية ولها حلول على شكل أمواج مستوية من الشكل:

$$\psi_1 = \eta_1 e^{k_1\varkappa - iW_1 t} \qquad (18)$$
$$\psi_2 = \eta_2 e^{k_2\varkappa - iW_2 t}$$

بوضع (18) في (17) نحصل على علاقات التشتت ، فمن المعادلة الأولى نحصل على:

$$W_1 = \omega_0\left[2(\delta-1) - A + a_0{\kappa_1}^2\right]$$

ومن المعادلة الثانية نحصل على:

$$W_2 = 2\omega_0(2\delta - A)$$

حيث: $\omega_0 = \frac{J}{2a_0}$

مناقشة علاقات التشتت:

كما هو واضح فانّ W_1 هي أمواج ذات ترددات منخفضة أماW_2 فهي أمواج ذات ترددات مرتفعة وبالتالي فان الأمواج ذات الترددات المرتفعة تقع كليا داخل الأمواج المنخفضة التردد ويشكلان معا حلول شبه سليتونية لهذا فان مساهمة رباعيات وثمانيات الأقطاب تؤل الى الصفر، ان وجود أمواج ذات ترددات منخفضة تعتبر نتيجة مهمة لأن مثل هذه الأمواج عادة ما تظهر في المواد الحديدية العكسية وهذا ان دل على شيء فانه يدل الى أن الدراسة الشبه كلاسيكية يمكن أن تلحظ هكذا نوع من الأمواج على عكس الدراسة الكمية [13,14].

أما طيف الطاقة فيعطى بالشكل:

$$E_1 = \hbar W_1 = \hbar\omega_0\left[2(\delta-1) - A + {a^2}_0{\kappa_1}^2\right]$$
$$E_2 = \hbar W_2 = 2\hbar\omega_0(2\delta - A) \qquad (19)$$

وبما أنه لا يمكن وصف حركة الجسيم بواسطة موجة مستوية، وذلك لأن السرعة الطورية لهذه الموجة أكبر بكثير من سرعة الجسيم ،كما أن الموجة تصف مقدار مستمر ويمكن أن تتلاشى في بعض المواقع ،أما الجسيم فهو مقدار متقطع ويظهر في أي مكان بمقدار معين ،لذلك يجب أن نبحث عن طريقة أخرى لوصف سرعة الموجة المادية بحيث تنتفي معها التناقضات السابقة ،لذلك نقوم بإنشاء باقة أمواج مستوية ذات ترددات و سعات مختلفة عن بعضها ونستطيع التعبير عن هذه الباقة بتكامل فوريه لمجموعة أمواج هارمونية ، ونكون بذلك قد حصلنا على باقة من الأمواج سعتها كبيرة في الجوار المباشر لمكان توضع الجسيم ، بذلك يمكن التأكد من وجود المغنون(الجسيم) في مكان ما من الباقة الموجية وأن سرعها تساوي سرعة الجسيم في ذلك الموضع والتي تصف حركته تلك الباقة .

واعتمادا عليه فان سرعة المجموعة(الباقة) أو السرعة المعممة التي تعطى بالعلاقة $V_\Gamma = \frac{1}{\hbar} grad_\kappa E(\kappa)$ تكون:

$$V_{\Gamma 1} = 2\hbar\omega_0 {a_0}^2\kappa_1 \qquad (20)$$

وبما أن الطاقة الحركية للمغنون تعطى بالعلاقة $E_1 = \frac{1}{2} m_{eff} V_{\Gamma 1}^2$, واعتمادا على العلاقة الأولى من(19) والعلاقة(20) يمكن الحصول على(m_{eff}) الكتلة الفعالة للمغنون وبالتالي الدفع.

