مجلة جامعة طرطوس للبحوث والدراسات العلمية_ سلسلة العلوم الأساسية المجلد (٥) العدد (٢) 2021
Tartous University Journal for Research and Scientific Studies- basic Sciences Series Vol. (5) No. (2) 2021

دراسة تشتت الالكترونات السريعة في الأوساط المضطربة

د علي محمد محمود*

(تاريخ الإيداع ٧ / ١ / ٢٠٢١ . قُبل للنشر ٩ / ٢ / ٢٠٢١)

الملخّص

تم دراسة خطوط فقد الطاقة للجسيمات السريعة المشحونة والمتشتتة في أنظمة مضطربة ضمن شروط عزل التحريض لجزيئات محددة باستخدام التقريب الثاني حسب رتبة الارتباطات بالقرب من الرنين المحدد تم صياغة العلاقات التي تربط مباشرة بين قيم تابع التوزيع الشعاعي وكثافة الفقد الخاصة.

الكلمات المفتاحية: الجسيمات السريعة، تشتت الجسيمات، الأنظمة المضطربة، عزل التحريض.

*أستاذ مساعد في قسم العلوم الأساسية_ كلية الهندسة التقنية_ جامعة طرطوس.

Study the dispersion of fast electrons in turbulent media

Dr. Ali Mohammad Mahmoud*

(Received 7 / 1 / 2021 . Accepted 9 / 2 / 2021)

Abstract

The energy loss lines of charged and dispersed fast particles in turbulent systems were studied under the conditions of excitation isolation of specific particles using the second approximation according to the order of correlation close to the specified resonance relationships directly linking the values of the radical distribution function and the special loss intensity were formulated.

Key words: Fast particles, Dispersion particles, Scattering, Disordered systems, Localization of excitement.

* Professor assistant at Department of Basic Sciences, Faculty of Technical Engineering, Tartous university.

مقدمة

كشفت التجارب الطيفية الحديثة عن بنية معقدة من طيف فقد الطاقة للإلكترونات السريعة أو للإشعاع السنكروتروني عند المرور عبر أزواج من المعادن أو الغازات البسيطة والسوائل [4−1].

إن السمات المشاهدة للمقاطع العرضية للتشتت غير المرن في حيز ضيق للرنين المعزول، والتي تقابل انتقال إحدى جزيئات الوسط إلى حالة تحريضية منخفضة، أثناء التشتت بزوايا صغيرة، ترجع إلى ارتباط عدة جسيمات بالتوزع الفراغي للجزيئات في الأنظمة المكثفة [5]. علماً أنه عند تحديد التحريض على جزيئات محددة واستخدام التقريب الثنائي من حيث درجات الارتباطات بالقرب من الرنين المختار يمكن إنشاء علاقات تربط مباشرة قيم دالة التوزيع الشعاعي بالكثافة الطيفية للفقد كما في [6].

هدف البحث وأهميته

يهدف هذا البحث إلى إيجاد طريقة استاتيكية لتفسير بنية طيف فقد الطاقة للجسيمات المشحونة السريعة، والمتشتتة بزوايا صغيرة ضمن أطوار مضطربة وذلك للجمل المكثفة البسيطة، على أساس إيجاد المقطع العرضي للفقد كتوسع في الارتباطات الواردة في المراجع [10−7]. وفقاً لهذه الطريقة سيتم إنشاء علاقات هامة تربط تابع طيف الفقد في حيز ضيق من الرنين المعزول الموافق لأنواع مختلفة من الانتقالات الكوانتية، مع قيم زوجية لتوابع التوزيع الجزئية في نقاط محددة.

طرائق البحث ومواده

1− التفكك المرتبط لمقطع الفقد

لندرس تشتت حزمة أحادية اللون لجسيمات مشحونة وبالتحديد – الكترونات− باستخدام جملة عشوائية من الجزيئات المتطابقة والمتناظرة. وسنعتبر أن السرعة الوسطية للالكترونات المنتثرة تتجاوز على الأقل بدرجة واضحة سرعة الشحنات المرتبطة بالجزيئات.

