

دراسة تحليلية لتطور الأزمنة الحقيقية في ميكانيك الكم لنظرية المعايرة للبلازما الصافية مع الزمرة $SU(3)$ باستخدام نظرية الاضطراب

د. سلمان الشاتوري*

د. محي الدين نظام**

علي بشير***

(تاريخ الإيداع 2021 /7/5 – تاريخ النشر 2021 /8 /29)

□ ملخص □

أخذنا مؤثر الهاملتوني الفعال حتى الدرجة الرابعة [1] وهذا المؤثر مكننا من الانتقال من نظرية المعايرة الصافية مع الزمرة $SU(3)$ إلى ميكانيك الكم مع الزمرة $SU(3)$ ، وهذا يعني فيزيائياً أننا انتقلنا من دراسة عدد لا نهائي من الجسيمات ودرجات الحرية (بلازما الكواركات والغليونات) إلى دراسة ثمانية جسيمات مستقلة عن المكان (غلوبال) أي أربعة وعشرون درجة حرية و بالتحديد أربعة وعشرون هزازات لا توافقي وبعد ذلك قمنا بتطبيق نظرية الاضطراب (بالاعتماد على مؤثر البناء \hat{D}^{+a} ومؤثر الهدم \hat{D}_i^a) على الصيغ المتجانسة المتبقية بعد تكميم الصيغ غير المتجانسة قمنا أيضاً بإعداد برنامج فورتران واستطعنا من خلاله:

1- حساب القيم العددية لمستويات الطاقة للهزازات التوافقية .

2- حساب القيم العددية لمستويات الطاقة للهزازات اللاتوافقية .

كلمات مفتاحية:

-الأزمنة الحقيقية في حالات عدم التوازن-الانتقال الطوري لبلازما الكواركات و الغليونات-عدم التوازن في نظرية الحقل الكمي.

*استاذ، قسم الفيزياء، كلية العلوم، جامعة تشرين، سوريا

**استاذ، قسم الفيزياء، كلية العلوم، جامعة تشرين، سوريا

***طالب دراسات عليا (دكتوراه)، ، قسم الفيزياء، كلية العلوم، جامعة تشرين، سوريا

An Analytical study of the Evolution of Real Times in Quantum Mechanics For Gauge theory OF pure plasma with SU(3) Group Using perturbation theory

salman chaturi*
muhyiddin nizam**
ali bashir***

(Received 5/7/2021.Accepted 29/8/2021)

□ABSTRACT □

We take the effective Hamiltonian operator until the four degree[1] and this operator has enabled us to convert from pure gauge theory with group SU(3) into the quantum mechanics with the group SU(3) and this mean physically we have converted from the study of an infinite number of particles and freedom degrees (quarks- gluons-plasma) to study of eight particles (Global) independent of space is Twenty-four of freedom degrees and specifically Twenty-four anharmonic oscillators and after that we apply perturbation theory (that of the depend of creation operator \hat{D}_i^+ and annihilation operator \hat{D}_i) on homogenous modes remaining after quantization of the inhomogeneous modes and we also created the Fortran program and we were able through it.

1-Calculation of numerical values for energy levels of harmonic oscillators.

2- Calculation of numerical values for energy levels of anharmonic oscillators.

Key words:Real times in non-equilibrium, phase- transition to quark-gluon-plasma, non equilibrium in the quantum field theory.-

*Professor-physics department-college of science-tishreen university-syria.

**Professor-physics department-college of science-tishreen university-syria.

***Phd postgraduate studies-physics department-college of science-tishreen university-syria.

١. مقدمة

ان نظرية الاضطراب في ميكانيكا الكم، هي مجموعة من مخططات التقريب المتعلقة بشكل مباشر بالاضطراب الرياضي لوصف نظام كمي معقد بمصطلحات نظام أبسط. تكمن الفكرة في البدء بنظام بسيط معروف حله الرياضي، ثم إضافة هاملتوني «مضطرب» يمثل اضطراباً ضعيفاً للنظام. ولو لم يكن الاضطراب كبيراً جداً، فيمكن التعبير عن الكميات الفيزيائية المتنوعة المرتبطة بالنظام المضطرب (مثل مستويات الطاقة وحالات القيمة الذاتية) بوصفها «تصححات» لكميات النظام البسيط. ولأن هذه التصحيحات صغيرة مقارنة بحجم الكميات نفسها، يمكن حسابها باستخدام وسائل تقريبية مثل المتسلسلات المقاربة. ثم دراسة النظام المعقد بناءً على معرفة النظام الأبسط. وفي واقع الأمر، فإنها تصف نظاماً معقداً دون حل باستخدام نظام بسيط له حل الهاملتونات المتقاربة. ان نظرية الاضطراب وسيلة هامة لوصف النظم الكمية الحقيقية، لأنه من الواضح أن إيجاد الحل الدقيق لمعادلة شرودنجر لهاملتونات متوسطة التعقيد أمر صعب للغاية. تعتبر الهاملتونات التي نعلم حلها الدقيق، مثل ذرة الهيدروجين والهزاز التوافقي الكمي والجسيم في صندوق مثالية للغاية لوصف معظم النظم بشكل كاف. باستخدام نظرية الاضطراب، يمكننا استخدام الحلول المعروفة لهذه الهاملتونات البسيطة لتوليد حلول لنطاق من النظم الأكثر تعقيداً.

