

دراسة الترتيب المغناطيسي لبلورات

Fe/Si باستخدام انعراج ميوسباور

د. مصطفى ديولو

جامعة البعث - كلية العلوم - قسم الفيزياء

ملخص:

تمت دراسة انعراج أشعة ميوسباور بواسطة بلورات مرتبة مغناطيسياً تحتوي على نوى ميوسباورية لـ Fe/Si. لقد تبين انه بالنسبة للبلورات التي يودي تركيبها المغناطيسي الى ترتيب الحقول المغناطيسية في نوى ميوسباورية، فان الانعراج يظهر الحد الأقصى لبراغ المغناطيسي. لا تتطابق مواضع هذه الحدود القصوى بشكل عام مع مواضع حدود رايلي القصوى. يحتوي استقطاب الإشعاع المنتشتت عند زوايا براغ على معلومات حول اتجاه الحقول المغناطيسية في نوى ميوسباور بالنسبة للاتجاهات البلورية. تم إعطاء تغيرات الاستقطاب والمقطع العرضي للنتشتت المترابط في حالة انشطار زيمان الكبير للنوى المنتشتتة. من ثم درس الترتيب المغناطيسي لبلورة فيرومغناطيسية-عكسية من خلال انعراج ميوسباور.

كلمات مفتاحية:

انعراج ميوسباور-الترتيب المغناطيسي- سعة نتشتت ميوسباور-المقطع العرضي للنتشتت المترابط- بلورة فيرومغناطيسية-عكسية.

A study of magnetic ordering for Fe/Si crystals using Mossbauer diffraction

Dr. MUSTAFA Dilo

University of Al-Baath –Faculty of Science –Dept, of Physics

Abstract:

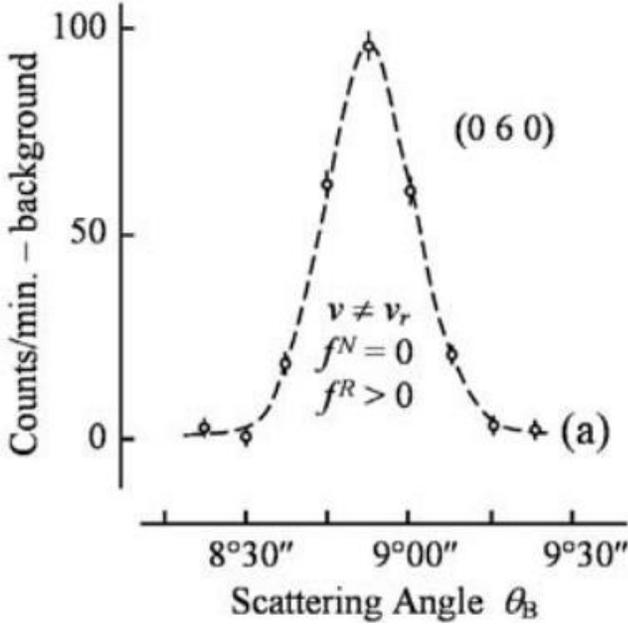
The diffraction of Mossbauer rays was studied by magnetically ordered crystals containing Mossbauer nuclei of Fe/Si. It has been shown that for crystals whose magnetic structure leads to the ordering of magnetic fields at Mossbauer nuclei, the diffraction shows a magnetic Bragg maxima. The positions of these maxima do not generally coincide with the positions of the Rayleigh maxima. The polarization of the scattered radiation at Bragg angles contains information about the orientation of the magnetic fields at the Mossbauer nuclei with respect to the crystallographic directions. The polarization and cross-section changes of coherent scattering in the case of large nuclear Zeeman splitting of scattered nuclei are given. Then the magnetic ordering of an anti-ferromagnetic crystal was studied through Mossbauer diffraction.

الهدف من البحث:

1. دراسة انعراج ميوسباور .
2. دراسة سعة التشتت الميوسباورية الموافقة للانعراج.
3. دراسة الترتيب المغناطيسي لبلورة Fe/Si بواسطة انعراج ميوسباور .

مقدمة:

إن الاهتمام الرئيسي بانعراج ميوسباور يأتي من المقطع العرضي الكبير الذي يمكن الوصول إليه عند التجاوب. ومن أجل مراقبة انعراج أشعة ميوسباور النقية، يجب تقليل سعة تشتت رايلي إلى كمية صغيرة لا تذكر أو إزالتها تماماً. تمت ملاحظة انعراج Mossbauer لأول مرة في [31] $[K_4Fe(CN)_6 \cdot 3H_2O (90\% \text{ } ^{57}Fe)]$. باستخدام مستوي الانعكاس $\{0\ 6\ 0\}$ وسرعة مصدر التجاوب المتوقع $v_r \neq v$ ، تم قياس التبعية الزاوية لكثافة التشتت كما هو موضح بالشكل (1). تبين أن ذروة الانعراج الكبيرة نسبياً عند $\theta_B = 8^\circ 50'$ ترجع إلى تشتت رايلي [1]. تم دراسة أبحاث عديدة اعتماداً على انعراج أشعة غاما الميوسباورية، وعلى وجه الخصوص بواسطة بلورات مرتبة مغناطيسياً سواء من الناحية النظرية أو التجريبية وذلك لدواعي اكتشاف بعض التأثيرات الفيزيائية المهمة والتطبيقات الممكنة [2-7].



ش. (1).