لحساب مقطع التشتت والفقد ضمن هذه الشروط، من المفيد استخدام تقريب بورن. علاوة على ذلك، نقتصر على التقريب الأديباتي، وسنعتبر أنه في عملية التصادم الأولية، تكون جزيئات الانتثار ساكنة وتحتل مواقع ثابتة في الفضاء.

في المسألة قيد الدراسة تتوزع أنماط التشتت ليس فقط في منطقة توضع شحنة الجزيء المحدد، ولكن جنباً إلى جنب مع الجزيئات الأخرى على كامل الحجم الذي تشغله الجملة.

لذلك يجب أخذ متوسط التوزعات وفق تابع التوزع $f(\{R\})$ عند دراسة المقطع العرضي للتشتت في جملة متعددة الجسيمات والذي يأخذ الشكل :

$$f(\{R\}) = (1)$$

$$\left(-\exp\left(-\frac{\zeta_0(\{R\})}{k_\delta T}\right) / \int \dots \int exp\left(-\frac{\zeta_0(\{R\})}{k_\delta T}\right)\{dR\},\right.$$

حيث $\zeta_0(\{R\})$ قيمة خاصة لمؤثر الطاقة الكاملة، محسوبة وفق التقريب الأديباتي، والذي يوافق الحالة الأساسية للجملة.

$R=R_1, R_2, R_n$ – إحداثيات مركز كتلة N جزيئة شاغلة الحجم V.

$-dR = dR_1,, dR_N$ الحجم الأولي للفراغ الطوري ذو القياس 3N.

k –ثابت بولتزمان.

T –درجة الحرارة المطلقة.

وبالأخذ بالحسبان فقط التشتت بزوايا صغيرة وفقد الطاقة في مجال ضيق $\zeta = \hbar|\omega_1 - \omega|$ القريب من الطاقة $\hbar\omega_1$، والمطابق لتحريض معزول لجزيئة واحدة، نكتب التفاضل الثنائي للمقطع العرضي للتشتت المطبق على حجم الجملة (مقطع الفقد) بالشكل التالي:

$$I_{\vartheta,N}(\varepsilon) \equiv \frac{d^2\sigma}{d_\omega d_\vartheta} = \frac{1}{V}\left(\frac{e}{E\vartheta^2}\right)^2 \langle \sum_\alpha |p_{0,}{}^{(N)}\alpha(q,\{R\})|^2 * \delta(\zeta_{1\alpha}(\{R\}) - \zeta_0(\{R\}) - \varepsilon\rangle \quad (2)$$

حيث

$$p_{0,}{}^{(N)}\alpha(\mathrm{q},\{\mathrm{R}\}) = \int \exp(iqr)\ p_{0,}{}^{(N)}\alpha(r,\{R\}dr$$

هو تحويل فوربيه للعنصر المصفوفي لمؤثر كثافة شحنة الجملة، فإذا كان $\hbar q$ تغير كمية حركة الالكترون عند التشتت، والمجموع وفق α يتوزع على كل الحالات المحرضة في الجملة المولدة لسوية طاقة في الجملة المعزولة. هنا تعبر $\zeta_{1\alpha}(\{R\})$ عن الطاقات الموافقة للحالات المحرضة وفق التقريب الأديباتي. القوسين ⟨..⟩ يعنيان القيمة الوسطى لتوضع الجزيئات بما يتوافق وتابع التوزع (1).

نحصل على العلاقة (2) عن طريق تعميم العبارة المعروفة لمقطع التشتت غير المرن لجسيمات مشحونة على جزيئات (ذرة) [11]، علماً اذا كان الوسط الكثيف يملأ الحجم ينظر إليه كجزيئة واحدة.

عند جعل زاوية التشتت $\vartheta \leq 1$ ندرس خصائص توزيع الالكترونات المتشتته غير المرنة عند فقد الطاقة $I_\vartheta\ N(\varepsilon)$ في المجال الصغير $\varepsilon \sim 10^{-2} \doteqdot 10^{-1}ev$ وحدود التجاوب الحاصل هي $\hbar\omega_1$. نلاحظ أن حركة الجزيئات وآثار الارتداد عند التشتت تقود لتوسيع خطوط طيف الفقد وفق $\Delta \sim 10^{-4} \doteqdot 10^{-3}ev$.

