# Calculating the propagation energy of the spin wave according to the Heisenberg model in ferromagnetic materials with spin S=3/2 in composite coordinates

**Khader ali habib*** 
**Dr. Ziead rostam****

**(Received 28 / 11 / 2024. Accepted 17 / 8 / 2025)**

## □ ABSTRACT □

This research aims to find the propagation energy of spin waves in ferromagnetic materials according to the Heisenberg model with spin S=3/2 based on finding the appropriate wave function in the complex system, then the hamiltonion and Lagrangian, and then dynamical equations that enable us to obtain the energy levels if the magnons and their propagation speed .It also aims to Study of the effect of an external magnetic field of variable direction , constant intensity and a symmetry (anisotropy) on the magnons energy . It also aims to
Study the effect of the formed quadrupoles and octopoles on the conservation of the spin square .

**Key Word**: wave function- magnons - saleton-spin waves-Heizenberg modals



* **Master's student - Department of physics-specializing in solid-body physics-Faculty Of Science – University Of Lattakia**(formerly tishreen) **-Syria**
****Assistant professor- Department of physics- Faculty Of Science – University Of Lattakia**(formerly tishreen) **-Syria**

# حساب طاقة انتشار موجة السبين وفق نموذج هايزنبرغ في المواد حديدية المغنطة ذات سبين S=3/2 في الاحداثيات المركبة

**خضر علي حبيب** *

**زياد رستم** **

**(تاريخ الإيداع 28 / 11 / 2024. قبل للنشر في 17 / 8 / 2025)**

## □ ملخّص □

يهدف هذا البحث الى إيجاد طاقة انتشار الأمواج السبينية في المواد حديدية المغنطة وفق نموذج هايزنبرغ ذات سبين S=3/2 انطلاقا من إيجاد التابع الموجي المناسب في جملة المركبة ثم الهاملتوني واللاغرانجي وبالتالي المعادلات الديناميكية التي تمكننا من الحصول على سويات طاقة المغنونات وسرعة انتشارها و دراسة تأثير حقل مغناطيسي خارجي متغير الاتجاه وثابت الشدة وعدم التماثلية (تباين الخواص) على طاقة المغنون ثم دراسة تأثير رباعيات وثمانيات الأقطاب المتشكلة على مصونيه مربع السبين.

**الكلمات المفتاحية:** التابع الموجي–مغنون–سليتون–أمواج سبينية–نموذج هايزنبرغ



* **طالب ماجستير في قسم الفيزياء– اختصاص فيزياء جسم صلب –كلية العلوم –جامعة اللاذقية**(تشرين سابقاً)– **سوريا**
Khiderhabeeb1@gmail.com

** **أستاذ مساعد – قسم الفيزياء – كلية العلوم– جامعة اللاذقية**(تشرين سابقاً)– **سوريا**

## مقدمة:

أعارت الظواهر اللاخطية التي بدأت تلاحظ في نظرية البلازما ونظرية الأمواج السبينية انتباه الباحثين، ونتيجة الأبحاث النظرية لمجموعة التهيجات (الاضطرابات)اللاخطية في الأوساط المنتظمة والتي تسمى في كثير من الأحيان تهيجات شبه سليتونية [1,2] تبين انها تظهر كحلول موضعية لمعادلات حقلية كلاسيكية كمعادلة لانداو–ليفشيتس [3] ومعادلة جيب–غاردون وكلاين–غاردون [4,5] وهذا الاهتمام متعلق قبل كل شيء بالاستخدام الواسع للبلورات المغناطيسية في مختلف الأوساط وبشكل خاص في الالكترونيات الدقيقة حيث تستخدم الخواص اللاخطية للمغانط [6,7] ففي المغانط توجد ظواهر لاخطية مرتبطة بالتأثير المتبادل للاهتزازات الخاصة في الأنظمة المغناطيسية أو بتأثير حقل مغناطيسي خارجي عليها [8,9] فمثلا اكتشاف ظاهرة انقسام(تضاعف) تردد الحقل المغناطيسي الخارجي والذي يظهر من أجل أي قيمة لسعة تردد الحقل الخارجي والتي تؤدي لظهور صفات لاخطية في المغانط والتي بدورها تؤدي لظهور تأثيرات أساسية هامة مثل طنين الاشباع المغناطيسي للمواد حديدية المغنطة والطنين الامتصاصي اللاخطي والتغيرات البارامترية للمغانط ،الناتجة عن تغير الحقل الخارجي وكل تلك الظواهر اللاخطية يمكن أن توصف في اطار التأثيرات المتبادلة للتهيجات الخطية الأولية لأنظمة المغنونات المغناطيسية[10].

ان عملية التأثيرالمتبادل بين المغنونات تلعب دورا كبيرا ليس فقط في انحراف العزوم المغناطيسية تحت تأثيرحقل مغناطيسي خارجي متغير بل في تحديد الخواص الديناميكية للأنظمة المغناطيسة و القائم أساسا على نماذج هايزنبرغ [11,12]وفي الكثير من الحالات يتم تحديد تلك الخواص اما بإيجاد تابع كثافة الطاقة: $E = \int W\left(\overrightarrow{M}, \frac{\partial M_l}{X_k}\right) d^3x$ المرتبطة بنماذج كمية محددة تتوافق مع الهاملتوني الكمي وذلك بتبديل مؤثر السبين $\hat{\vec{S}}$ بشعاع كلاسيكي$\vec{S}$ يساوي الى العزم المغناطيسي[14، 13] أي $\hat{\vec{S}} \to \vec{S} = \frac{a_0}{2\mu_0}\overrightarrow{M}$ حيث$\overrightarrow{M}$تابع موضع مستمر يمكن أن يتغير من نقطة لأخرى في البلورة مع بقاء طويلته ثابتة $\overrightarrow{M}(\vec{p}, \vec{t}) = {M_0}^2 = cte$ حيث $M_0 = \frac{2\mu_0 S}{{a_0}^3}$ الاشباع المغناطيسي،$\mu_0$– مغناطون بور،$a_0^3$حجم الخلية الابتدائية اما صفات تابع الموضع $\overrightarrow{M}$ فتحددها معادلة لانداو– ليفشيتس،أو من خلال إيجاد معادلة الحركة$i\hbar\frac{d\vec{S}}{dt} = [\vec{H}, \vec{S}]$ التي تصف ديناميكية السبين $\vec{S}$ حيث $\vec{H}$– هاملتوني هايزنبرغ الكمي، أما البديل المنطقي من الناحية الفيزيائية والرياضية لدراسة الصفات الديناميكية للمغنونات هو إيجاد القيمة الوسطى للهاملتوني وذلك من خلال إيجاد القيم الوسطية لمؤثرات السبين بواسطة تابع موجي محدد يحقق شروط المسألة المطروحة بحيث يلحظ من ناحية عدد الوضعيات الاحتمالية الممكنة ومن ناحية أخرى أن يحقق شرط التوحيد وعدة شروط أخرى ،كما سنرى لاحقا.