يمكن دراسة الترتيب المغناطيسي في البلورات بواسطة انعراج أشعة غاما الميوسباورية حيث أن نظرية انعراج أشعة غاما الميوسباورية من خلال شبكات بلورية مرتبة مغناطيسياً بتقريب بورن هي الحالة الأكثر عمومية مما كانت عليه في المرجع [8]. من المعروف أن مفعول ميوسباور واسع الانتشار يستخدم كطريقة بحثية لدراسة الهياكل الهندسية البلورية ذات الترتيب المغناطيسي. في هذا العمل يمكن تحليل التراكيب البلورية المغناطيسية بناءً على دراسة أطياف الامتصاص الميوسباورية واعتمادها على

الاتجاه المغناطيسي للحقل المطبق على البلورة الممتصة. من خلال هذه الطريقة، يمكن التوصل الى استنتاجات معينة حول الترتيب المغناطيسي في البلورة. تعتبر هذه المعلومات من حيث المبدأ كافية لتحديد بنية الشبكة البلورية. فمثلاً لا يمكن الحصول على فترة الترتيب المغناطيسي بهذه الطريقة. ويعطي انعراج أشعة غاما الميوسباورية معلومات أكثر تفصيلاً عن البنية البلورية المغناطيسية من تجارب الامتصاص الميوسباورية. من أجل البلورات المرتبة مغناطيسياً يظهر تشتت ميوسباور حد براغ المغناطيسي الأعظمي ويعطي معلومة عن الترتيب المغناطيسي المشابه لذلك الذي يمكن الحصول عليه عن طريق انعراج النيوترونات. لكن انعراج ميوسباور يحدد ترتيب الحقول المغناطيسية في النوى الميوسباورية [6]. في انعراج ميوسباور تعتمد شدة واستقطاب أشعة غاما عند الحد الأقصى لبراغ على اتجاه الحقول المغناطيسية في النواة بالنسبة للمحاور البلورية [6، 1]. وبما أن ترتيب الحقول المغناطيسية في النوى هو نتيجة لترتيب العزم الذري، فإن انعراج ميوسباور يسمح لنا بالتوصل إلى استنتاجات حول طبيعة ترتيب العزم الذري. يعود السبب لإمكانية دراسة البنية البلورية المغناطيسية عن طريق انعراج ميوسباور الى اعتماد تشتت ميوسباور على مقدار واتجاه الحقل المغناطيسي في نواة التشتت. بناءً على ذلك يتم في هذا البحث دراسة الترتيب المغناطيسي لبلورة فيرومغناطيسية-عكسية (Fe/Si) باستخدام انعراج ميوسباور.

سعة تشتت ميوسباور لبلورات Fe/Si

يمكن التعبير عن تشتت أشعة ميوسباور من خلال بلورة Fe/Si التي فيها الحقول المغناطيسية في النوى الميوسباورية مرتبة وفق توجه محدد. من المفترض أن نواة ميوسباور ^{57}Fe في البلورة تقع في المواقع التي لها ρ قيم مختلفة للحقل المغناطيسي H. ومن المفترض أيضاً أن جميع القيم كبيرة بما يكفي لإنتاج انشطار زيمان النووي وهو أكبر بكثير من عرض الخط الطيفي الميوسباوري وعرض الخط لأشعة غاما الساقطة أقل من انشطار زيمان للسويات النووية. ومن المفترض أيضاً أن زمن استرخاء السبينات النووية في الشبكة البلورية أطول بكثير من عمر السوية الميوسباورية [1، 6، 10].

لنعتبر بدايةً عن تشتت ميوسباور بواسطة نواة فردية. يمكن اعتبار مرحلتين في عملية التشتت التجاوبي: (1) امتصاص كوانت غاما الساقط والمصحوب بانتقال النواة للحالة المتحرضة، (2) إصدار كوانت غاما بواسطة النواة المتحرضة. إن العبارات المفروضة مثل عرض سوية ميوسباور وعرض خط اشعة غاما الساقطة وانشطار زيمان النووي، وزمن استرخاء السبين النووي تسمح لنا بافتراض أنه إذا تم استيفاء شروط تشتت التجاوب للنواة فإن التشتت يستمر عبر سويات زيمان المحددة للحالات النووية البدائية والمتوسطة. ولذلك يمكن كتابة سعة التشتت في النموذج [6،9] بالشكل

$$f(\mathbf{k}, \mathbf{n}; \mathbf{k}', \mathbf{n}')_{m_1 m_2 m_3} = C(\mathbf{n}^* \cdot \mathbf{n}_{m_2 m_2})(\mathbf{n}' \cdot \mathbf{n}_{m_3 m_2} '*)[I(\mathbf{k})_{m_2 m_1} I(\mathbf{k}')_{m_2 m_3}]^{1/2}, \quad (1)$$

حيث \mathbf{k} ، \mathbf{k}' - متجهات موجية لكوانتات غاما الساقطة والمنتشرة، على التوالي، \mathbf{n} - شعاع الاستقطابية لكوانت غاما البدائي، \mathbf{n}' - شعاع الاستقطابية الموافق لكوانت غاما المنتشت، و $n_{m_i m_f}$ ($n_{m_i m_f}'$) - شعاع الاستقطابية الذي تم إصداره في تحويل زيمان $m_i \rightarrow m_f$ في اتجاه k (k')، و $I(\mathbf{k})_{m_i m_f}$ ($I(\mathbf{k}')_{m_i m_f}$) - شدة الاصدار في نفس التحويل وفي نفس الاتجاه، و C - معامل ثابت. عند الأخذ بعين الاعتبار أن الافتراض السابق وتبعية C الى طاقة الكوانت غاما الساقط، نفترض أن C تختلف عن الصفر فقط عندما تساوي طاقة كوانت غاما الساقط الى طاقة التحول $m_2 \rightarrow m_1$. تتميز سعة التشتت بثلاث أدلة m_1, m_2, m_3 ، التي تشير الى مساقط العزوم النووية على اتجاه الحقل المغناطيسي في الحالة البدائية والمتوسطة والنهائية على التوالي للنواة المنتشرة. إن العبارات الخاصة بالنسبة لـ $\mathbf{n}_{m_2 m_1}$ ، $I(\mathbf{k})_{m_2 m_1}$ في حالة التحول الميوسباوري الـ 2^L -قطب تكون:

$$\mathbf{n}_{m_2 m_1} = \left[(\cos \alpha) \frac{\mathbf{k} \times [\mathbf{k} \times \hat{\mathbf{h}}]}{|\mathbf{k} \times [\mathbf{k} \times \hat{\mathbf{h}}|]} + i (\sin \alpha) \frac{\mathbf{k} \times \hat{\mathbf{h}}}{|\mathbf{k} \times \hat{\mathbf{h}}|} \right] e^{iM\varphi}, \quad \tan \alpha = \frac{e_2}{e_1}, \quad (2)$$