تقوم الآن بنشر $I_\vartheta N(\varepsilon)$ في سلسلة ارتباط، كل حد فيها يصف المساهمة في المقطع العرضي الإجمالي للتشتت في S من المجمعات الجزيئية المعزولة، حيث $S = 1 \ldots\ldots N$ لأجل ذلك نستخدم المطابقة:

$$I_{\vartheta,N}(\varepsilon;\{R\})) = \sum_{i=1}^{N} Q_{\vartheta,1}(\varepsilon;\{R_i\}) + (\sum_{i=1}^{N}\sum_{j=i+1}^{N} Q_{\vartheta,2}(\varepsilon;R_i,R_j) + (\sum_{i=1}^{N}\sum_{j=i+1}^{N}\sum_{k=j+1}^{N} Q_{\vartheta,3}(\varepsilon;\{R_i,R_j,R_k\} + \cdots + Q_{\vartheta,N}(\varepsilon;\{R\}),) \quad (3)$$

حيث:

$$I_{\vartheta,N}(\varepsilon) = \langle I_{\vartheta,N}(\varepsilon;\{R\})\rangle$$

$$Q_{\vartheta,S}(\varepsilon;R_1,,,,R_S) = (-1)^{s-1}\sum_{j=1}^{N} I_{\vartheta,1}(\varepsilon,R_j) + (-1)^{s-2}\sum_{i=1}^{N}\sum_{j=i+1}^{N} I_{\vartheta,2}(\varepsilon,R_i,R_j) + I_{\vartheta,s}(\varepsilon;R_1,,,,R_S) \quad (4)$$

جزء غير القابل للاختزال من المقطع العرضي المتناثر لمجموعة مؤلفة من S جزيئة عند النقاط $(R_1,,,,R_S)$.

نلاحظ أن التوابع $I_{\vartheta,s}(\varepsilon R_1,,,,R_S)$ ، مطابقة لـ $Q_{\vartheta,s}(\varepsilon; R_1,,,R_S)$ ومتناظرة بالنسبة لتبادل إحداثيات الجزيئات، أما المقطع$I_{\vartheta,1}(\varepsilon\, R) = Q_{\vartheta,1}(\varepsilon; R)$ فلا يتعلق بالمتحولات R.

بأخذ متوسط العلاقة (3) وفق التوزع (1) ضمن الحد الترموديناميكي نحصل على:

(5)

$$I_\vartheta(\varepsilon) = \sigma(\vartheta)\sum_{s=1}^{\infty}\frac{n^s}{s!}\int,,,\int[\sum_{\alpha=1}^{v_s} Z_{\alpha,s}(q; R_1,,,,R_S) * \delta\left(\varepsilon + \quad \mu_{\alpha,s}(R_1,,,,R_S)\right) - \frac{s!}{(s-1)!}\sum_{\alpha=1}^{v_s-1} Z_{\alpha,s-1}(q; R_1,,,,R_{S-1}) * \delta\left(\varepsilon + \quad \mu_{\alpha,s-1}(R_1,,,,R_{S-1}) * \frac{s!}{(s-2)!2!}\sum_{\alpha=1}^{v_s-2} Z_{\alpha,s-2}(q; R_1,,,,R_{S-2}) * \delta(\varepsilon + \mu_{\alpha,s-2}(R_1,,,,R_{S-2}) - \cdots - (-1)^s\, s\, Z_1(q)\delta(\varepsilon)\} * g_s(;R_1,,,,R_S)\, dR_1 \ldots .dR_{s\,,}\right)\right)$$

حيث المجموع المأخوذ من $\alpha = 1$ حتى $\alpha = \vartheta_s$ يتوزع على كل حالات الجملة المؤلفة من S جزيء والمتعلقة بالنظرية الجزئية قيد البحث.

$$\sigma(\vartheta) = \left(\frac{e}{E\vartheta^2}\right)^2, Z_{\alpha,s}(q;\ R_1,,,,R_S) = |p_{0,}{}^{(s)}\alpha(q; (R_1,,,,R_S)|^2, I_\vartheta(\varepsilon) = \lim_{N,V\to\infty} I_{\vartheta,N}(\varepsilon)\,;\ n = \frac{N}{V} = CONST$$

حيث $g_1(R_1), g_2(R_1,R_2)\,,,,g_s(R_1,R_s)$ توافق واحد، اثنان، ثلاثة، الخ، من توابع توزيع الجملة [7].