## الهدف من البحث:

يهدف هذا البحث الى إيجاد طاقة المغنونات وفق نموذج هايزنبرغ وبطرق بديلة تصف ديناميكية المغنونات في المواد حديدية المغنطة وذلك من خلال:

1–إيجاد التابع الموجي واختبار صحته والذي يمكننا من ايجاد القيم الوسطية لمؤثرات السبين

2–إيجاد القيمة الوسطى للهاملتوني القائم أساسا على نموذج هايزنبرغ.

3–إيجاد معادلات الحركة وسويات الطاقة للأمواج السبينية.

4–دراسة تأثير حقل مغناطيسي خارجي على طاقة المغنونات.

**أهمية البحث:**

تكمن أهمية البحث في:

1–إيجاد طرق بديلة لوصف ديناميكية المغنونات في المواد حديدية المغنطة النقية.

2–ايجات علاقات التشتت وسويات الطاقة المرتبطة بالوضعيات الاحتمالية.

3–معرفة مدى تأثير الحقل المغناطيسي الخارجي ومعامل الأنيزوتربية على حركة السبين وانعكاس ذلك على طاقة انتشار الأمواج السبينية.

4–تحديد السوية الأساسية(الأرضية) في الاحداثيات المختارة والتي تمتلك فيها المنظومة المدروسة طاقة صغرى.

5–إيجاد نوعين من الأمواج المنتشرة في البلورة احداها أمواج ذات ترددات مرتفعة والأخرى منخفضة التردد.

**طرائق البحث ومواده:**

تنتشر في المواد حديدية المغنطة والمواد الحديدية العكسية أمواج سبينية كحزمة موجية بطاقة محددة نتيجة إزاحة أو تغيير اتجاه أحد العزوم المغناطسية في المواد حديدية المغنطة المرتبة بشكل متواز وفي اتجاه واحد (أو اتجاهات متعاكسة في المواد الحديدية العكسية) عن الوضعية، لذلك فان طريقة البحث نظرية تحليلية تعتمد على إيجاد التابع الموجي المناسب لشروط المسألة المطروحة والتي يلحظ الوضعيات الاحتمالية لشعاع السبين في الاحداثيات المختارة (المركبة) ثم إيجاد الهاملتوني واللاغرانجي واستنتاج معادلات الحركة ومنها يمكن معرفة علاقات التشتت وسويات الطاقة المرتبطة بالوضعيات الاحتمالية الممكنة لشعاع السبين وتحديد مختلف التأثيرات على سويات الطاقة .

**الدراسة التحليلية للنتائج ومناقشتها:**

لتحديد الخواص الديناميكية للأنظمة المغناطيسية لا بد من إيجاد القيمة الوسطى لهاملتوني هايزنبرغ وذلك من خلال إيجاد تابع موجي مناسب على المجموعة($SU(2s+1$،

غت من أجل وصف الظواهر الكمية اللاخطية الملاحظة في النماذج المغناطيسية (فيرومغناط وأنتي فيرومغناط) بعض الطرق في سياق النظرية الكمية والتي تعتمد على توقعات مؤثرات السبين من خلال مؤثرات الخلق (الرفع) والفناء (الخفض) في عقد الشبكة البلورية ففي [ 15, 5] ك الاهتمام واسع من أجل البحث النظري للأنظمة المغناطيسية ذات سبين S=1 والذي يوجد من أجلها ثلاث وضعيات احتمالية للسبين وكل الانتقالات الممكنة بين هذه الوضعيات والتي تصفها ثمانية مؤثرات مستقلة في المجموعة(3) S U، أما في حالنا هذه من أجل مغناط هايزنبرغ ذات سبين $S=\frac{3}{2}$ يوجد 2S+1=4 (أربعة وضعيات احتمالية) وكل الانتقالات الممكنة بين هذه الوضعيات في كل عقدة في الشبكة البلورية والتي توصف بواسطة خمسة عشر مؤثراً مستقلاً في المجموعة (4) S U، هذه المؤثرات مرتبطة فيما بينها بشكل لا خطي ( ثنائيات ورباعيات وثمانيات الأقطاب) وهي كما يلي:

$$\hat{Q}_l^{\,m}$$

حيث:

m=$\pm 0; \ldots\ldots\ldots\ldots; \pm l$

$l=3$ رتبة المؤثر

$$\hat{Q}_3^{\,0} = (\hat{S}^{\,z})^3 - \frac{1}{3}S(S+1)$$

$$\overset{0}{\hat{Q}_2} = (\hat{S}^{\,z})^2 - \tfrac{1}{3}S(S+1)$$

$$\overset{\pm1}{\hat{Q}_3} = \begin{cases} \hat{S}^{\,z}(\hat{S}^{+})^2 + (\hat{S}^{+})\,\hat{S}^{\,z} \\ \hat{S}^{\,z}(\hat{S}^{-})^2 + (\hat{S}^{-})\,\hat{S}^{\,z} \end{cases}$$

$$\overset{\pm1}{\hat{Q}_2} = \begin{cases} \hat{S}^{\,z}\hat{S}^{-} + \hat{S}^{-}\hat{S}^{\,z} \\ \hat{S}^{\,z}\hat{S}^{+} + \hat{S}^{+}\hat{S}^{\,z} \end{cases}$$

$$\overset{\pm3}{\hat{Q}_2} = \overset{\pm1}{\hat{Q}_2}$$

$$\overset{\pm1}{\hat{Q}_1} = (\hat{S}^{\pm});\, \overset{\pm2}{\hat{Q}_2} = (\hat{S}^{\pm})\, \overset{\pm3}{\hat{Q}_3} = (\hat{S}^{\pm})$$

$$\overset{\pm2}{\hat{Q}_3} = \begin{cases} \hat{S}^{+}\hat{S}^{\,z}\hat{S}^{+} + \hat{S}^{\,-}\hat{S}^{\,z}\hat{S}^{\,-} \\ \hat{S}^{\,-}\hat{S}^{\,z}\hat{S}^{+} + \hat{S}^{+}\hat{S}^{\,z}\hat{S}^{\,-} \end{cases}$$