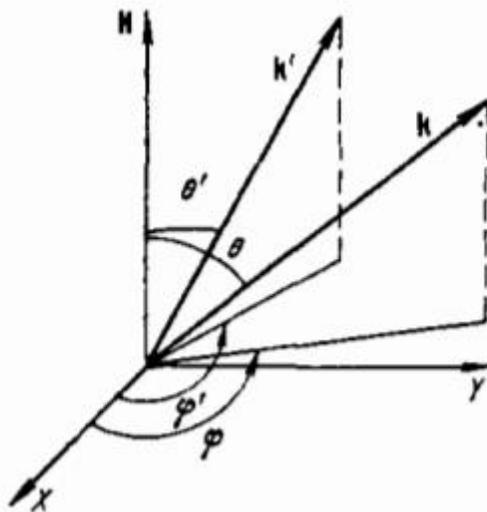
$$I(\mathbf{k})_{m_2 m_1} = \frac{1}{4} \begin{pmatrix} j_1 & L & j_2 \\ m_1 & M & -m_2 \end{pmatrix} (e_1^2 + e_2^2). \quad (3)$$

حيث $M = m_2 - m_1$ ، و j_1, j_2 - عزما الحالتين النووية الأساسية والمتحيزة على التوالي، و \hat{h} - شعاع واحدة باتجاه الحقل المغناطيسي في النواة المتشنتة، و θ - الزاوية بين \hat{h} و $\hat{k} = \mathbf{k}/|\mathbf{k}|$ ، و φ - الزاوية السمتية لـ \mathbf{k} في جملة الاحداثيات محورها Z يتطابق مع الاتجاه المباشر للحقل المغناطيسي كما في الشكل (2). إن قيمة L تتبع للحقل المغناطيسي. ويعطى كل من $\mathbf{n}_{m_2 m_1}'$ و $I(\mathbf{k}')_{m_2 m_3}$ بواسطة المعادلات (3) و(2)، باستبدال \mathbf{k} بـ \mathbf{k}' و φ بـ φ' و m_1 بـ m_3 . و e_1 و e_2 هما محددات المصفوفة النووية المختزلة التي بدورها تتبع الزاوية θ ، التي قيمها موضحة في الجدول (1). يمكن استنتاج أن الحد الأقصى لانعراج النووي يعود الى تبعية سعة تشتت ميوسباور على تدرج الحقل الكهربائي حول نواة التشتت الميوسباورية. كونها تتبع إلى e_1 و e_2 .

يُعبّر عن تبعية سعة التشتت للمتجهات \hat{h} ، \mathbf{k} ، \mathbf{k}' من خلال θ ، θ' ، φ ، φ' . كما يتضح من المعادلة (1) و(2) أن التبعية لـ φ و φ' تظهر في المعامل الطوري فقط [6]. من أجل سعة التشتت المترابط ($m_1 = m_3$) المستخدمة أدناه، يكون المعامل الطوري مساوياً الى $e^{-iM(\varphi' - \varphi)}$.

$$\text{جدول (1) : قيم } e_i = \left| \begin{pmatrix} j & L & j' \\ m & M & -m' \end{pmatrix} \right|^{-1} e_i \text{ لتحويلات ثنائي القطب}$$

$e_i^n (M)$	$E (1)$	$M 1$
$e_1^n (0)$	$-\sqrt{\frac{3}{2}} \sin \theta$	0
$e_1^n (\pm 1)$	$\mp \frac{\sqrt{3}}{2} \cos \theta$	$-\frac{\sqrt{3}}{2}$
$e_1^n (\pm 2)$		
$e_2^n (0)$	0	$\sqrt{\frac{3}{2}} \sin \theta$
$e_2^n (\pm 1)$	$\frac{\sqrt{3}}{2}$	$\pm \frac{\sqrt{3}}{2} \cos \theta$
$e_2^n (\pm 2)$		



ش. 2. تعريف الزوايا في تعبيرات شدة واستقطاب أشعة غاما.

المقطع العرضي للتشتت المترابط بواسطة بلورة Fe/Si واستقطابية الكوانتات

المتشنت

يمكن التعبير عن المقطع العرضي لإشعاع غاما الميوسباوري المتشنت باستخدام المعادلة (1). حيث يمكن الحصول اعتماداً على النظرية الحركية لانعراج في تقريب بورن لأجل بلورة لا نهائية على المقطع العرضي التفاضلي لتشتت كوانت غاما الساقط k ، في اتجاه k' مع شعاع الاستقطاب n'

$$d\sigma(k, n; k', n')$$

$$= \frac{A\eta^2}{(2j_1 + 1)^2} \left| \sum_{l=1}^P f_l(k, n; k', n') e^{i(k-k').rl} \right|^2$$

$$\times \sum_r \delta(k - k' - \tau) d\Omega_k,$$

$$= \left| \sum_{l=1}^p (n^* \cdot n_{tl})(n' \cdot n'_{tl} *) F_l \right|^2 \sum_{\tau} \delta(k - k' - \tau) d\Omega_{k'},$$

$$F_l = C e^{i(k, k').rl} [I(k)I(k')]^{1/2}.$$

(4)