كما أن $\mu_{\alpha,s}(R_1,,,,R_S)$ فتحلل الإزاحة الطاقية للجزيئات المحرضة والمعزولة في جملة مؤلفة من S جزيء.

تظهر ضمن الأقواس المتوسطة تحت إشارة التكامل من العلاقة (5) مساهمة S جزيئة غير قابلة للاختزال في المقطع العرضي لفقدان الالكترونات المشتتة بعمليات معينة ضمن نظام مضطرب مؤلف من N ذرة تقع في الحجم V. نستنتج مما سبق أنه بما أن التوابع $g(R_1,,,,R_S)$ تتعلق بالكثافة $n = \frac{N}{V}$ ودرجة حرارة الوسط T، فإن العلاقة (5) تمثل توابع لهذه المتغيرات وليست منشور وفق قوى الكثافة.

2- مقطع الفقد $I_\vartheta(\varepsilon)$ في نموذج ذو تحريض موضعي.

لندرس النموذج الذي يطابق حالة تحريضية موضعية (أي كأنها معزولة) عندما يكون احتمال تبادل التحريض بين الجزيئات في الجملة في حده الأدنى.

هذه الحالة تتحقق على ثنائي قطب معدوم الانتقال أو التحول، حيث ينخفض التأثير المتبادل الرنيني بين الجزيئات المحرضة وغير المحرضة، والتي تحولت بواسطة المتجه R بصورة أسرع من R^{-3} [12].

نعتبر للتبسيط أن مستوى التحريض للجسيمات المعزولة لا يتوالد ويتحد عند تعريف العناصر المصفوفية من المرتبة الصفرية وفقاً لنظرية الاضطراب، عند التأثير المتبادل بين الجزيئات وعند اهمال آثار التبادل نحصل على:

(6)

$$Z_{\alpha,s}(q;\ R_1,,,,R_S) \cong Z_1(q) \equiv\,) = |p_{10,}{}^{(1)}(q)|^2,\ \mu_{\alpha,s}(R_1,,,,R_S) = \sum_{j=1}^{s}{}' \mu(|R_i,,,,R_\alpha|)$$

حيث $\mu(R)$ – تغير طاقة التأثير المتبادل لزوج من الجزيئات، المتوضعة على مسافة R من بعضها البعض، عندما تنتقل احداهما إلى حالة محرضة، أما الدليل α في هذه الحالة يعني أن التحريض الموضعي يتم على الجزيئة رقم α، كما أن الإشارة (´) في المجموع تدل على أنه يمكن أن تكون $i = \alpha$

عند حساب التقريب في العلاقة (6) مع خصائص تناظر التابع $g_s(R_1,,,,R_{S-1})$ ، فإن العلاقة (5) تأخذ الشكل التالي:

(7)

$$I_\vartheta(\varepsilon)=\sigma(\vartheta)Z_1(q)\ \sum_{s=1}^{\infty}\frac{n^s}{(s-1)!}[\sum_{k=0}^{s-1}\times^k;\binom{s-1}{k}*\int,,\int\delta(\varepsilon+\sum_{j=1}^{s-2}\mu(|R_S,,,,R_j|)*g_s(R_1,,,,R_S)dR_1,,dR_s$$

وهكذا التوابع $g_S(R_1,,R_{S-1},,R_S)$ تتعلق فقط بالفرق بين احداثيات الجزيئات. لاحقاً سنعتبر أن $R_S=0$ ونعبر عن ذلك فقط بالتابع $g_S(R_1,,R_{S-1})$.

بوضع تابع دلتا− ديراك بشكل تكامل فورييه نجد:

$$\sigma(z)=\frac{1}{2\pi}\int_{-\infty}^{\infty}\exp(-iz\tau)d\tau$$

عندها يمكن أن تأخذ العلاقة (7) شكل أفضل وتصبح كما يلي:

(8)

$$I_\vartheta(\varepsilon)=(2\pi)^{-1}\sigma(\vartheta)Z_1(q)\ \sum_{s=1}^{\infty}\frac{n^s}{(s-1)!}\int d\tau\ \exp(-i\varepsilon\tau)*\int\dots\int\prod_{j=1}^{s-1}[\exp(-i\mu(R_j)-1)\ g_s(R_1,,,,R_{S-1})dR_1,,dR_{s-1},$$