تطبيق نظرية الاضطراب:

يمكن تطبيق نظرية الاضطراب إذا كانت المشكلة المدرسة لا يمكن حلها تماماً، لكن يمكن صياغتها عن طريق إضافة مصطلح «صغير» للوصف الرياضي للمشكلة القابلة للحل تماماً. على سبيل المثال، يمكن حساب التغيرات البسيطة في الخطوط الطيفية للهيدروجين التي حدثت بسبب وجود المجال الكهربائي (stark effect)، عن طريق إضافة جهد كهربائي اضطرابي لنموذج ميكانيكا الكم لذرة الهيدروجين. وهذا تقريبي فقط لأن مجموع جهد كولون مع الجهد الخطي غير مستقر (ليس لديه حالات مقيدة حقيقية) بالرغم من أن زمن النفق (معدل الانحلال) طويل جداً. يظهر عدم الاستقرار هذا كتوسيع لخطوط الطاقة الطيفية، التي تفشل نظرية الاضطراب في إنتاجها كلياً

يقوم تصورنا للمادة على وجود فئتين رئيسيتين من الجسيمات الأولية: الكواركات والليبتونات [٢] ومعها ثلاث قوى من القوى الأربع الأساسية: الكهرومغناطيسية والتفاعلات الضعيفة والشديدة أما الثقالة فستترك جانباً الآن. تولد الكواركات (وهي التي تتكون منها البروتونات والنيوترونات) هذه القوى الثلاثة وتتأثر بها. أما الليبتونات كالإلكترون وهو الأشهر فيها فلا يتأثر بالقوة الشديدة. إن الخاصية التي تميز بين هاتين الفئتين والتي تماثل الشحنة الكهربائية هي كون للكواركات ألوان (واصلاًحاًهي: أحمر-أخضر-أزرق) أما الليبتونات لا لون لها وللكواركات ألوان.

- ان نظرية الديناميكا اللونية الكمومية (الكواركات والغليونات) (Quantum Chromo dynamic واختصارها QCD) هي نظرية التأثير المتبادل القوي التي تصف الأسر (الحجز المستقر) الكواركات والغليونات عند درجة الحرارة المنخفضة و تنتقل الجملة إلى طور بلازما للكواركات والغليونات عند درجة حرارة عالية بشكل كافٍ.

-لقد قام العديد من الباحثين بدراسة بلازما الكواركات والغلونات ونظريه الحقول الكمومية [1-38] و معظمها أبحاث تعتمد على نظرية الـ QCD و ميكانيك الكم عند درجة الحرارة المعدومة $T = 0$ ، وهناك أيضا أبحاث تعتمد على نظرية $(QCD)_T$ أي عند درجات الحرارة العالية أو درجات الحرارة المغايرة صفر ($T \neq 0$). تم دراسة تطور الأزمنة الحقيقية لبلازما الكواركات والغلونات من أجل نظرية المعايرة الصافية ونظرية المعايرة مع الزمرتين $SU(2)$ و $SU(3)$ [39,42,43] وقد استخدمت طريقة النشر شبه التقليدي بالاعتماد على تمثيل فغنر و لكن أخذ منشور مؤثر الهاملتوني الفعال حتى الدرجة الرابعة فقط، وتم حساب تطور القيمة الوسطى من خلال تطور القيمة الوسطى التقليدية مضافاً إليها تصحيحاً كمومياً من مرتبة \hbar^2 . تم دراسة تطور الأزمنة الحقيقية لبلازما الكواركات و الغلونات عند درجات الحرارة المغايرة للصفر ($T \neq 0$) [40-41]. من أجل نظرية المعايرة الصافية مع الزمرتين $SU(2)$ و $SU(3)$. و قد استخدمت نظرية الاضطراب بالاعتماد على مؤثر البناء \hat{D}^+ ومؤثر الهدم \hat{D} ، ولكن أخذ منشور الهاملتوني الفعال حتى الدرجة الرابعة.