τ - شعاع الشبكة التبادلي للبنية البلورية المغناطيسية، و r تحدد موضع النواة المتشنتة، و l تحدد القيم الكمية المتعلقة بقيمة الحقل المغناطيسي، و η - تركيز النظير الميوسباوري ^{57}Fe ، و A هو مقدار ثابت يمكن اعتبار قيمته 1، كما في المعادلة

(4). تتعين السعة بواسطة المعادلة (1) من أجل $m_3 = m_1$. بالنتيجة تشمل المعادلة

(4) نواة ميوسباور ^{57}Fe ضمن الوحدة البدائية للشبكة [10، 6، 5]. يتم تحديد متجهة

استقطاب الاشعاع المتشتت \mathbf{n}'_0 عند زاوية براغ بواسطة العلاقة

$$\mathbf{n}'_0 = \frac{N}{|N|}, \quad N = \sum_{l=1}^P \mathbf{n}_{tl}' (\mathbf{n} \cdot \mathbf{n}_{tl}^*) F_l^*. \quad (5)$$

يعطى المقطع العرضي التفاضلي الكلي $d\sigma(\mathbf{k}, \mathbf{n}; \mathbf{k}')$ في الاتجاه \mathbf{k}' حسب العلاقة

$$\begin{aligned} d\sigma(\mathbf{k}, \mathbf{n}; \mathbf{k}') &\equiv d\sigma(\mathbf{k}, \mathbf{n}; \mathbf{k}', \mathbf{n}'_0) \\ &= |\sum_{l=1}^P (\mathbf{n}^* \cdot \mathbf{n}_{tl}) \mathbf{n}_{tl}' F_l|^2 \sum_{\tau} \delta(\mathbf{k} - \mathbf{k}' - \boldsymbol{\tau}) d\Omega_{\mathbf{k}'}. \end{aligned} \quad (6)$$

يمكن الحصول على عبارة المقطع العرضي التفاضلي للتشتت لأجل تشتت الاشعاع الساقط اللامستقطب في الاتجاه \mathbf{k}' بمتجه استقطاب \mathbf{n}' ، حيث يمكن الحصول على

$d\sigma(\mathbf{k}, \mathbf{k}'; \mathbf{n}')$ باستخدام المعادلة (5) في الشكل

$$\begin{aligned} d\sigma(\mathbf{k}, \mathbf{k}'; \mathbf{n}') & \\ &= \frac{1}{2} |\sum_{l=1}^P \mathbf{n}_{tl} (\mathbf{n}_{tl}'^* \cdot \mathbf{n}') F_l|^2 \sum_{\tau} \delta(\mathbf{k} - \mathbf{k}' - \boldsymbol{\tau}) d\Omega_{\mathbf{k}'}. \end{aligned} \quad (7)$$

يمكن الحصول على المقطع العرضي الكلي التفاضلي للتشتت لإشعاع لا مستقطب في

الاتجاه \mathbf{k}' ، $d\sigma(\mathbf{k}; \mathbf{k}')$ من المعادلة (5). بصورة نهائية بالشكل

$$d\sigma(\mathbf{k}; \mathbf{k}') = \frac{1}{2} \sum_{ll'} (\mathbf{n}_{tl} \cdot \mathbf{n}_{tl}'^*) (\mathbf{n}_{tl}'^* \cdot \mathbf{n}_{tl}') F_l F_{l'}^*$$

$$\times \sum_{\tau} \delta(\mathbf{k} - \mathbf{k}' - \boldsymbol{\tau}) d\Omega_{\mathbf{k}'}. \quad (8)$$

في هذه الحالة، ان الاشعاع المنتشت عند زاوية براغ يكون مستقطب جزئياً. ويكون الاشعاع مستقطب كلياً فقط من أجل الترتيب الفرومغناطيسي للحقول المغناطيسية عند نواة ميوسباور. تعطى مصفوفة كثافة الاستقطاب للإشعاع المنتشت من أجل الحزمة اللامستقطبة الساقطة بالشكل:

$$\rho_{un} = \frac{\sum_{i=1,2} d\sigma(\mathbf{k}, \mathbf{n}_i; \mathbf{k}') \rho(\mathbf{n}'_{0i})}{\sum_{i=1,2} d\sigma(\mathbf{k}, \mathbf{n}_i; \mathbf{k}')}, \quad (9)$$

حيث \mathbf{n}_1 و \mathbf{n}_2 - متجهي واحدة معامدين للاستقطاب الأولي، و \mathbf{n}'_{0i} - متجه استقطاب الاشعاع المنتشت الذي يتبع الى متجه الاستقطاب الأولي \mathbf{n}_i ، و $\rho(\mathbf{n})$ - مصفوفة كثافة الاستقطاب لكوانت غاما بمتجه استقطاب \mathbf{n} .

من أجل حالة تشنت حزمة مستقطبة جزئياً واحدة يتم الحصول على المقطع

العرضي للتشتت $d\sigma_p(\mathbf{k}; \mathbf{k}', \mathbf{n}')$ بالشكل:

$$d\sigma_p(\mathbf{k}; \mathbf{k}', \mathbf{n}') = [1 - p(\mathbf{n})] d\sigma(\mathbf{k}; \mathbf{k}', \mathbf{n}') + P(\mathbf{n}) d\sigma(\mathbf{k}, \mathbf{n}; \mathbf{k}', \mathbf{n}'). \quad (10)$$

حيث $P(n)$ - درجة استقطاب الاشعاع الساقط ، و n - تصف الاستقطاب الممثل جزئياً في الحزمة الساقطة [6، 4]. في هذه الحالة يمكن إعادة كتابة مصفوفة كثافة استقطاب الاشعاع المنتشت كآتي:

$$\rho_P = \frac{[1-P(n)]d\sigma(k;k')\rho_{un} + P(n)d\sigma(k,n;k',n')\rho(n'_0)}{[1-P(n)]d\sigma(k;k') + P(n)d\sigma(k,n;k',n_0)}, \quad (11)$$

حيث المقادير ρ_{un} و n'_0 تتحدد من المعادلتين (7) و (11) على التوالي.