في حالة التابع $\mu(R)$ محدود أي أنه ينتهي إلى الصفر خارج كرة محدودة بنصف القطر R_0، فإن التكامل وفق كل المتحول (R_j) في العلاقة (8) سيتم فقط في حجم الكرة ذات نصف القطر المحدود بـ R_0، حيث مركزها مركز الاحداثيات. السلسلة (8) من أجل التابع المحدود $\mu(R)$ يعبر عنها بالمجموع المنتهي، حيث ضمن الكرة ذات نصف القطر $\mathrm{R}_0<\infty$ يمكن أن يوجد عدد محدود من الجزيئات.

نلاحظ أن الجزء الأخير يبدأ من الرقم S_0 لكل التوابع $g_S(R_1,,,,R_{S-1})$ المنتهية إلى الصفر إذا كان $\mathrm{R}_j\le\mathrm{R}_0$.

لكي نتخلص من الأسئلة المرتبطة بتقارب سلسلة الارتباط في حالة تناقص سريع وغير منته للتابع $\mu(R)$، يكفي ادخال تحت كل إشارة التكامل في (8) عامل الضرب $exp\ (-\Delta^2\tau^2)$ وهو أمر ضروري لحساب التوسع الطبيعي للخطوط نتيجة حركة الجزيئات وآثار الارتداد عند التشتت. إذا كانت كل التوابع $g_S(R_1,,,,R_{S-1})$ محدود بصورة منتظمة، فإن تقارب السلسلة (8) يمكن التعبير عنه وفق الآتي:

(9)

$$|I_\vartheta(\varepsilon)|\le(2\pi)^{-1}\sigma(\vartheta)Z_1(q)|cn\ \sum_{s=1}^{\infty}\frac{n^{s-1}}{(s-1)!}*\int_{-\infty}^{\infty}d\tau\exp(-\Delta^2\tau^2)\int\dots\int\prod_{j=1}^{s-1}|\exp(-i\mu(R)\tau-1)*d\,R_1\dots dR_{s-1}=(2\pi)^{-1}\sigma(\vartheta)Z_1(q)cn*\int_{-\infty}^{\infty}d\tau\exp[-\Delta^2\tau^2+n\int dR\ |e^{-i\mu(R)t}-1]$$

بالإضافة إلى ذلك، إن التوابع تحت إشارة التكامل في العلاقة (8) قابلة للتفاضل بالنسبة للبارامتر τ و بصورة لانهائية ولها مشتقات قابلة للتكامل، عندئذ، من خلال خاصية معروفة عن تكاملات فورييه، ينخفض كل حد في (8) عندما $\varepsilon\to\pm\infty$ بصورة أسرع من أيما أس مرتبط بـ ε.

عند إدخال عامل الضرب $\exp(-\Delta^2\tau^2)$ تصبح السلسلة (8) قابلة للتكامل النهائي بالنسبة للبارامتر (ε).

ونتيجة لذلك، فإنه بالنسبة للمقطع العرضي للفقد الكلي $M_0(\vartheta)$ نحصل على:

$$M_0(\vartheta) = \int_{-\infty}^{\infty} I_\vartheta(\varepsilon)d\varepsilon = \sigma(\vartheta)Z_1(q)n \tag{10}$$

نلاحظ أن العلاقة (10) هي نتيجة أولية لتبسيط الافتراضات عند تحديد التحريض ولذلك عندما (Δ→ 0) فإن المقطع العرضي للفقد يتطابق مع الحد الترموديناميكي وفق العلاقة :

$$I_\vartheta(\varepsilon) = \frac{N}{V}\sigma Z_1(q)\langle\delta(\varepsilon - \sum_j \mu(R_j))\rangle \tag{11}$$

حيث N العدد الكامل للجزيئات في الحجم V.