مناقشة طيف الطاقة(العلاقة 19):

1 -نلاحظ من العلاقة الأولى وجود منطقة طاقية ممنوعة عرضها يساوي: $[2(\delta-1)-A]\hbar\omega_0$ وهي تتناسب عكسا مع ثابتة الانيزوتروبية وتنعدم المنطقة الممنوعة عندما: $\delta=1+\frac{A}{2}$ عندها تكون طاقة الأمواج ذات الترددات المنخفضة صغرى وهي تطابق الحالة الأرضية أما طاقة الأمواج ذات الترددات المرتفعة فتكون عظمة.

2-عندما: $\delta=\frac{A}{2}$ فان الأمواج ذات الترددات المرتفعة تختفي تماما وهو ما يوافق الدراسة الكمية ،وطاقة الأمواج ذات الترددات المنخفضة والتي تكون بالحالة ما فوق أرضية .

3-عندما: $(\delta=1)$ أي أن النظام المدروس تماثلي عندها يكون طيف الطاقة اصغريا.

مما سبق نلاحظ أن طيف الطاقة يتناسب عكسا مع ثابتة تباين التماثل ذات المحور لين.

4-يتناسب طيف الطاقة عكسا مع شدة الحقل المغناطيسي الخارجي المؤثر ويكون الطيف أصغريا عندما: $A=2\delta$.

5-اذا أثر الحقل الخارجي (A) بعكس اتجاه المحور (oz) فان إشارة الحقل في المعادلتين السابقتين(19)تصبح موجبة، وفي هذه الحالة فان طيف الطاقة يتناسب طردا مع شدة الحقل المغناطيسي الخارجي المؤثر.

6-عندما: $A=2(\delta-1)$ فان طيف طاقة الأمواج ذات التردد المنخفض تعطى بالعلاقة :

$$E_1=\hbar\omega_0\, a_0^2k_1^2 \qquad (21)$$

من ناحية أخرى فان:

$$E_1=\frac{1}{2}m_{eff}V_\Gamma^2 \qquad (22)$$

من العلاقات (20) و(21) و(22) نحصل على:

$$a_0^2=\frac{\hbar^2}{2m_{eff}} \qquad (23)$$

نبدل (23) في المعادلة الأولى من (17) وبجعلها خطية بإهمال الحدود المربعة نحصل على:

$$i\hbar\frac{\partial\psi_1}{\partial t}=-\frac{J}{a_0}\left(\frac{\hbar^2}{2m_{eff}}\right)\Delta\psi_1 \qquad (24)$$

وهي معادلة شرودنغر الخطية ولها حل على شكل أمواج مستوية (18).

بحل معادلة شرودنغر نحصل على: $E_1=J\hbar\omega_0 a_0^2k_1^2$

وهذا يدل الى أن سويتي الطاقة (19) تغطي احداهما الأخرى فتظهر قيمة محددة للطاقة وهو يدل من ناحية أخرى الى أن الأمواج ذات الترددات المرتفعة تقع كليا داخل الأمواج ذات الترددات المنخفضة وتشكلان معا حلول شبه سليتونية [15] لهذا فان مساهمة ثمانيات الأقطاب في اختزال مربع السبن تؤول الى الصفر وتنعدم المنطقة الطاقية الممنوعة .

الاستنتاجات والتوصيات

الاستنتاجات:

1-ان الدراسة النظرية لسلاسل هايزنبرغ التبادلية وحيدة الايون والمحور ومن خلال ايجاد التابع الموجي المناسب تمكننا من الحصول على معادلات التشتت والقيم الطاقية.

2-عزوم رباعيات الأقطاب المتشكلة تؤدي الى اختزال مربع السبن.

3- وجود أمواج ذات ترددات مرتفعة والتي تقع كليا داخل الأمواج منخفضة التردد.

4-ان ثابتة تباين التماثل والحقل المغناطيسي الخارجي (من ناحية الاتجاه والشدة) يؤثران على طاقة الأمواج المنتشرة في البلورة.

5-الحصول على معادلة شرودنغر للمسألة المطروحة وحلها وتبين أن إحدى السويات الطاقية تغطي الأخرى ليشكلان حلول شبه سليتونية.