٢. أهمية البحث و أهدافه

(١) تم في هذا البحث العمل على نظرية المعايرة (بلازما الكواركات و الغلونات) مع الزمرة $SU(3)$ واستخدام مؤثر الهاملتوني الفعال حتى الدرجة الرابعة و نظرية الاضطراب، وذلك بالاعتماد على مؤثر البناء \hat{D}^+ و مؤثر الهدم \hat{D} .

(٢) تتحول الدراسة بواسطة مؤثر هاملتون المأخوذ [44] من جملة عدد لا نهائي من الجسيمات (بلازما الكواركات و الغلونات) إلى دراسة جملة مؤلفة من ثمانية جسيمات أي أربعة وعشرون درجة حرية وبالتحديد أربعة وعشرون هزازا لاتوافقياً.

(٣) تم حساب القيم العددية لمستويات الطاقة للهزازات التوافقية وحساب القيم العددية لمستويات الطاقة للهزازات اللاتوافقية لبلازما الكواركات والغلونات مع الزمرة $SU(3)$ حسب نظرية المعايرة الصافية (الغلونات فقط) وذلك بالاعتماد على مؤثر البناء \hat{D}^+ و مؤثر الهدم \hat{D} . وعند قيم ثابت الارتباط $g \geq 0.5023246977$

٣. طريقة البحث

١.٣. تم استخدام نظرية الاضطراب وذلك بالاعتماد على مؤثر البناء \hat{D}_i^+

$$\hat{D}_i^+ = \sqrt{\frac{\sqrt{\tilde{\alpha}_1}}{2\hbar}} \hat{B}_i^+ - \frac{i}{\sqrt{2\hbar \sqrt{\tilde{\alpha}_1}}} \hat{\Pi}_i^+ \quad (1)$$

ومؤثر الهدم:

$$\hat{D}_i^a = \sqrt{\frac{\sqrt{\tilde{\alpha}_1}}{\sqrt{\tilde{\alpha}_0}}} \hat{B}_i^a + \frac{i}{\sqrt{2\hbar \sqrt{\frac{\tilde{\alpha}_1}{\tilde{\alpha}_0}}}} \hat{\Pi}_i^a \quad (2)$$

$$\tilde{\alpha}_0 = \left(\frac{1}{g^2(L)} + \alpha_0 \right)^{-1}, \tilde{\alpha}_1 = 2\alpha_1 \quad \text{حيث}$$

يعطى مؤثر الحقل المغناطيسي بالعلاقة التالية:

$$\hat{B}_i^a = \sqrt{\frac{\hbar}{2\sqrt{\frac{\tilde{\alpha}_1}{\tilde{\alpha}_0}}}} (\hat{D}_i^{+a} + \hat{D}_i^a) \quad (3)$$

ويعطى مؤثر الاندفاع بالعلاقة التالية:

$$\hat{\Pi}_i^a = i \sqrt{\frac{\hbar \sqrt{\frac{\tilde{\alpha}_1}{\tilde{\alpha}_0}}}{2}} (\hat{D}_i^{+a} - \hat{D}_i^a) \quad (4)$$

و يكون لدينا:

$$[\hat{D}_i^a, \hat{D}_j^{+b}]_- = \delta_{ij} \delta_{ab} \quad (5)$$

$$[\hat{D}_i^a, \hat{D}_j^b]_- = [\hat{D}_i^{+a}, \hat{D}_j^{+b}]_- = 0 \quad (6)$$

و باستخدام المعادلات التالية:

$$\hat{D}_i^a | \dots n_i^a \dots \rangle = \sqrt{n_i^a} | \dots n_i^a - 1 \dots \rangle \quad (7)$$

$$\hat{D}_i^{+a} | \dots n_i^a \dots \rangle = \sqrt{n_i^a + 1} | \dots n_i^a + 1 \dots \rangle \quad (8)$$

$$\hat{N}_i^a = \hat{D}_i^{+a} \hat{D}_i^a$$

$$\hat{N}_i^a | \dots n_i^a \dots \rangle = n_i^a | \dots n_i^a \dots \rangle \quad (9)$$

$$\hat{D}_i^a | \dots 0 \dots \rangle = 0, \hat{N}_i^a | \dots 0 \dots \rangle = 0 \quad (10)$$

يعرف التتسور المتناظر كليا S^{abcd} كما يلي [٤٢، ٤١، ٢٨]:

$$S^{abcd} = \frac{3}{12} (d^{abe} d^{cde} + d^{ace} d^{bde} + d^{ade} d^{bce}) + \frac{2}{3} (\delta^{ab} \delta^{cd} + \delta^{ac} \delta^{bd} + \delta^{ad} \delta^{bc}) \quad (11)$$

تعطى قيم العوامل المتناظرة d^{abc} وقيم ثوابت البنية ضد التناظرية f^{abc} بدلالة مولدات الزمرة $SU(3)$