لا تحتاج المعادلات من (4) إلى (11) أية قيود على قيم الحقل المغناطيسي H_I عند نواة ميوسباور، باستثناء أن تكون هذه الحقول المغناطيسية قوية بما يكفي لإنتاج انشطارات كبيرة في السويات النووية. على وجه الخصوص قد يكون $|H_I|$ مختلفاً. في هذه الحالة تختلف شروط التشتت التجاوبي باختلاف $|H_I|$. لذلك في المعادلات من (4) إلى (11) فقط تلك السعات لا تكون مساوية إلى الصفر والتي تخضع لشروط التشتت التجاوبي.

الانعراج في البلورات المرتبة مغناطيسياً:

إذا كانت الحقول المغناطيسية تعمل على نوى ميوسباور في بلورة مرتبة مغناطيسياً، فإن المقطع العرضي التفاضلي لتشتت الإشعاع غير المستقطب يُعطى بالمعادلة

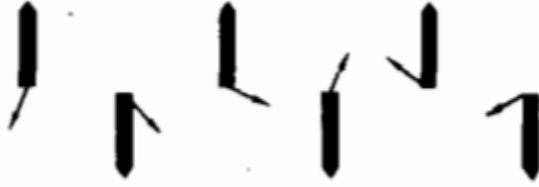
$$\frac{d\sigma}{d\Omega_{k'}} = \frac{(2\pi)^3}{V} (\sigma_{\tau}^R + \sigma_{\tau}^N + \sigma_{\tau}^{RN}) \delta(\mathbf{k} - \mathbf{k}' - \boldsymbol{\tau}),$$

(12)

حيث V - هو حجم الوحدة البدائية للشبكة البلورية، و τ - يتضمن التركيب المغناطيسي للبلورة σ_{τ}^R - المقطع العرضي للإشعاع و σ_{τ}^N - المقطع العرضي للنواة و σ_{τ}^{RN} - المقطع العرضي لتفاعل الإشعاع مع النواة ، والتسميات المتبقية هي نفسها المذكورة أعلاه. نمط الانعراج في هذه الحالة يشبه في سماته العامة انعراج النيوترونات في البلورات المرتبة مغناطيسياً. ولذلك يمكن تحديد التركيب المغناطيسي للبلورة من البيانات الموجودة على انعراج ميوسباور، تماماً كما في حالة النيوترونات المغناطيسية [2, 3, 6].

عند درجات حرارة عادية، تكون السبينات الذرية مرتبة، لكن السبينات النووية تكون غير مرتبة تماماً كما في الشكل (4). لذلك يبدو غريباً كيف يمكن أن يوفر انعراج أشعة غاما في منظومة تحتوي على نوى غير مرتبة معلومات عن وجود ترتيب مغناطيسي في البلورة. ويعود ذلك إلى انخفاض عرض الطاقة لخط ميوسباور $\Gamma \sim 10^{-8} \text{eV}$ ، مما يؤدي إلى مشاركة تفضيلية في تشتت النوى مع اتجاه السبين محددًا بالنسبة إلى H ، وتتحول السعة المترابطة إلى أن تكون تابعة إلى H [6, 1]. على سبيل المثال، في حالة انشطار زيمان، من أجل تزامن طاقة أشعة غاما مع طاقة أحد انتقالات زيمان $E_{mm'}$ ، يحدث التشتت بشكل أساسي فقط من خلال هذا التحول الواحد.

وهذا يعني أنه في تشتت التجاوب فقط النوى ذات المسقط السيني m على اتجاه الحقل المغناطيسي تشارك، في حين أن النوى ذات القيم الأخرى للمسقط السيني لا تلعب عملياً أي دور في التشتت. ومع ذلك، نظراً لحقيقة أن السينات النووية موجهة بشكل فوضوي، في المتوسط ، تشارك نواة واحدة فقط من نواة ميوسباور $2j + 1$ في التشتت. وهذا يؤدي فقط إلى انخفاض في السعة المترابطة بعامل $2j + 1$ بالمقارنة مع حالة الترتيب الكامل للسينات النووية، ولكن نمط الانعراج يظل نوعياً كما هو الحال في السينات النووية المرتبة.



الشكل 4: رسم توضيحي للاضطراب في اتجاه العزوم النووية (أسهم صغيرة) في بلورة ذات عزوم ذرية مرتبة (أسهم ثقيلة).