كما نوهنا سابقاً إلى أن العزوم المغناطيسية في الفيرومغانط  (المواد حديدية المغنطة) مرتبة بشكل موازٍ وفي اتجاه واحد فإذا أثر عليها حقل مغناطيسي خارجي منتظم (أو مؤثر حراري خارجي) على البلورة مؤدياً لإزاحة أحد العزوم المغناطيسية عن الوضعية الأساسية (الأرضية) فإن ذلك يؤدي بالضرورة، وذلك لوجود طاقة تأثير متبادل فيما بينها، إلى إزاحة العزوم المجاورة عن الحالة الأرضية وهي بدورها تؤثر على العزوم المجاورة و تبدو كأنها أمواج تنتشر في البلورة وتدعى الأمواج السبينية، ولوصف ديناميكية انتشار تلك الأمواج وإيجاد سويات الطاقة تبعاً للوضعيات الاحتمالية للعزوم المغناطيسية وفق تجارب شترن–جيرلاخ [ 8 ] وعددها (2S+1) في الإحداثيات الأصلية و (4S) في الإحداثيات المركبة والتي تؤمن دوران كل عقدة من عقد الشبكة البلورية على حده لذا فإن اختيار التابع الموجي الذي يصف حركة السبين لابد وأن يلحظ عدد الوضعيات الممكنة وفق الإحداثيات المختارة واحتمالية تشكل ثمانيات الأقطاب [ 1,4] وبما أن مؤثر الدوران بزاوية صغيرة (φ) حول محور ما يعطى بالعلاقة:

$$\hat{\Psi}_n = \exp\left(i\,\varphi\,\vec{n}\,\frac{\hat{\sigma}}{2}\right) = \cos\frac{\varphi}{2} + i\,\vec{n}\,\hat{\sigma}\sin\frac{\varphi}{2} \qquad (1)$$

حيث $\hat{\sigma}$: مصفوفات باولي

$\vec{n}$: متجهة الواحدة

لذلك فإن الدوران حول المحور (oZ) يعطى بالشكل:

$$\hat{\psi}_z = exp\left(i\,\varphi\hat{S}^{\,z}\right) \qquad (2)$$

وهكذا بالنسبة للمحور (oY) و (oX) حيث:

$$\hat{\psi}_y = exp\left(i\,\theta\hat{S}^{\,y}\right)$$

$$\hat{\psi}_x = exp\left(i\,\hat{S}^{\,y}\right)$$

وبما أن مؤثرات السبين تبادلية فيما بينها لكل عقدتين متجاورتين في الشبكة البلورية فإن تابع الموضع العام هو جداء مباشر لمؤثرات الدوران حول المحاور الإحداثية:

$$\hat{\Psi} = \prod_j \boldsymbol{\psi}_j \qquad (3)$$

وهكذا فإن تابع الموضع العام واعتماداً على ( 2 ) و ( 3 ) يعطى بالشكل التالي:

$$\widehat{\Psi} = \exp i\left(\varphi\hat{S}^{z}\right) \exp i\left(\theta\hat{S}^{y}\right) expi\left(\gamma\hat{S}^{z'}\right) exp\left(2ig\hat{Q}\right) \qquad (4)$$

حيث الحد الأخير في ( 4 ) يمثل مؤثر فاغنر الذي يصف عزوم ثمانيات الأقطاب $(\hat{Q})$ المتشكلة والتي يجب أن يلحظها التابع الموجي.

واعتماداً على ما سبق نحصل على التابع الموجي إذا أثرت الوضعية الأرضية $\langle 0|$ على تابع الموضع $(\widehat{\Psi})$ أي:

$$\left|\hat{\varphi}\right> = \exp i\left(\varphi\hat{S}^{z}\right) expi\left(\theta\hat{S}^{y}\right) \exp i\left(\gamma\hat{S}^{z'}\right) expi\left(2gQ\right)|0\rangle \qquad (5)$$

وبنشر كل حد من حدود ( 5 ) وفق ماك–لوران نحصل على التابع الموجي بالشكل الواضح التالي:

حيث مؤثر التحويلات الواحدية يعطى بالشكل:

$$\widehat{U}(\theta.\varphi.\gamma) = e^{-i\varphi\hat{S}_z} \cdot e^{-i\theta\hat{S}_y} \cdot e^{-i\gamma\hat{S}_{z'}} \qquad (6)$$

$$\hat{S}_z = \begin{pmatrix} \frac{3}{2} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & \frac{1}{2} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -\frac{1}{2} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -\frac{3}{2} \end{pmatrix}$$

$$\hat{S}^{+} = \begin{pmatrix} 0 & \sqrt{3} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 2 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \sqrt{3} \\ 0 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

$$\hat{S}^{-} = \bar{\hat{S}}^{+} = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & 0 \\ \sqrt{3} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 2 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \sqrt{3} & 0 \end{pmatrix}$$

$$\hat{S}^{+} = \hat{S}^{x} + i\hat{S}^{y} \quad ; \quad \hat{S}^{-} = \hat{S}^{x} - i\hat{S}^{y}$$

$$\hat{S}^{x} = \frac{\hat{S}^{+} + \hat{S}^{-}}{2}$$

$$\hat{S}^{y} = \frac{S^{+} - S^{-}}{2i}$$

$$|\psi\rangle = e^{-2ig\hat{Q}}\ \hat{U}\left(\theta, \varphi, \gamma\right)|0\rangle \qquad (7)$$

$$|0\rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix}$$

وعزم ثنائيات الأقطاب يعطى بالشكل:

$$\hat{Q} = \frac{1}{2i}\begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

بنشر مؤثر التحويلات الأولية وفق ماك – لوران نحصل على:

$$\hat{U}(\theta,\varphi,\gamma)=\begin{pmatrix}a_{11} & a_{12} & a_{13} & a_{14}\\ a_{21} & a_{22} & a_{23} & a_{24}\\ a_{31} & a_{32} & a_{33} & a_{34}\\ a_{41} & a_{42} & a_{43} & a_{44}\end{pmatrix}$$

$$a_{11}=e^{-i\frac{3}{2}(\varphi+\gamma)}cos^3\frac{\theta}{2}$$

$$a_{12}=-\sqrt{3}e^{-\frac{i}{2}(3\varphi+\gamma)}cos^2\frac{\theta}{2}sin^2\frac{\theta}{2}$$

$$a_{13}=\sqrt{3}e^{+\frac{i}{2}(\gamma-3\varphi)}sin^2\frac{\theta}{2}cos\frac{\theta}{2}$$

$$a_{14}=-sin^3\frac{\theta}{2}e^{i\frac{3}{2}(\gamma-\varphi)}$$

$$a_{21}=\sqrt{3}e^{-\frac{i}{2}(3\gamma+\varphi)}cos^2\frac{\theta}{2}sin\,\frac{\theta}{2}$$

$$a_{22}=e^{-\frac{i}{2}(\varphi+\gamma)}cos\,\frac{\theta}{2}(1-3sin^2\frac{\theta}{2})$$

$$a_{23}=-e^{\frac{i}{2}(\gamma-\varphi)}sin\,\frac{\theta}{2}(2-3sin^2\frac{\theta}{2})$$