التوصيات:

يمكن دراسة الحالة التي تكون فيها شدة العزوم المغناطيسية الذاتية كبيرة بينما الاضطرابات السبينية صغيرة الشدة وهو ما يشكل تحديا كبيرا حيث أن الوضعية الأساسية في هذه الحالة تكون مثارة وتؤدي لصعوبة إيجاد تابع الموضع الأساسي وبالتالي التابع الموجي المناسب ،ومن ناحية أخرى يمكن دراسة الحالة التي تكون فيها الاحداثيات تابعة للزمن من الشكل : $\gamma(x,y,z) = [\gamma(x,y,z) - vt]$ وبالتالي الحصول على المعادلات الديناميكية المتعلقة بالزمن والتي تمكننا من معرفة الموضع بتابعية الزمن وهي حالة مثيرة للاهتمام والتي يمكن أن تشكل بدورها منظومة رياضية تمكن الانتقال من الحالة الكمية الى الحالة الكلاسيكية .

Reference

1-Landau L.Q-Leavshets E.M.-*NON RELATIVITY THEORY ON QUANTOM MECHANICS.TOM3,MOSCO,1989 ETTIC WITH SPIN S=1l2.*

2-Ziead Roustom ,*SPIN WAVES IN FERROMAGN* ,Tishreen University Journal of science,Folder32 issue,no.1,2010 .

3-Kittel Ch.-*INTRODUCTION TO SOLID STATE PHYSICS , seventh edition USA.* John Wiley&SONS,inc.2010

4-Davidov A.C.*SOLID STATE THEORY*,Nauka Moscow,1990.

5-Kh.O.Abdulloev and Kh.Muminov,*COHERENT STATES OF SU(4)GROUP IN REAL PARAMETERIZATION AND HAMELTONIAN EQUATIONS OF MOTION*,Reports of Tajikistan Academy of science , vol.36 ,no.6 , 1993.A

6-Davidov A.C-*QUANTUM MECHANICS* ,Nauka Moscow 1990.

7-FEYNMAN.R.P-Leighton .R.B-Matthew Sands-*THE FEYNMAN LECTURES ON PHYSEICS*,printed Mer,Moscow 1987.

8-Y.Yousefi,et.al,*Semi classical modeling of isotropic Non-Heisenberg magnets for spin S=1 AND linear quadrupole excitation dynamics ,arXiv:1304.0245,2013.*

9-Ziad Rostom,*THE SEMI CLASSIC DESCRIPTION AND DYNAMIC EQUATIONS OF SPIN WAVES IN FERROMAGNETIC WITH SPIN S=1/2 COMPLEX COORDAINATES SYSTEM.*AL-Paas University of science 2014.

10-AKuezer A.Daria Kmek V.G-*SPIN WAVES,Nauak Moscow,1976*$[360 - 368]$

11-Ziad Roustom.Amir Tfiha ,*STUDYING SMALL OSCILATIONS OF SPIN VECTOR OF THE FERROMAGNETIC WITH SPIN S=1.*Tishreen University Journal for Research and science. FOLDER 36,2014.

12-Krenchec.O.C-*PHYSICS OF MAGNETICAL PHENOMENA* , Moscow University,1985.

13-Nguyer T.M.- Cottan M.G.-*spin wave in ferromagnetic nonotubes ,Department of physics and Astronomy University of western Ont,London,Ontario,Canada,2006,N6A-3k7.*

14-Milton. -Pereira Gr.-Costa Filho R.G.-Cottam M.G.-Dipole-exchange spin waves in heterostructures with a non-magnetic spaser. journal of Magnetic Material, e272-e276,2007.

15-Ziad Roustom.-*studying Magnons in iron magnits with a spin S=1/2 according to the Heisnberg triaxis oneionic model in the structured coordinates.*Tishreen University .journal of science .FOLDER *44* ,2021