وهي بدلالة مصفوفات جيل-مان :

$$\lambda^1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \lambda^2 = \begin{pmatrix} 0 & -i & 0 \\ i & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \lambda^3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \lambda^4 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \end{pmatrix},$$

$$\lambda^5 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & -i \\ 0 & 0 & 0 \\ i & 0 & 0 \end{pmatrix}, \lambda^6 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix}, \lambda^7 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -i \\ 0 & i & 0 \end{pmatrix}, \lambda^8 = \frac{1}{\sqrt{3}} \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & -2 \end{pmatrix},$$

(12)

وتحقق f^{abc} و d^{abc} العلاقات التالية:

$$\left. \begin{aligned} f^{abc} &= \frac{1}{4i} \text{Tr} \left(\left[\hat{\lambda}^a, \hat{\lambda}^b \right]_- \hat{\lambda}^c \right) \\ f^{abc} &= -f^{bac} = -f^{acb} = \dots \\ f^{ade} f^{bde} &= 3 \delta^{ab} \\ d^{abc} &= \frac{1}{4} \text{Tr} \left(\left[\hat{\lambda}^a, \hat{\lambda}^b \right]_+ \hat{\lambda}^c \right) \\ d^{abc} &= d^{bac} = d^{acb} = \dots \\ d^{ade} d^{bde} &= \frac{5}{3} \delta^{ab} \end{aligned} \right\} \quad (13)$$

تعطى ثابتة الارتباط $g^{-2}(L)$ بالعلاقة:

$$g^{-2}(L) = \frac{-1}{2b_0 \ln(\Lambda_{\text{ms}} L)} + \frac{b_1 \ln[-2 \ln(\Lambda_{\text{ms}} L)]}{2b_0^2} \quad (14)$$

$$b_0 = \frac{22}{3} (4\pi)^2, b_1 = \frac{136}{3} (4\pi)^2, \Lambda_{\text{ms}} = 74.1705 \text{ MeV}$$

 Λ_{ms} ثابتة معرفة من خلال الطرح الأصغري لتنظيم الأبعاد.

N=3 عدد أبعاد الزمرة SU(3).

٢.٣. نظرية المعايرة للبلازما الصافية (الغليونات):

يعطى مؤثر هاملتون للجملة حسب المرجع [٤٤] مع الشروط الدورية بالشكل التالي:

$$\hat{H}_{eff(1)} = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{g^2(L)} + \alpha_0 \right)^{-1} \hat{\Pi}_i^a \hat{\Pi}_i^a + \alpha_1 \hat{B}_i^a \hat{B}_i^a + \frac{1}{4} \left(\frac{1}{g^2(L)} + \alpha_2 \right) (f^{abc} \hat{B}_i^b \hat{B}_j^c)^2$$

$$+ \alpha_3 S^{abcd} \hat{B}_i^a \hat{B}_i^b \hat{B}_j^c \hat{B}_j^d + \alpha_4 S^{abcd} \hat{B}_i^a \hat{B}_i^b \hat{B}_i^c \hat{B}_i^d \quad (15)$$

تأخذ الثوابت العددية $\alpha_4, \alpha_3, \alpha_2, \alpha_1, \alpha_0$ القيم التالية حسب المرجع [44]:

$\alpha_3 = -1.1130266 * 10^{-4}$	$\alpha_0 = 0.032715643$
$\alpha_4 = -2.1475176 * 10^{-4}$	$\alpha_1 = 2.1810429 * 10^{-2}$
$\alpha_5 = -1.2775652 * 10^{-3}$	$\alpha_2 = 7.5714590 * 10^{-3}$

٣.٣ . حساب الحدود :

$$\frac{1}{2} \tilde{\alpha}_0 \hat{\Pi}_i^a \hat{\Pi}_i^a = \frac{\hbar}{4} \sqrt{\tilde{\alpha}_0 \tilde{\alpha}_1} [\hat{D}_i^{+a} \hat{D}_i^a - \hat{D}_i^{+a} \hat{D}_i^{+a} + \hat{D}_i^a \hat{D}_i^{+a} - \hat{D}_i^a \hat{D}_i^a] \quad (16)$$

$$\frac{1}{2} \tilde{\alpha}_1 \hat{B}_i^a \hat{B}_i^a = \frac{\hbar}{4} \sqrt{\tilde{\alpha}_0 \tilde{\alpha}_1} [\hat{D}_i^{+a} \hat{D}_i^{+a} + \hat{D}_i^{+a} \hat{D}_i^a + \hat{D}_i^a \hat{D}_i^{+a} + \hat{D}_i^a \hat{D}_i^a] \quad (17)$$

$$\delta_{ij} = \begin{cases} 1 & i = j \\ 0 & i \neq j \end{cases} \quad \delta^{ab} = \begin{cases} 1 & a = b \\ 0 & a \neq b \end{cases}$$

$$L\hat{H}_{eff}^0 = \sum_{a=1}^8 \sum_{i=1}^3 \frac{\hbar}{4} \sqrt{\tilde{\alpha}_0 \tilde{\alpha}_1} [2\hat{D}_i^{+a} \hat{D}_i^a + 2\hat{D}_i^a \hat{D}_i^{+a}] \quad (18)$$