$$a_{24}=\sqrt{3}e^{\frac{i}{2}(3\gamma-\varphi)}sin^2\,\frac{\theta}{2}cos\frac{\theta}{2}$$

$$a_{31}=\sqrt{3}e^{-\frac{i}{2}(3\gamma-\varphi)}sin^2\,\frac{\theta}{2}cos\frac{\theta}{2}$$

$$a_{32}=e^{\frac{i}{2}(\varphi-\gamma)}sin\frac{\theta}{2}(2-3sin^2\frac{\theta}{2})$$

$$a_{33}=e^{\frac{i}{2}(\varphi+\gamma)}cos\,\frac{\theta}{2}(1-3sin^2\frac{\theta}{2})$$

$$a_{34}=-\sqrt{3}e^{\frac{i}{2}(3\gamma+\varphi)}cos^2\,\frac{\theta}{2}sin\,\frac{\theta}{2}$$

$$a_{41}=e^{i\frac{3}{2}(\gamma-\varphi)}sin^3\frac{\theta}{2}$$

$$a_{42}=\sqrt{3}e^{\frac{i}{2}(3\varphi-\gamma)}sin^2\frac{\theta}{2}cos\,\frac{\theta}{2}$$

$$a_{43}=\sqrt{3}e^{\frac{i}{2}(3\varphi+\gamma)}cos\,\frac{\theta}{2}sin\,\frac{\theta}{2}$$

$$a_{44}=e^{i\frac{3}{2}}cos^3\,\frac{\theta}{2}$$

وبما أن:

$$e^{-2igQ}=cosg+ising\begin{pmatrix}0 & 0 & 0 & +1\\ 0 & 0 & 0 & 0\\ 0 & 0 & 0 & 0\\ -1 & 0 & 0 & 0\end{pmatrix}=\begin{pmatrix}cosg & 0 & 0 & sing\\ 0 & cosg & 0 & 0\\ 0 & 0 & cosg & 0\\ -sing & 0 & 0 & cosg\end{pmatrix}$$

فإن التابع الموجي (7) يأخذ الشكل الواضح التالي:

$$|\psi>=C_0|0\rangle+C_1|1\rangle+C_2|2\rangle+C_3|3\rangle \qquad (8)$$

*حيث:*

$$C_3=e^{i\frac{3}{2}\varphi}(e^{i\frac{3}{2}\gamma}sin^3\frac{\theta}{2}cosg+e^{i\frac{3}{2}\gamma}cos^3\frac{\theta}{2}sing)$$

$$C_2=\sqrt{3}e^{-i\frac{\varphi}{2}}(e^{i\frac{3}{2}\gamma}sin^2\frac{\theta}{2}cos\frac{\theta}{2}cosg-e^{i\frac{3}{2}\gamma}cos^2\frac{\theta}{2}sin\frac{\theta}{2}sing)$$

$$C_1=\sqrt{3}e^{-i\frac{\varphi}{2}}(e^{-i\frac{3}{2}\gamma}cos^2\frac{\theta}{2}sin\frac{\theta}{2}cosg-e^{i\frac{3}{2}\gamma}sin^2\frac{\theta}{2}cos\frac{\theta}{2}sing) \qquad (9)$$

$$C_0=\sqrt{3}e^{-i\frac{3}{2}\varphi}(e^{-i\frac{3}{2}\gamma}cos^3\frac{\theta}{2}cosg-e^{i\frac{3}{2}\gamma}sin^3\frac{\theta}{2}sing)$$

**القيم الوسطى لمؤثرات السبيين:**

ان القيم الوسطى لمؤثرات السبن وفق التابع الموجي(5) تأخذ الشكل التالي:

$$\langle\hat{s}^+\rangle=\langle\psi|\hat{s}^+|\psi\rangle=\frac{3}{2}cos2g\ sin\theta e^{i\varphi}$$

$$\langle\hat{s}^-\rangle=\langle\psi|\hat{s}^-|\psi\rangle=\frac{3}{2}cos2g\ sin\theta e^{-i\varphi}$$

$$\langle\hat{s}^z\rangle=\langle\psi|\hat{s}^z|\psi\rangle=\frac{3}{2}cos2g\ cos\theta$$

$$\langle\hat{s}^z\hat{s}^z\rangle=\frac{3}{4}(1+2cos^2\theta)$$

$$\langle\hat{s}^+\hat{s}^+\rangle=\frac{3}{2}e^{2i\varphi}sin^2\theta \qquad (10)$$

$$\langle\hat{s}^-\hat{s}^-\rangle=\frac{3}{2}e^{-2i\varphi}sin^2\theta$$

$$\langle\hat{s}^z\hat{s}^+\rangle=\frac{3}{4}e^{i\varphi}sin\,\theta(2cos\theta+cos2g)$$

$$\langle\hat{s}^+\hat{s}^z\rangle=\frac{3}{4}e^{i\varphi}sin\,\theta(2cos\theta-cos2g)$$

كما هو واضح فان القيم الوسطى لمؤثرات السبين في المجموعة (4) SU وفق التابع الموجي ( 3 ) تنطبق مع القيم الوسطى لمؤثرات السبين وفق التابع الموجي الذي يصف حركة الأمواج السبينية من أجل S = 1 أي في الفضاء الطوري الذي يملك ثلاث درجات من الحرية أي في المجموعة (3) SU.

ان قيمة شعاع السبين (القيمة الوسطى لشعاع السبين) في المجموعة SU(4) بالشكل العام تعطى بالعلاقة:

$$<\vec{\hat{S}}>\ =\ \frac{3}{2}\cos 2g\ \ (sin\theta\cos\varphi\ ,sin\theta\sin\varphi\ ,\cos\theta)$$

أما في المجموعة SU(3) :

$$<\vec{\hat{S}}>\ =\ \frac{1}{2}\cos 2g\ \ (sin\theta\cos\varphi\ ,sin\theta\sin\varphi\ ,\cos\theta)$$

وبذلك يكون الاختلاف بينهما في قيمة الثابت فقط وهو يمثل قيمة العزم المغناطيسي الذاتي في كلا المجموعتين.