وبالمثل، بمكاملة السلسلة (8) حداً فحد، أو استخدام العبارة (11) في عزوم المقاطع العرضية للفقد:

$$M_j(\vartheta) = \int_{-\infty}^{\infty} \varepsilon^j(\varepsilon)d\varepsilon, j = 1,2,,,$$

نحصل عندما ((Δ→ 0) على:

$$M_1(\vartheta) = 4\pi\sigma(\vartheta)Z_1(q)n^2\, 4\int_0^\infty R^2 g_2(R)\mu\,(R)dR \tag{12}$$

$$M_2(\vartheta) = \sigma(\vartheta)Z_1(q)\{4\pi n^2\int_0^\infty R^2 g_2(R)\mu^2(R)dR\ +$$

$$+n^3\iint \mu(R_1)\mu(R_2)g_3(R_1,R_2)dR_1\, dR_2$$

لندرس كل الحدود الواردة في التسلسل $m_j(\vartheta) = M_j(\vartheta)/M_0(\vartheta)$

الحد الأول في هذا التسلسل ($m_1(\vartheta)$) ويميز إزاحة مركز خط الفقد. أما (التباين) الفرق $[m_2(\vartheta) - m^2{}_1(\vartheta)]^{\frac{1}{2}}$تصف العرض الفعال. أما العزم الثالث مرتبط بعدم تناظر الخط.

تسمح لنا نظرية تيفالين [13] معرفة العزوم المقيسة $m_1(\vartheta)$و$m_2(\vartheta)$ وذلك بتضييق صف التابع الذي ينتمي إليه المقطع العرضي للفقد $I_v(\varepsilon)$. وبالتالي أي تابع غير سلبي $W_n(\varepsilon)$ والذي لديه أول $2n$ من العزوم كتوابع $I_v(\varepsilon)$ يمكن تمثيله بالشكل:

$$W_n(\varepsilon) = \frac{M_0{\Delta_n}^2}{\pi}\,\frac{\vartheta\,(\varepsilon)}{[Q_{n+1}(\varepsilon) - m_{2n+1}Q_n\,(\varepsilon) + u(\varepsilon)Q_n(\varepsilon)]^2 + \vartheta^2(\varepsilon){Q_n}^2(\varepsilon)} \tag{13}$$

حيث:

$$Q_0(\varepsilon) \equiv 1, Q_0(\varepsilon) = \left\|\begin{matrix} 1,\ \ m_1,,,m_n \\ m_1, m_2,,,,m_{n+1} \\ m_{n-1}, m_n,,,m2_{n-1} \\ 1,\ \ \varepsilon..,,,,\varepsilon^{2n} \end{matrix}\right\|\ ;\ \Delta_n = \left\|\begin{matrix} 1,\ \ m_1,,,m_n \\ m_1, m_2,,,,m_{n+1} \\ . \\ . \\ . \\ m_n, m_{n+1},,m_{2n} \end{matrix}\right\|$$

هنا تعبر $\vartheta(\varepsilon)$ و$u(\varepsilon)$ عن القسم التخيلي والحقيقي على الترتيب للقيمة الحدية $\hat{q}(\varepsilon + i0)$ للتابع

$$\hat{q}(z) = u(\varepsilon) + i\vartheta(\varepsilon);\ I_{m\,z} > 0$$

وبالتالي نجد:

$$\hat{q}(z) = \alpha + \int_{-\infty}^{\infty} \left[\frac{1}{t-z} - \frac{t}{1+t^2}\right] d\hat{\sigma}(t) \quad (14)$$

تبين العلاقة (14) أن $I_{m\,a} \geq 0$ أما $\hat{\sigma}(t)$ فهو تابع غير متناقص يحقق الشرط التالي:

$$\int_{-\infty}^{\infty} \frac{\hat{\sigma}(t)}{1+t^2} dt < \infty$$

وهكذا لإيجاد فقد الطاقة $I_v(\varepsilon)$، وبشكل خاص ، من أجل $n = 1$ فإنه يوجد التابع $\hat{q}(z)$ المرتبط مع $I_v(\varepsilon)$ كما تبين العلاقة (14).