حيث: $[\hat{D}_i^a, \hat{D}_i^{+a}]_- = 1 \Rightarrow \hat{D}_i^a \hat{D}_i^{+a} - \hat{D}_i^{+a} \hat{D}_i^a = 1 \Rightarrow \hat{D}_i^a \hat{D}_i^{+a} = 1 + \hat{D}_i^{+a} \hat{D}_i^a$

$$L\hat{H}_{eff}^0 = \sum_{a=1}^8 \sum_{i=1}^3 \hbar \sqrt{\tilde{\alpha}_0 \tilde{\alpha}_1} \left[\hat{D}_i^{+a} \hat{D}_i^a + \frac{1}{2} \right]$$

$$\hat{N}_i^a = \hat{D}_i^{+a} \hat{D}_i^a, \hat{N} = \sum_{a=1}^8 \sum_{i=1}^3 \hat{N}_i^a \quad (19)$$

نحصل بتعويض العلاقة (19) في العلاقة (١٨) على الصيغة التالية:

$$L\hat{H}_{eff}^0 = \hbar \sqrt{\tilde{\alpha}_0 \tilde{\alpha}_1} (\hat{N} + 12) \quad (20)$$

$$L\hat{H}_{eff(1)} = L\hat{H}_{eff}^0 + \frac{1}{4} \left(\frac{1}{g^2(L)} + \alpha_2 \right) (f^{abc})^2$$

$$\frac{\hbar^2}{4 \left(\frac{\tilde{\alpha}_1}{\tilde{\alpha}_0} \right)} \left[[\hat{D}_i^{+b} + \hat{D}_i^b] [\hat{D}_j^{+c} + \hat{D}_j^c] [\hat{D}_i^{+b} + \hat{D}_i^b] [\hat{D}_j^{+c} + \hat{D}_j^c] \right]$$

$$+ \alpha_3 S^{abcd} \frac{\hbar^2}{4 \left(\frac{\tilde{\alpha}_1}{\tilde{\alpha}_0} \right)} \left[[\hat{D}_i^{+a} + \hat{D}_i^a] [\hat{D}_i^{+b} + \hat{D}_i^b] [\hat{D}_j^{+c} + \hat{D}_j^c] [\hat{D}_j^{+d} + \hat{D}_j^d] \right]$$

$$+ \alpha_4 S^{abcd} \frac{\hbar^2}{4 \left(\frac{\tilde{\alpha}_1}{\tilde{\alpha}_0} \right)} \left[[\hat{D}_i^{+a} + \hat{D}_i^a] [\hat{D}_i^{+b} + \hat{D}_i^b] [\hat{D}_i^{+c} + \hat{D}_i^c] [\hat{D}_i^{+d} + \hat{D}_i^d] \right]$$

$$+ \hat{D}_i^d \left. \right] \quad (21)$$

$$L\hat{H}_{eff(1)} = L\hat{H}_{eff}^0 + \frac{1}{4} \left(\frac{1}{g^2(L)} + \alpha_2 \right)$$