ومن أجل سهولة الدراسة فيما بعد سوف نبين قيم رباعيات الأقطاب (وتسمى أحياناً تبادلات ثنائية) وثمانيات الأقطاب (تبادلات ثلاثية) والتي تأخذ الشكل التالي:

$$<\hat{S}^z\hat{S}^z>=\ \frac{3}{4}\ (1\ +2\ cos^2\theta)$$

$$<\hat{S}^+\hat{S}^+>\ =\ \frac{3}{2}\ e^{2i\varphi}\ sin^2\theta$$

$$<\hat{S}^-\hat{S}^->\ =\ \frac{3}{2}\ e^{-2i\varphi}\ sin^2\theta$$

$$<\hat{S}^z\hat{S}^+>\ =\ \frac{3}{4}\ e^{i\varphi}\ sin\ \ \theta\ (2\cos\theta+\cos 2g) \qquad (11)$$

$$< \hat{S}^{+}\hat{S}^{z} > \ = \ \frac{3}{4}\ e^{i\varphi}\ sin\ \ \theta\ (2\cos\theta - \cos 2g)$$
$$< \hat{S}^{-}\hat{S}^{z} > \ = \ < \hat{S}^{z}\hat{S}^{+} >$$
$$< \hat{S}^{z}\hat{S}^{-} > \ = \ < \hat{S}^{+}\hat{S}^{z} >$$
$$< \hat{S}^{+}\hat{S}^{-} > \ = 3[\frac{3}{4}\ sin^2\theta + \frac{sin^2\theta}{4}\ (sin^2\ \frac{\theta}{2}\ - cos^2\ \frac{\theta}{2}\ cos\theta)]$$
$$< \hat{S}^{-}\hat{S}^{+} > \ = 3[\frac{3}{4}\ sin^2\theta + \frac{sin^2\theta}{4}\ (sin^2\ \frac{\theta}{2}\ - sin^2 g\ cos\theta)]$$
$$< \hat{S}^{-}\hat{S}^{-}\hat{S}^{z} > = 3\ e^{-2i\varphi}\{\frac{sin^2\ \theta}{2}\ (2 - 2cos\ 2g\ cos\ \theta) - \frac{1}{2}\ (\cos 2g \sin\theta)\ \left[\cos 3\gamma\left(1 - \frac{sin^2\ \theta}{2}\right) - i\sin 3\gamma\cos\theta\right]\}$$
$$< \hat{S}^{+}\hat{S}^{+}\hat{S}^{z} > = < \hat{S}^{z}\hat{S}^{-}\hat{S}^{-} >$$
$$= \ -3\ e^{-2i\varphi}\{\frac{sin^2\ \theta}{2}\ (2 - 2cos\ 2g\ cos\ \theta) + \frac{\sin 2g\sin\theta}{2}\left[\cos 3\gamma\left(1 - \frac{sin^2\ \theta}{2}\right) - \ i\sin 3\gamma\cos\theta\right]\}$$
$$< \hat{S}^{+}\hat{S}^{+}\hat{S}^{+} > = < \hat{S}^{-}\hat{S}^{-}\hat{S}^{-} >$$
$$= \ 6\ e^{3i\varphi}\{\frac{sin\ 3\theta}{8}\ cos\ 2g - 2\frac{\sin 2g}{2}\left[e^{-3i\gamma}\left(sin^3\frac{\theta}{2}\right)^2 + e^{+3i\gamma}\left(cos^3\frac{\theta}{2}\right)^2\right]\}$$
$$< \hat{S}^{+}\hat{S}^{z}\hat{S}^{+} > = < \hat{S}^{-}\hat{S}^{z}\hat{S}^{-} > = \frac{3}{4}\ e^{2i\varphi}\sin\theta\ \{ cos2g\cos\theta\sin\theta = \ -2\sin 2g\left[\cos 3\gamma\left(1 - sin^2\frac{\theta}{2}\right) + i\sin 3\gamma\cos\theta\right]\}$$

## الدراسة التحليلية للنتائج ومناقشتها:

ان تسمية موجة السبين عند الوصف الشبه كلاسيكي للبلورات المغناطيسية يطلق على الاهتزازات قليلة السعة لشعاع السبن حول الوضعية الأرضية والتي تنتشر في البلورة على شكل أمواج مستوية ولمعرفة طاقة انتشار تلك الأمواج لابد من الحصول على اللاغرنجي ثم الهاملتوني ومنهما نحصل على علاقات التشتت وسويات الطاقية الخاصة للمغنونات (كم الأمواج السبينية) ننطلق من نموذج هايزنبرغ ذو أنيزوتروبية أحادية والذي يعطى بالشكل التالي[1,5,16]:

$$\hat{H} = 2J\sum_{J}\hat{\vec{S}}_j\hat{\vec{S}}_{j+1} + \delta\hat{S}_j^z\hat{S}_{j+1}^z \qquad (12)$$

بنشر مؤثرات السبين في ( 12) حول وضع التوازن بالنسبة لثابتة الشبكة البلورية $a_0$ مما يحقق الاقتراب من الحالة الكلاسيكية [2] ثم الانتقال من المجموع الى التكامل $(\sum_j \to \int\frac{dx}{a_0})$ أي :

$$\hat{\vec{S}}_{j+1} = \hat{\vec{S}}_j + a_0\hat{\vec{S}}_{jx} + \frac{a_0^2}{2}\hat{\vec{S}}_{jxx}$$

يمكن حساب قيمها الوسطى مع الأخذ بعين الاعتبار أن القيمة الوسطى للجداء يساوي جداء القيم الوسطية لها أي:

$$\langle\psi_j|S_jS_{j+1}|\psi_{j+1}\rangle = \langle\psi_j|\vec{S}_j|\psi_{j+1}\rangle + \langle\psi_j|\vec{S}_{j+1}|\psi_{j+1}\rangle$$

وذلك لأن مؤثرات السبين تبادلية فيما بينها في العقد المجاورة ولأن تابع الموضع  هو جداء مباشر لتوابع الموضع في كل عقدة من عقد الشبكة البلورية على حدة [3,17] أي:

$$|\psi\rangle = \prod_{j=1}^{N} |\psi_j\rangle$$

واعتمادا عليه وبعد الاحتفاظ بالحدود من المرتبة الثانية بالنسبة لثابتة الشبكة البلورية $a_0$وذلك لأن تأثير الح دود عالية الرتبة يكون ضعيف وبالتالي فان الهاملتوني يأخذ الشكل التالي:

$$\langle \hat{H} \rangle = -J \int \{\langle \hat{s}^+ \rangle \langle \hat{s}^- \rangle + (1+\delta)(\langle \hat{s}^z \rangle)^2 + \frac{a_0}{2}(\langle \hat{\vec{s}}_x \rangle)\} \frac{dx}{a_0} \qquad (13)$$

حيث:

$$\langle \hat{\vec{s}}_x \rangle = \langle \hat{S}^+ \rangle_x \langle \hat{S}^- \rangle_x - (1+\delta)\left(\langle \hat{S}_z \rangle_x\right)^2 - \frac{a_0}{2} \langle \hat{\vec{s}}_x \rangle$$