بالعودة إلى $I_v(\varepsilon)$ نكتب:

$$I_v(\varepsilon) = \frac{M_0 E_2^4}{\pi} \frac{\vartheta(\varepsilon)}{[E_2{}^2\,\varepsilon^2 + E_1(E_1{}^2 + E_2{}^2)\varepsilon - (E_1{}^2 +)\ E_2{}^2)^2 + u(\varepsilon)(\varepsilon - E_1)]^2 + \vartheta^2(\varepsilon)(\varepsilon - E_1)^2},$$

$$E_1 = m_1, \qquad E_2 = (m_2 - m_1{}^2)^{\frac{1}{2}} \quad (15)$$

نلاحظ أنه عندما يكون لدينا $2n$ من العزوم يمكن تحويل دراسة خاصية تابع الفقد $I_v(\varepsilon)$ وفق (13) إلى تابع مطابق للتابع $\hat{q}(z)$. من العلاقات المعروفة، التي نحصل عليها من المسائل الكلاسيكية للعزوم ونظرية تعامد كثيرات الحدود [12]، ينتج أن التوابع $\hat{q}_n(z)$التي توافق n من مقاطع الفقد المختلفة كما في (13) مرتبط بالعلاقة التالية:

$$\hat{q}_n(z) = (\frac{\Delta_{n+1}}{\Delta_{n-1}})^{\frac{1}{2}} [m_{2n+1} - \frac{1}{\hat{q}_{n+1}(z) + z}]$$

مناقشة النتائج

1_لتحديد $2n$ من العزوم في جزء محدود من الطيف يمكننا تقريب حدود مقطع الفقد في لعلاقة (13) بحيث يمكن تبديل التابع $\hat{q}_n z$ بالثابتة $\mathrm{ih};\ \mathrm{h} > 0$، ثم تحديد الثابتة h والعزوم المنشودة من شروط تطابق المنحنيات التجريبية مع التقريبية المقترحة.

2-إذا كان التابع $\mu(R)$ يحافظ على إشارة ثابتة حتى مسافة من مرتبة نصف قطر الجزيئة أي أن خط الفقد سيتوضع فقط قي حدود المجال الجزيئي. في هذه الحالة يكون $I_v(\varepsilon)$ غير صفري فقط في الجزء السالب أو الموجب من المحور، وبالنسبة للتقريب المشار إليه من الأفضل استخدام التابع:

$$I_v(\varepsilon) = \frac{ih}{\sqrt{-z}}\left(\frac{ih}{\sqrt{z}}\right), h > 0$$

الاستنتاجات والتوصيات

1–العلاقات التي تربط مباشرة بين قيم تابع التوزيع الشعاعي وكثافة الفقد الخاصة يمكن ايجادها بتقريب من المرتبة الثانية.

2–التقريب الثنائي المذكور سابقاً مرتبط برتبة الارتباطات في الرنين المحدد.

3–خطوط فقد الطاقة للجسيمات السريعة والمشحونة في أنظمة مضطربة يمكن إيجادها عن طريق دراسة التشتت وعزل التحريض في جزيئات محددة.

من المفيد في الدراسات المستقبلية التوجه للمواضيع التالية:

- دراسة البناء الهيكلي لطيف الفقد.
- دراسة التشتت في حالة الرنين المعزول ضمن تقريب ثنائي.

المراجع

1. Shulz. G.T.Rev. *Mod phys.* (1999) No 103. P.450-486.

2.Lane.N.V . Rev. *Mod phys*. (2000) No 40. P.89-119.

3.Lopez. NP .Rev. B. (2005) No 27.P.3217-1106.

4.Mazin. U.N JeTF. (2006) N 41.P.1082-1106.

5.Admain. B.M, *Gerasimof. Spektr chpe*. (2006) Keev. P. 21-36.

6. Ekanobcki .E.R (2017). *Statistical theory of classical equilibrium system*. Kiev. Naykova.

7.Bogliobof. H.H. (2007) *Nakava Doumka*.P.17-26.

8.Eoznokoku. Y.R. Statistichkay. *Theory Klassichkuh rovnoveseh system*. Kiev. (2008). ITF, V45. P.118-130.

9.Uchnovskii. *U.P.Groupavi rozzlojeni* V.Statichkio Theory.Kiev (2004) P.84-96.

10.Klimontovish. U.L. *Statichckiy Fizika nauka*. (2012). Stat.

11.Margenau. H Phys. (2005). Rev. V. 148. P775-795.

12.Vainshten.L.A . *Vazbyjdeni atamof nauka.* (2009) No 109.

13.Eaiman. *D.J.Modeli besborypok.* (2011) M.MiR Stat.