$$\begin{aligned}
& \sum_{b=1}^8 \cdot \sum_{c=1}^8 \cdot \sum_{i=1}^3 \cdot \sum_{j=1}^3 (f^{abc})^2 \frac{\hbar^2}{4 \left(\frac{\tilde{\alpha}_1}{\tilde{\alpha}_0} \right)} \cdot \left[\left[\hat{D}_i^{+b} \hat{D}_j^{+c} \hat{D}_i^{+b} \hat{D}_j^{+c} + \hat{D}_i^{+b} \hat{D}_j^{+c} \hat{D}_i^{+b} \hat{D}_j^c \right. \right. \\
& \quad + \hat{D}_i^{+b} \hat{D}_j^{+c} \hat{D}_i^b \hat{D}_j^{+c} + \hat{D}_i^{+b} \hat{D}_j^{+c} \hat{D}_i^b \hat{D}_j^c + \hat{D}_i^{+b} \hat{D}_j^c \hat{D}_i^{+b} \hat{D}_j^{+c} + \hat{D}_i^{+b} \hat{D}_j^c \hat{D}_i^b \hat{D}_j^c \\
& \quad + \hat{D}_i^{+b} \hat{D}_j^c \hat{D}_i^b \hat{D}_j^{+c} + \hat{D}_i^{+b} \hat{D}_j^c \hat{D}_i^b \hat{D}_j^c + \hat{D}_i^b \hat{D}_j^{+c} \hat{D}_i^{+b} \hat{D}_j^{+c} + \hat{D}_i^b \hat{D}_j^{+c} \hat{D}_i^b \hat{D}_j^c \\
& \quad + \hat{D}_i^b \hat{D}_j^{+c} \hat{D}_i^b \hat{D}_j^{+c} + \hat{D}_i^b \hat{D}_j^{+c} \hat{D}_i^b \hat{D}_j^c + \hat{D}_i^b \hat{D}_j^c \hat{D}_i^{+b} \hat{D}_j^{+c} + \hat{D}_i^b \hat{D}_j^c \hat{D}_i^{+b} \hat{D}_j^c \\
& \quad \left. \left. + \hat{D}_i^b \hat{D}_j^c \hat{D}_i^b \hat{D}_j^c + \hat{D}_i^b \hat{D}_j^c \hat{D}_i^b \hat{D}_j^c \right] \right] \\
& + \alpha_3 S^{abcd} \sum_{a=1}^8 \cdot \sum_{b=1}^8 \cdot \sum_{c=1}^8 \cdot \sum_{d=1}^8 \cdot \sum_{i=1}^3 \cdot \frac{\hbar^2}{4 \left(\frac{\tilde{\alpha}_1}{\tilde{\alpha}_0} \right)} \left[\hat{D}_i^{+a} \hat{D}_i^{+b} \hat{D}_j^{+c} \hat{D}_j^{+d} + \hat{D}_i^{+a} \hat{D}_i^{+b} \hat{D}_j^{+c} \hat{D}_j^d \right. \\
& \quad + \hat{D}_i^{+a} \hat{D}_i^{+b} \hat{D}_j^c \hat{D}_j^{+d} + \hat{D}_i^{+a} \hat{D}_i^{+b} \hat{D}_j^c \hat{D}_j^d + \hat{D}_i^{+a} \hat{D}_i^b \hat{D}_j^{+c} \hat{D}_j^{+d} + \hat{D}_i^{+a} \hat{D}_i^b \hat{D}_j^{+c} \hat{D}_j^d \\
& \quad + \hat{D}_i^{+a} \hat{D}_i^b \hat{D}_j^c \hat{D}_j^{+d} + \hat{D}_i^{+a} \hat{D}_i^b \hat{D}_j^c \hat{D}_j^d + \hat{D}_i^a \hat{D}_i^{+b} \hat{D}_j^{+c} \hat{D}_j^{+d} + \hat{D}_i^a \hat{D}_i^{+b} \hat{D}_j^{+c} \hat{D}_j^d \\
& \quad + \hat{D}_i^a \hat{D}_i^{+b} \hat{D}_j^c \hat{D}_j^{+d} + \hat{D}_i^a \hat{D}_i^{+b} \hat{D}_j^c \hat{D}_j^d + \hat{D}_i^a \hat{D}_i^b \hat{D}_j^{+c} \hat{D}_j^{+d} + \hat{D}_i^a \hat{D}_i^b \hat{D}_j^{+c} \hat{D}_j^d \\
& \quad \left. \left. + \hat{D}_i^a \hat{D}_i^b \hat{D}_j^c \hat{D}_j^{+d} + \hat{D}_i^a \hat{D}_i^b \hat{D}_j^c \hat{D}_j^d \right] \right] \\
& + \alpha_4 S^{abcd} \sum_{a=1}^8 \cdot \sum_{b=1}^8 \cdot \sum_{c=1}^8 \cdot \sum_{d=1}^8 \cdot \sum_{i=1}^3 \cdot \frac{\hbar^2}{4 \left(\frac{\tilde{\alpha}_1}{\tilde{\alpha}_0} \right)} \left[\left[\hat{D}_i^{+a} \hat{D}_i^{+b} \hat{D}_i^{+c} \hat{D}_i^{+d} + \hat{D}_i^{+a} \hat{D}_i^{+b} \hat{D}_i^{+c} \hat{D}_i^d \right. \right. \\
& \quad + \hat{D}_i^{+a} \hat{D}_i^{+b} \hat{D}_i^c \hat{D}_i^{+d} + \hat{D}_i^{+a} \hat{D}_i^{+b} \hat{D}_i^c \hat{D}_i^d + \hat{D}_i^{+a} \hat{D}_i^{+c} \hat{D}_i^{+d} + \hat{D}_i^{+a} \hat{D}_i^{+c} \hat{D}_i^d \\
& \quad + \hat{D}_i^{+a} \hat{D}_i^b \hat{D}_i^c \hat{D}_i^{+d} + \hat{D}_i^{+a} \hat{D}_i^b \hat{D}_i^c \hat{D}_i^d + \hat{D}_i^a \hat{D}_i^{+b} \hat{D}_i^{+c} \hat{D}_i^{+d} + \hat{D}_i^a \hat{D}_i^{+b} \hat{D}_i^{+c} \hat{D}_i^d \\
& \quad + \hat{D}_i^a \hat{D}_i^{+b} \hat{D}_i^c \hat{D}_i^{+d} + \hat{D}_i^a \hat{D}_i^{+b} \hat{D}_i^c \hat{D}_i^d + \hat{D}_i^a \hat{D}_i^b \hat{D}_i^{+c} \hat{D}_i^{+d} + \hat{D}_i^a \hat{D}_i^b \hat{D}_i^{+c} \hat{D}_i^d \\
& \quad \left. \left. + \hat{D}_i^a \hat{D}_i^b \hat{D}_i^c \hat{D}_i^{+d} + \hat{D}_i^a \hat{D}_i^b \hat{D}_i^c \hat{D}_i^d \right] \right] \quad (22)
\end{aligned}$$