بتبديل القيم الوسطى لمؤثرات السبن من (11) في (13) نحصل على الهاملتوني بالشكل الواضح التالي:

$$\langle \hat{H} \rangle = -\left(\frac{3}{2}\right)^2 J \int cos^2 2g(1+\delta cos\theta) - \frac{{a_0}^2}{2}[(4sin^2 g g_x^2 + cos^2 2g sin^2\theta \varphi_x^2) + \delta(4sin^2 2g cos^2\theta g_x^2 + cos^2 2g sin^2\theta \theta_x + sin4g sin2\theta g_x \theta_x)] \frac{d_x}{a_0} \qquad (14)$$

إن التابع الموجي في الاحداثيات المركبة والتي تؤمن دوران كل عقدة من عقد الشبكة البلورية على حدى (( زوايا أولر )) في المواد الفيرومغناطيسية (المواد حديدية المغنطة) ذات سبين $S = \frac{3}{2}$ يحقق ما يلي:

1- يلحظ الوضعيات الاحتمالية الممكنة وعددها 2S+1 ( في حالتنا هذه 4= 2S+1 حيث $S = \frac{3}{2}$ ) وهي الوضعية الأساسية $C_0|0>$ وثلاث وضعيات مثارة أخرى$C_1|1>$و $C_2|2>$ و $C_3|3>$

2- شرط التنظيم (أو التوحيد) أي: $<\psi|\psi> \ = 1$

$$<\psi \mid \psi> \ = \left(C_0|0> + C_1|1> + C_2|2 + C_3|3>\right) \cdot (\overline{C_0} < 0| + \overline{C_1} < 1| + \overline{C_2} < 2| + \overline{C_3} < 3|)$$

بتبديل قيم $C_0$ , $C_1$ , $C_2$ , $C_3$ من (9) ومرافق كل حد نلاحظ أن:

$$<\psi \mid \psi> \ = 1$$

3- مؤثر كازيمير $<\hat{C}^2>$ :

$$<\hat{C}^2> \ = \ \frac{1}{2}\left(<\hat{S}^+\hat{S}^-> + <\hat{S}^-\hat{S}^+> + <\hat{S}^z\hat{S}^z>\right) = S\,(S+1) \qquad (15)$$

تبديل قيم عزوم رباعيات الأقطاب من (11) في $<\hat{C}^2>$ نلاحظ أن:

$$<\hat{C}^2> \ = \frac{15}{4}\,; S(S+1) = \frac{3}{2}\left(\frac{3}{2}+1\right) = \frac{15}{4}$$

4- مصونية مربع السبين:

$$<\hat{S}^2> \ = \ \frac{1}{2}\left(<\hat{S}^+><\hat{S}^-> + <\hat{S}^-><\hat{S}^+> + <\hat{S}^z><\hat{S}^z>\right) = S^2$$

بتبديل القيم الوسطى لمؤثرات السببين من ( 11 ) نلاحظ أن:

$$S^2 = \frac{9}{4}\ cos^2 2g$$

أي أن مصونية مربع السببين غير محقق لأن:

$$< \hat{S}^2 >= \frac{9}{4}\ cos^2 2g \neq S^2\ \left(\frac{3}{2}\right)^2 \qquad (16)$$

وبما أن درجة الحرية (g) تحدد عزوم ثمانيات الأقطاب فإن هذا يدل إلى أن تشكل ثمانيات الأقطاب يؤدي إلى اختزال مربع السبين أو بشكل آخر فإن اختزال السبين يحصل نتيجة تشكل ثمانيات الأقطاب وفي الحالة التي يكون فيها (g=0) فإن مصونية مربع السبين يصبح محققاً أي: $< \hat{S}^2 >= \frac{9}{4}\ cos^2 2g = \left(\frac{3}{2}\right)^2$ والسؤال الذي يطرح نفسه في هذه الحالة هل قانون المصونية (الانحفاظ) $S^2 + q^2 = cte$ محقق؟؟ حيث $(q^2)$ عزوم رباعيات الأقطاب المتشكلة حيث:

$$\hat{q}^2 = [< \hat{S}^- \hat{S}^+ >< \hat{S}^+ \hat{S}^z > + < \hat{S}^z \hat{S}^- >< \hat{S}^z \hat{S}^+ > + < \hat{S}^+ \hat{S}^+ > < \hat{S}^- \hat{S}^- > + (\tfrac{3}{2} - < \hat{S}^z \hat{S}^z >)]$$

وبتبديل القيم الوسطى لعزوم رباعيات الأقطاب من( 11 ) نحصل على:

$$\hat{q}^2 = \frac{9}{4}\, sin^2\theta \left(sin^2\theta - 8cos^2\theta + 2cos^2 2g\right) + (\tfrac{3}{2} - \tfrac{3}{2}cos^2\theta) \qquad (17)$$

ومن العلاقتين (16) و (17) نلاحظ أن: $S^2 + q^2 \neq cte$ أي أن قانون الانحفاظ غير محقق وهو ما يدل مرة أخرى إلى أن اختزال قيمة السبين يحصل ليس فقط على حساب تشكل ثمانيات الأقطاب بل وعلى حساب تشكل رباعيات الأقطاب أيضاً

وبالتالي فإن قانون المصونية يصبح:

$$\hat{s}^2 + \hat{q}^2 + \hat{f}^2 = \left(\frac{3}{2}\right)^2$$

## معادلات الحركة:

للحصول على المعادلات الديناميكية التي تصف حركة أمواج السبين في تلك المواد وفق نموذج هايزنبرغ في الإحداثيات المركبة لابد من:

الحصول على اللاغرنجيان:

$$L = i\hbar \left\langle \Psi \middle| \frac{\partial}{\partial t} \middle| \Psi \right\rangle - H \qquad (18)$$

بتبديل ( 8 ) في (18) نحصل على اللاغرنجي بالشكل التالي:

$$L = \frac{3}{2}\hbar(cos2g\dot{\gamma} + cos2gcos\theta\dot{\varphi}) - H \qquad (19)$$

حيث

$$\langle \hat{H} \rangle = c \int H \frac{dx}{a_0}$$

ويمكننا الآن بمساعدة اللاغرانجي الحصول على المعادلات الديناميكية بالشكل التالي:

$$\frac{\partial}{\partial t}\frac{\partial l}{\partial \dot{q}} - \frac{\partial l}{\partial q} + \frac{\partial}{\partial x}\frac{\partial l}{\partial q_x} = 0 \qquad (20)$$

حيث: $q = (\theta, \varphi, \gamma, g)$ الإحداثيات المعممة.