وهذا يؤدي إلى ان انعراج ميوسباور يشير إلى إمكانية التحديد المباشر لطبيعة ترتيب الحقول المغناطيسية في نوى ميوسباور. ومع ذلك، بما أن طبيعة ترتيب الحقول المغناطيسية في النوى يتم تحديدها من خلال ترتيب العزم الزاوي الذري في البلورة، فيمكن مناقشة تحديد ميوسباور للبنية المغناطيسية. إلا أن المعلومات المتعلقة بالبنية المغناطيسية للبلورة لا يتم الحصول عليها فقط من خلال مجموعة الحدود المغناطيسية

القصوى المرصودة وكثافتها، ولكن أيضاً من خلال استقطاب الإشعاع في قمم الانعراج. من مناقشة سعة تشتت ميوسباور المذكورة أعلاه، وذلك ينتج المعادلة (12) حيث يمكن وصف كلا من قمم الانعراج الخط البلوري التي تحددها الوحدة البدائية للشبكة البلورية، والقمم المغناطيسية التي تحددها الوحدة البدائية المغناطيسية. تجدر الإشارة إلى أنه نظراً للاعتماد الضعيف للغاية لسعة تشتت رايلي على اتجاه العزم المغناطيسي للذرة (يمكن إهمالها تماماً)، فإن قمم الانعراج المغناطيسي تتلقى مساهمات عملياً فقط من طاقة تشتت النوى ولا تحتوي على أي تدخل من تشتت رايلي النووي.

يمكن تقدير الانعراج بواسطة بلورة تختلف فيها الفترة المغناطيسية أو يكون تناظر الوحدة البدائية المغناطيسية مختلفاً عن تلك الخاصة للوحدة البدائية البلورية. في هذه الحالة ان الحد الأقصى للانعراج المعطى بواسطة المعادلات (4) و(6)-(8) يمكن تقسيمه الى نوعين: (I) الحد الأقصى البلوري، أي تلك الموجودة في تشتت رايلي، و(II) الحد الأقصى المغناطيسي أي تلك الغائبة في تشتت رايلي. ان إهمال تشتت رايلي له ما يبرره للحد الأقصى المغناطيسي.

في ختام هذه الفقرة نلاحظ أنه بالنسبة للبلورات التي لها فترة مغناطيسية مختلفة عن الوحدة البلورية توجد ذرات في الشبكة البلورية تكون متكافئة بلورياً ولكنها غير متكافئة مغناطيسياً. ان الحالة التي فيها عدم التكافؤ المغناطيسي للذرات مرتبطة فقط مع التوجه المختلف لعزومها المغناطيسية التي تظهر طبيعية. لذلك يمكن افتراض أن

الحقول المغناطيسية في مواضع متكافئة بلورياً ولكن غير متكافئة مغناطيسياً تختلف باتجاهها فقط. هذا يعني انه في الوحدة البدائية المغناطيسية يوجد على الأقل موضعين l و l' اللذين من أجلهما $|H_l| = |H_{l'}|$ وشروط التشتت التجاوبي هي نفسها لأجل نواة ميوسباور الموافقة.

الانعراج بواسطة بلورة فيرومغناطيسية-عكسية-(Fe/Si) Anti-Ferromagnetic

إن تشتت أشعة غاما ميوسباور المترابطة بواسطة بلورة فيرومغناطيسية-عكسية التي ضمنها نواة ميوسباورية في الوحدة البدائية لهذه البلورة يمكن وصفه بواسطة علاقات الفقرة السابقة من أجل $p = 2$. بالأخذ بعين الاعتبار ما ورد في الفقرة السابقة يمكن افتراض أن $H_1 = -H_2$.

من المعادلة (4) و(5) لأجل المقطع العرضي التفاضلي $d\sigma(\mathbf{k}, n; \mathbf{k}', n')$

ومتجه الاستقطابية نحصل على

$$d\sigma(\mathbf{k}, n; \mathbf{k}', n') = \frac{\eta^2 c^2}{(2j_1 + 1)^2} I(\mathbf{k})I(\mathbf{k}') |(n^* \cdot n_t)(n' \cdot n_t'^*)|$$

$$\pm (n^* \cdot n_t)(n' \cdot n_t')|^2 \sum_{\tau} \delta(\mathbf{k} - \mathbf{k}' - \boldsymbol{\tau}) d\Omega_{k'} \quad (13)$$

و

$$n'_0 = N_1/|N_1|, \quad N_1 = n_t'(n \cdot n_t^*) \pm n_t'^*(n \cdot n_t). \quad (14)$$

باشتقاق المعادلة (13) و(14) بمساعدة المعادلة (1) يمكن الأخذ بعين الاعتبار أنه عندما يكون اتجاه الحقل المغناطيسي عند النواة المشعة معكوساً، يبقى احتمال انبعاث كوانت غاما في اتجاه معين لا متغيراً ويتحول متجه استقطابية الى مقدار كمي عقدي مترافق، أي

$I(H, k) = I(-H, k)$ و $n_{t2} = n_{t1}^* \equiv n_t^*$ في المعادلتين (13) و(14) تستخدم الإشارة الأسفل من أجل القيمة المغناطيسية الأعظمية و الإشارة الأعلى من أجل القيمة البلورية الأعظمية.

بنفس الطريقة يمكن الحصول من المعادلة (8) على العبارة التالية لـ $d\sigma(k; k')$:

$$d\sigma(k; k') = \frac{\eta^2 c^2}{(2j_1 + 1)^2} I(k)I(k')(1 \pm \cos 2\alpha \cos 2\alpha' \cos 2\delta) \times \sum_{\tau} \delta(k - k' - \tau) d\Omega_{k'}, \quad (15)$$

حيث بالنسبة للمتجهة $\mathbf{k}(\mathbf{k}')$ يمكن تعيين الكمية $\alpha(\alpha')$ بواسطة المعادلة (2) و $\delta = M(\varphi' - \varphi)$

يمكن الحصول بسهولة على المقاطع العرضية $d\sigma(k, n; k')$ و $d\sigma(k; k', n')$ من المعادلات (6)-(8) بنفس الطريقة أو بواسطة المعادلة (13) يمكن وصف خصائص استقطاب الاشعاع المتشتت من خلال علاقات الفقرة السابقة اذا تم استخدام المقطع العرضي الموافق والمعادلة (14) بالنسبة لـ n'_0 . خصوصاً بالنسبة

للحد الأعلى المغناطيسي ينتج تماماً من المعادلة (14)، وأنه إذا كان فيها H_1 و H_2 معامدين لمستوي الاستقطاب الدائري يمين (يسار) المتشتت للإشعاع الساقط فيتحول لاستقطاب يسار (يمين) للإشعاع المتشتت. في هذه الحالة للتوجه العشوائي لـ H_1 و H_2 المنتسبة لمستويات التشتت البلوري، يتحول الاستقطاب الدائري للإشعاع الساقط الى استقطاب اهليلجي للإشعاع المتشتت [6، 2].