٤.٣ . نحسب مصفوفة الهاملتوني على الشكل التالي:

$$\begin{aligned}
LH_{n_i^a, m_i^a} &= \langle n_i^a | L\hat{H} | m_i^a \rangle = \hbar \sqrt{\tilde{\alpha}_0 \tilde{\alpha}_1} \left[\sum_{a=1}^8 \sum_{i=1}^3 \cdot m_i^a \delta_{n_i^a, m_i^a} + 12 \right] + \\
& + \alpha_3 \sum_{a=1}^8 \sum_{b=1}^8 \cdot \sum_{c=1}^8 \sum_{d=1}^8 \cdot \sum_{i=1}^3 \cdot \sum_{j=1}^3 \cdot S^{abcd} \cdot \frac{\hbar^2}{4 \left(\frac{\tilde{\alpha}_1}{\tilde{\alpha}_0} \right)} \\
& \left[\sqrt{m_i^a + 1} \sqrt{m_i^a + 2} \sqrt{m_i^a + 3} \sqrt{m_i^a + 4} \delta_{n_i^a, m_i^a + 4} \delta_{i,j} \delta^{ad} \delta^{ac} \delta^{ab} + \right. \\
& m_i^a \sqrt{m_i^a + 1} \sqrt{m_i^a + 2} \delta_{n_i^a, m_i^a + 2} \delta_{i,k} \delta_{i,j} \delta^{ad} \delta^{ac} \delta^{ab} + \\
& \left. (m_i^a + 1)^{\frac{3}{2}} \sqrt{m_i^a + 2} \delta_{n_i^a, m_i^a + 2} \delta_{i,j} \delta^{ad} \delta^{ac} \delta^{ab} + \right.
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & m_i^a (m_i^a - 1) \delta_{n_i^a, m_i^a} \delta_{i,j} \delta^{ad} \delta^{ac} \delta^{ab} + \sqrt{m_i^a + 1} (m_i^a + 2)^{\frac{3}{2}} \delta_{n_i^a, m_i^a + 2} \delta_{i,j} \delta^{ad} \delta^{ac} \delta^{ab} + \\
 & (m_i^a)^2 \delta_{n_i^a, m_i^a} \delta_{i,j} \delta^{ad} \delta^{ac} \delta^{ab} + (m_i^a) (m_i^a + 1) \delta_{n_i^a, m_i^a} \delta_{i,j} \delta^{ad} \delta^{ac} \delta^{ab} + \\
 & \sqrt{m_i^a} \sqrt{m_i^a - 1} (m_i^a - 2) \delta_{n_i^a, m_i^a - 2} \delta_{i,j} \delta^{ad} \delta^{ac} \delta^{ab} + \sqrt{m_i^a + 1} \sqrt{m_i^a + 2} (m_i^a + \\
 & 3) \delta_{n_i^a, m_i^a + 2} \delta_{i,j} \delta^{ad} \delta^{ac} \delta^{ab} + m_i^a (m_i^a + 1) \delta_{n_i^a, m_i^a} \delta_{i,j} \delta^{ad} \delta^{ac} \delta^{ab} + (m_i^a + \\
 & 1)^2 \delta_{n_i^a, m_i^a} \delta_{i,j} \delta^{ad} \delta^{ac} \delta^{ab} + \sqrt{m_i^a} (m_i^a - 1)^{\frac{3}{2}} \delta_{n_i^a, m_i^a - 2} \delta_{i,j} \delta^{ad} \delta^{ac} \delta^{ab} + (m_i^a + 1) (m_i^a + \\
 & 2) \delta_{n_i^a, m_i^a} \delta_{i,j} \delta^{ad} \delta^{ac} \delta^{ab} + \sqrt{m_i^a} \sqrt{m_i^a - 1} (m_i^a + 1) \delta_{n_i^a, m_i^a - 2} \delta_{i,j} \delta^{ad} \delta^{ac} \delta^{ab} + \\