بوضع ( 19 ) في ( 20 ) نحصل على المعادلات الديناميكية بالشكل الواضح التالي:

$$\frac{3}{2}\hbar\dot{\varphi}=\frac{1}{cos2gsin\theta}\frac{\delta H}{\delta\theta}$$
$$\frac{3}{2}\hbar\dot{g}=\frac{1}{2cos2g}\frac{\delta H}{\delta\theta}$$
$$\frac{3}{2}\hbar\dot{\theta}=\frac{1}{cos2gsin\theta}\left(\frac{\delta H}{\delta\varphi}-cos\theta\frac{\delta H}{\delta\gamma}\right) \qquad (21)$$
$$\frac{3}{2}\hbar\dot{\gamma}=\frac{cos\theta}{cos2gsin\theta}\frac{\delta H}{\delta\theta}-\frac{1}{sin2g}\frac{\delta H}{\delta g}$$

حيث:

$$\frac{\delta H}{\delta q}=\frac{\partial H}{\partial q}+\frac{\partial}{\partial x}\frac{\partial H}{\partial q_x}$$

نبدل قيمة H من ( 14 ) في معادلات الحركة ( 21 ) نحصل على:

$$\hbar\dot{\varphi}=\frac{3}{2}J\left[-2\delta cos2gsin\theta+a_0^2(\frac{cos2g}{sin\theta}\theta_{xx}-4\frac{sin2g}{sin\theta}g_x\theta_x-2cos2gcos\theta\varphi_x^2)\right]$$
$$\hbar\dot{\theta}=\frac{3}{2}J[a_0^2(cos2gsin\theta\varphi_{xx})+2cos2gcos\theta\varphi_x\theta_x-4sin2gsin\theta g_x\varphi_x)] \qquad (22)$$
$$\hbar\dot{\gamma}=\frac{3}{2}J[-2cos2g+a_0^2(2sin2gg_{xx}+4sin2gctg\theta g_x\theta_x)+cos2g(\varphi_x^2+\theta_x^2+4g_x^2-ctg\theta\theta_{xx})]$$
$$\hbar\dot{g}=0$$

إن هذه المعادلات والتي تصف حركة أمواج السبين في الفيرومغانط ذات سبين $S=\frac{3}{2}$ وفق نموذج هايزنبرغ ذو أنيزوتروبية تبادلية ومحور وحيد ولين مثيرة للاهتمام إذ أن المعادلتين الأولى والثانية تؤولان إلى معادلتي لانداو–ليفشيتس وذلك عندما g=0 أي بفرض عدم تشكل ثمانيات أقطاب (لأن g تحدد عزوم ثمانيات الأقطاب) وهذا ما يؤكد مرة أخرى على أن تشكل ثمانيات الأقطاب يؤدي لاختزال مربع السبين ويؤدي أيضاً لإزاحة حدود القطاعات المغناطيسية ضمن الشبكة البلورية كما تؤكد معادلتي لانداو–ليفشيتس وهو بدوره يؤدي لإزاحة العزوم المغناطيسية الذاتية عن الوضعية الأرضية ضمن الخلية الابتدائية وهذه الإزاحة تنتشر على شكل موجة مستوية في الشبكة البلورية وحيدة البعد.

## علاقات التشتت وسويات الطاقة:

لحل جمل المعادلات ( 22 ) نجعلها خطية ومتجانسة ضمن الشروط التالية:

g=0 : بفرض أن تأثير ثمانيات الأقطاب ضعيف في هذه الحالة فإن عزوم ثمانيات الأقطاب تنطبق على المحور

$\theta=\frac{\pi}{2}$ (oz): وهي الزاوية التي تحد موضع شعاع السبين بالنسبة للمحور (ox)

$\varphi=0$ :وهي الزاوية التي تحدد موضع شعاع السبين للمحور (oy)

إن هذه الشروط يمكن اعتمادها وذلك لأنه وفق زوايا أولر [ 3,8] فإن $0\le\varphi$ و $\theta<2\pi$ وهي التي تحقق الاقتراب من السوية الأرضية

اعتماداً على الشروط الحدية السابقة فإن المعادلات الديناميكية لشعاع السبين ( 20 ) تأخذ الشكل التالي:

$$\frac{1}{w_0}\,\dot{\varphi} = \frac{3}{2}\,(2\delta)\theta + \frac{3}{2}a_0^2\theta_{xx}$$
$$\frac{1}{w_0}\,\dot{\theta} = \frac{3}{2}a_0^2\varphi_{xx} \qquad (23)$$
$$\frac{1}{w_0}\,\dot{\gamma} = -3\gamma$$

حيث:

$$w_0 = \frac{J}{\hbar a_0}$$

هذه المعادلات تقبل حلول على شكل أمواج مستوية من الشكل:

$$\varphi = \varphi_0 expi(K_x - w_1 t)$$
$$(24)$$
$$\theta = \theta_0 expi(K_x - w_1 t)$$

نبدل ( 24) في ( 23) فنحصل على:

$$-i\frac{w_1}{w_0}\varphi_0 = -\theta_0\left(\frac{3}{2}a_0^2K^2 + 3\delta\right)$$
$$-i\frac{w_1}{w_0}\theta_0 = -\varphi_0\left(\frac{3}{2}a_0^2K^2\right)$$

إن جملة المعادلات ( 23 ) خطية ومتجانسة فإن الحل يتحقق عندما يكون محدود الأمثال معدوم أي:

$$\begin{vmatrix} -i\frac{w_1}{w_0} & -(\frac{3}{2}a_0^2K^2 + 3\delta) \\ -\frac{3}{2}a_0^2K^2 & -i\frac{w_1}{w_0} \end{vmatrix} = 0 \qquad (\ 25\ )$$

وبالتالي :

$$\frac{w_1^2}{w_0^2} = \left(\frac{3}{2}a_0^2K^2 + 3\delta\right)\left(\frac{3}{2}a_0^2K^2\right)$$
$$w_1 = w_0 a_0 K\sqrt{\frac{3}{2}(\frac{3}{2}a_0^2K^2 + 3\delta)}$$

في الحالة التي يكون فيها $(\delta = 0)$ فإن:

$$w_1 = \frac{3}{2}w_0a_0^2K^2$$

وبالتالي فإن سوية الطاقة الأولى حيث $E = \hbar w$ تعطى بالشكل:

$$E_1 = \hbar w_1 = \frac{3}{2}\hbar w_0 a_0^2K^2 \qquad (\ 26)$$

ومن المعادلة الثالثة من جملة المعادلات ( 23) نحصل على علاقة التشتت والسوية الثانية:

$$w_2 = 3w_0$$
$$(27)$$
$$E_2 = \hbar w_2 = 3\hbar w_0$$

من (27) و ( 26 ) نلاحظ وجود نوعان من الأمواج إحداها ذات ترددات منخفضة $(w_1)$ والأخرى ذات ترددات مرتفعة $(w_2)$، إن الأمواج ذات الترددات المنخفضة تضم الأخرى ومعاً يشكلان تهيجات شبه سليتونية تنتشر في البلورة .[ 17 ]

## مناقشة سويات الطاقة:

1–نلاحظ وجود أمواج ذات ترددات منخفضة ( $E_1$) ونوعان آخران من الاهتزازات ذات ترددات مرتفعة $E_3$ و $E_2$ هذا يشير إلى أن الأمواج ذات الترددات المنخفضة تحتل جزء من الفضاء الطوري SU(3) أما الأمواج ذات الترددات المرتفعة تحتل ما تبقى من ذلك الفضاء **وهذه نتيجة مهمة** لأن مختلف الدراسات تظهر فقط الأمواج منخفضة التردد .[3,14,15]

2– ان طيف طاقة المغنونات تتناسب عكسا مع شدة الحقل المغناطيسي الخارجي المؤثر(A) وهذا يشير الى أن زيادة الحقل المغنطيسي المؤثر يجبر العزوم المغناطيسية الذاتية للعودة الى وضع التوازن والتناسق أي أن العزوم تصبح أكثر استقرارا (متوازية وفي اتجاه واحد).