للحصول على شكل واضح للتابعية الزاوية لمقادير معينة يجب معرفة التعددية القطبية للتحويل الميوسباوري. إن التبعيات الزاوية لبعض المقادير الكمية لتحويلات ثنائية قطب تعطى أدناه. إن انتقال ميوسباور الأكثر شهرة بالنسبة لـ ^{57}Fe هو ثنائي القطب M1.

ان صيغ $\tan \alpha$ التي تحدد متجه الاستقطاب (المعادلة (2)) تعطى في الجدول 2. من أجل المقطع العرضي للتشتت $d\sigma(\mathbf{k}; \mathbf{k}')$ الذي يمكن ان نحصل عليه باستخدام المعادلة (14) المعادلة (3) و قيم e_i الواردة في الجدول (1)

الجدول (2) لأجل تحولي ثنائي القطب الكهريائي E1 و المغنطيسي M1

$m_2 - m_1$	E1	M1
0	0	∞
± 1	$\pm 1/\cos \theta$	$\pm \cos \theta$

$$d\sigma_0(\mathbf{k}; \mathbf{k}') = \frac{2a^2\eta^2C^2}{(2j_1+1)^2} \begin{pmatrix} j_1 & 1 & j_2 \\ m_1 & 0 & -m_2 \end{pmatrix}^4 \times \begin{Bmatrix} \sin^2 \theta & \sin^2 \theta' \\ & 0 \end{Bmatrix},$$

(16)

$$d\sigma_{\pm 1}(\mathbf{k}; \mathbf{k}') = \frac{2a^2\eta^2C^2}{(2j_1+1)^2} \begin{pmatrix} j_1 & 1 & j_2 \\ m_1 & 0 & -m_2 \end{pmatrix} \times \begin{Bmatrix} \cos^2 \theta + \cos^2 \theta' + \sin^2 \theta \sin^2 \theta' \cos^2 \phi \\ \cos^2 \theta + \cos^2 \theta' + \sin^2 \theta \sin^2 \theta' \sin^2 \phi \end{Bmatrix},$$

(17)

حيث M ، وعبارة $d\sigma$ لا تساوي الى $m_2 - m_1$ و $\phi = \phi' - \phi$. ان الخطوط السفلية في الطرف الأيمن للعلاقة (16) و (17) تنتسب للحد الأعلى المغناطيسي؛ والخطوط العلوية تنتسب للحد الأعلى البلوري.

ينتج من المعادلة (16) أن الحد الأعلى المغناطيسي غائب عن استمرار التشنت عبر التحول بـ $M = 0$. لا تنتج هذه النتيجة فقط لتحويلات ثنائي القطب، بل ينطبق أيضاً عن تحولات أي تعددية أقطاب. إن غياب الحد الأعلى المغناطيسي موضح من خلال هوية سعة ميوسباور المنتشنتة لكلا اتجاهي الحقل المغناطيسي \mathbf{H} و $-\mathbf{H}$ من أجل $M = 0$. يظهر أن المعادلتان (15) و (16) لا يأخذان بعين الاعتبار التبعية الزاوية المرتبطة بتباين معامل ميوسباور الاحتمالي. تتضمن هذه التبعية في المعامل C ، و إذا لزم الأمر يجب أن يؤخذ بعين الاعتبار بشكل منفصل.

إن صيغ هذا الفقرة مأخوذة بإشارة سفلية تصف حد الانعراج المغناطيسي الأعظمي بالنسبة لبلورة فيرومغناطيسية-عكسية برقم كفي لنواة ميوسباور في الوحدة البدائية للشبكة. لكن في هذه الحالة يجب أن تضرب عبارات المقاطع العرضية بـ:

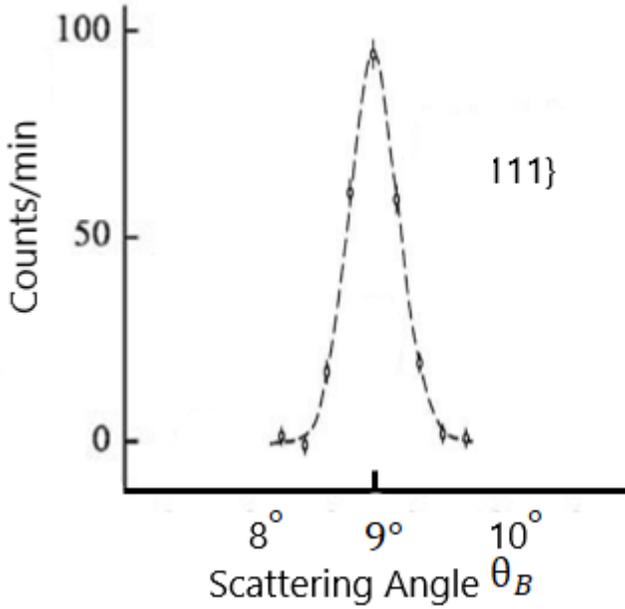
$$\left| \sum_l e^{i(k-k').rl} \right|^2,$$

حيث تقتصر النتيجة على الوحدة البدائية للشبكة البلورية وتمتد على نوى ميوسباور المتوضعة في مواقع ذات احدى قيمتي الحقل المغناطيسي H_1 أو H_2 . يمكن استخلاص الصيغة ذات الصلة من أجل الحد الأعظمي البلوري من العبارات العامة للفقرة السابقة.