3–اذا كانت شدة الحقل المغناطيسي معدومة وثابتة الأنيزوتروبية الذاتية معدومة أيضا فان سويتي الطاقة الثانية و الثالثة تنطبقان وهذا يدل الى أن طاقة التأثير الذاتية تلعب دورا كبيرا في اظهار البنية الدقيقة لسويات الطاقة.

4–اذا كان $\kappa = 0$ فان طيف الطاقة يحوي منطقة طاقية ممنوعة عرضها $\hbar\, \omega_0 \big(2\bar{\delta} - A\big)$ وهي تتوضع بين السوية الثانية و الثالثة .

5–اذا أثر الحقل المغناطيسي الخارجي بعكس جهة العزوم الذاتية (بعكس المحور oz) فان ذلك يؤدي لتغير إشارة الحقل (A) في (11) لتصبح موجبة وهذا يؤدي بدوره الى :

- أن طيف طاقة المغنونات تصبح متناسبة تناسبا طرديا مع شدة الحقل وبالتالي كلما زادت شدة الحقل تزداد حالة عدم استقرار العزوم الذاتية ما يؤدي لزيادة سعة الاهتزاز.
- زيادة عرض المنطقة الطاقية الممنوعة.

## الاستنتاجات والتوصيات

## الاستنتاجات:

لدراسة نماذج هايزنبرغ متباينة الخواص وذات محور لين في الاحداثيات الأساسية للحصول على سويات الطاقة وسرعة انتشار الأمواج السبينية في المواد حديدية المغنطة الواقعة تحت تأثير حقل مغناطيسي خارجي حصلنا على النتائج التالية:

1–إيجاد طريقة شبه كلاسيكية يتم من خلالها دراسة ظاهرة كمية بطريقة تقليدية.

2–تشكل رباعيات وثمانيات أقطاب تؤدي الى اختزال قيمة مربع السبين.

3–تشكل أمواج ذات ترددات مرتفعة تتقاسم أبعاد الفضاء الطوري مع الأمواج منخفضة التردد.

4–ان ثابتة تباين الخواص وشدة الحقل المغناطيسي الخارجي تؤثران بشكل ملحوظ على سويات الطاقة.

5–التمكن من تحديد السوية الأساسية والتأكد من أن متعددات الأقطاب المتشكلة تؤثر بشكل كبير على طاقة انتشار أمواج السبين.

**التوصيات:**

ان الاستخدام الواسع للبلورات المغناطيسية في مختلف الأوساط ولاسيما في الالكترونيات الدقيقة والالكترونيات سريعة التأثر تحتم دراسة تأثير الظواهر اللاخطية الملاحظة في تلك البلورات والناتجة عن مختلف التأثيرات ( ذاتية كانت أو خارجية) على أداء البلورات المغناطيسية ، ويمكن دراسة تأثير حقل مغناطيسي خارجي متغير الاتجاه والشدة وثابتة الانيزوتوبية والايزوتروبية ودرجة الحرارة على طاقة انتشار أمواج السبين وعزوم رباعيات وثمانيات الأقطاب والذي من المحتمل أن ينعكس على خواص السوية الأرضية وعلى خواص البلورات المغناطيسية موضوع الدراسة وخاصة الناقلية الكهربائية والسعة الحرارية النوعية وبالتالي الاجابة على السؤال التالي: هل لتوضعات السبين تأثير على الناقلية الكهربائية أو الحرارية؟!

## Reference

[1] Kh.o. Abdullaev, M. Aguero, A.V .Makhnkov, Kh.Kh Momenov,*Generalizd* Spin *Coherents States As A Tool To Study Qlassical Behaviour Of The Heisenbrg Ferromagnet,Dubna.2019.*

[2] K.K. Pushkarov, M Prematarov,*Solitony Cluster Of Spin Dviation And Lattice Deformation In Antimonic Ferromagnetic Chain . M.Nauka*,2020.

L.Q Landau, E.M. Leavshets,*Non Relativity Theory On Quantom* [3] Mechanics.*Tom* ,Mosco,1989.

[4] Z. Roustom ,*Spin Waves In Ferromagn* ,Tishreen University Journal of science,Folder32 issue,no.1,2010 .

[5] Ch.Kittel *Introduction To Solid State Physics , seventh edition USA.* John Wiley&SONS,inc.2010

[6] A.C. Davidov *SOLID STATE THEORY,*Nauka Moscow,1990.

[7] K.h.O.Abdulloev and K.h.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.

[8] A.C. Davidov ,*QUANTUM MECHANICS* ,Nauka Moscow 1990.

[9] R.P. FEYNMAN, Leighton, R.B, Matthew Sands, *The Feynman Lectures On Physeics***,** printed Mer, Moscow 1987.

[10] 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.*

[11] Z. Rostom,*The Semi Classic Description And Dynamic Equations Of Spin Waves In Ferromagnetic With Spin S=1/2 Complex Coordainates System.* Al-Paas University journal of science 2014. of

[12] A.Kuezer A.Daria Kmek, V.G,*Spin Waves,Nauak Moscow, 2019*

[13] Z. 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.

[14] O.C Krenchec, *Physics Of Magnetical Phenomena ,* Moscow University ,1985.

[15] T.M Nguyer, M.G Cottan, *Spin Wave In Ferromagnetic Nonotube, Department Of Physics And Astronomy University Of Western Ont,London,Ontario,Canada,2006,N6A-3k7.*

[16] G.R. Milton,Pereira, R.G. Costa Filho, M.G. Cottam,Dipole-exchange spin waves in heterostructures with a non-magnetic spaser. journal of Magnetic Material, e272,e276,2007.
[17] Ziead Roustom,*studying Magnons in iron magnits with spin S=1/2 according to the Heisnberg triaxis oneionic model in the structured coordinates.*Tishreen University .journal of science . FOLDER *44*,2021