من أجل الحصول على توضيح رقمي لحالة مادة فيرومغناطيسية-عكسية نعطي قيم لزوايا براغ لتشتت ميوسباور من خلال بلورة $\alpha - Fe_2O_3$ (14,4-keV) تحول ميوسباور في ^{57}Fe). ان الحد الأعظمي البلوري الأولي، حيث يكون تشتت رايلي غائباً، عند الزاوية 7.5° و تقريباً يوافق التشتت بواسطة المستوي البلوري $\{110\}$.

تبين تجريبياً أنه بالنسبة لـ Fe/Si التي تنتسب للمواد الفيرومغناطيسية-العكسية أن قيمة زاوية براغ لتشتت ميوسباور في غياب تشتت رايلي، وذلك وفق المستوي البلوري $\{111\}$ ، يوافق تقريباً 9° . حيث يكون التشتت بواسطة بلورة Fe/Si بنسبة Fe فيها 86% كما مبين بالشكل (3). ويكون فيها تحول ميوسباور 14,4-keV في ^{57}Fe .

ويوافق هذا حد مغناطيسي أعظمي. بما أن قيمة الحقل المغناطيسي في بلورة Fe قبل تشكيل الخليطة (السبيكة) وفق معطيات التحليل الطيفي الميوسباوري هي 581 Or. أما بعد تشكيل الخليطة بهذه النسبة 86% فإن قيمة الحقل تصبح أقل فهي مساوية الى 383 Or. نستخلص من ذلك أن قيمة المحصلة للعزوم المغناطيسية للبلورة بعد الخلط تصبح أقل من حالة بلورة Fe مما يؤدي الى ظهور ترتيب يوافق للعزوم المغناطيسية بصورة أخرى. وهذا ينتسب الى بلورات فيرومغناطيسية-عكسية.



ش. (3).

1. يظهر من علاقة سعة تشتت ميوسباور أنها تتبع الى قيمة الحقل المغناطيسي.
2. ان وجود الحد الأقصى للانعراج النووي يعود الى اعتماد سعة تشتت ميوسباور على تدرج الحقل الكهربائي حول نواة التشتت الميوسباورية.
3. نستخلص من ذلك أن قيمة المحصلة للعزوم المغناطيسية لبلورة Fe/Si بعد الخلط تصبح أقل من حالة بلورة Fe مما يؤدي الى ظهور ترتيب يوافق للعزوم المغناطيسية بصورة أخرى. وهذا ينتسب الى بلورات فيرومغناطيسية-عكسية.
4. تم ملاحظة أنه بالنسبة للبلورات التي لها فترة مغناطيسية مختلفة عن وحدات بلورية اخرى توجد ذرات في الشبكة البلورية تكون متكافئة بلورياً ولكنها غير متكافئة مغناطيسياً. إن الحالة التي فيها عدم التكافؤ المغناطيسي للذرات مرتبطة فقط بالتوجه المختلف لعزومها المغناطيسية التي تظهر اكثر طبيعية.

References:

1- Yi-Long Chen and De-Ping Yang . Mossbauer Effect in Lattice Dynamics 2007 WILEY-VCH Verlag GmbH & Co. KGaA, Weinheim

2-Philippe Roncin and Maxime Debiossac. Elastic and inelastic diffraction of fast atoms, Debye-Waller factor, and Mössbauer-Lamb-Dicke regime PHYSICAL REVIEW B 96, 035415 (2017)

3-B. S. Slepak , K. B. Slepak. THE INNOVATIVE DIRECTION OF SCIENTIFIC INSTRUMENTATION — MÖSSBAUER SPECTROSCOPY AS A FACTOR OF IMPROVING THE BRANCHES OF THE RUSSIAN ECONOMY. PART 2. CREATION OF NATIONAL RESEARCH EQUIPMENT IN THE FIELD OF MÖSSBAUER SPECTROSCOPY NAUCHNOE PRIBOROSTROENIE, 2018, Vol. 28, No. 2, pp. 75-88

4-Xiwen Zhang ,Wen-Te Liao, Alexey Kalachev. Nuclear Quantum Memory and Time Sequencing of a Single γ Photon PHYSICAL REVIEW LETTERS 123, 250504 (2019)

5-A.YA. DZYUBLIK, V.YU. SPIVAK. LAUE DIFFRACTION OF SPHERICAL MOSSBAUER WAVES ISSN 2071-0194. Ukr. J. Phys. 2016. Vol. 61, No. 9

6-V. A. Belyakov. Diffraction of Mössbauer gamma rays in crystals IP Address: 128.42.202.150 The article was downloaded on 25/06/2012 at 15:06

7-Romain Coussement, Rustem Shahkmoumtov, , Gerda Neyens' and Jos Odeurs. Quantum optics with gamma radiation europ physics news SEPTEMBER/OCTOBER 2003

8-J. P. Hannon, N. J. Carron, and G. T. Trammell. Mossbauer diffraction. IH. Emission of Mossbauer γ rays from crystals. A. General theory PHYSICAL REVIEW B VOLUME 9, NUMBER 7 1 AP RI L 1974

9–Olga Kocharovskaya, Roman Kolesov, and Yuri Rostovtsev.

Coherent Optical Control of Mössbauer Spectra P H Y S I C A

L R E V I E W L E T T E R S 3 MAY 1999

10–L. V. Dobysheva. Mechanical alloying of Si and Fe:

Quantummechanical calculations applied to Mössbauer and X–ray

diffraction studies Cite as: J. Appl. Phys. 126, 095106 (2019)