 & (m_i^a)^{\frac{3}{2}} (m_i^a - 1) \delta_{n_i^a, m_i^a - 2} \delta_{i,j} \delta^{ad} \delta^{ac} \delta^{ab} + \\
 & \left. \sqrt{m_i^a} \sqrt{m_i^a - 1} \sqrt{m_i^a - 2} \sqrt{m_i^a - 3} \delta_{n_i^a, m_i^a - 4} \delta_{i,j} \delta^{ad} \delta^{ac} \delta^{ab} \right] \\
 & + \alpha_4 \sum_{a=1}^8 \cdot \sum_{b=1}^8 \cdot \sum_{c=1}^8 \cdot \sum_{d=1}^8 \cdot \sum_{i=1}^3 \cdot S^{abcd} \cdot \frac{\hbar^2}{4 \left(\frac{\tilde{\alpha}_1}{\tilde{\alpha}_0} \right)} \\
 & \left[\sqrt{m_i^a + 1} \sqrt{m_i^a + 2} \sqrt{m_i^a + 3} \sqrt{m_i^a + 4} \delta_{n_i^a, m_i^a + 4} \delta^{ad} \delta^{ac} \delta^{ab} \right. \\
 & + m_i^a \sqrt{m_i^a + 1} \sqrt{m_i^a + 2} \delta_{n_i^a, m_i^a + 2} \delta^{ad} \delta^{ac} \delta^{ab} + (m_i^a + 1)^{\frac{3}{2}} \sqrt{m_i^a + 2} \delta_{n_i^a, m_i^a + 2} \delta^{ad} \delta^{ac} \delta^{ab} \\
 & + m_i^a (m_i^a - 1) \delta_{n_i^a, m_i^a} \delta^{ad} \delta^{ac} \delta^{ab} + \sqrt{m_i^a + 1} (m_i^a + 2)^{\frac{3}{2}} \delta_{n_i^a, m_i^a + 2} \delta^{ad} \delta^{ac} \delta^{ab} \\
 & + (m_i^a)^2 \delta_{n_i^a, m_i^a} \delta^{ad} \delta^{ac} \delta^{ab} + (m_i^a) (m_i^a + 1) \delta_{n_i^a, m_i^a} \delta^{ad} \delta^{ac} \delta^{ab} + \sqrt{m_i^a} \sqrt{m_i^a - 1} (m_i^a \\
 & - 2) \delta_{n_i^a, m_i^a - 2} \delta^{ad} \delta^{ac} \delta^{ab} + \sqrt{m_i^a + 1} \sqrt{m_i^a + 2} (m_i^a + 3) \delta_{n_i^a, m_i^a + 2} \delta^{ad} \delta^{ac} \delta^{ab} \\
 & + m_i^a (m_i^a + 1) \delta_{n_i^a, m_i^a} \delta^{ad} \delta^{ac} \delta^{ab} + (m_i^a + 1)^2 \delta_{n_i^a, m_i^a} \delta^{ad} \delta^{ac} \delta^{ab} \\
 & + \sqrt{m_i^a} (m_i^a - 1)^{\frac{3}{2}} \delta_{n_i^a, m_i^a - 2} \delta^{ad} \delta^{ac} \delta^{ab} + (m_i^a + 1) (m_i^a + 2) \delta_{n_i^a, m_i^a} \delta^{ad} \delta^{ac} \delta^{ab} \\
 & + \sqrt{m_i^a} \sqrt{m_i^a - 1} (m_i^a + 1) \delta_{n_i^a, m_i^a - 2} \delta^{ad} \delta^{ac} \delta^{ab} \\
 & + (m_i^a)^{\frac{3}{2}} (m_i^a - 1) \delta_{n_i^a, m_i^a - 2} \delta^{ad} \delta^{ac} \delta^{ab} \\
 & \left. + \sqrt{m_i^a} \sqrt{m_i^a - 1} \sqrt{m_i^a - 2} \sqrt{m_i^a - 3} \delta_{n_i^a, m_i^a - 4} \delta^{ad} \delta^{ac} \delta^{ab} \right] \quad (23)
 \end{aligned}$$

4- الاستنتاجات والتوصيات

أهم نتائج هذا البحث:

- ١- إمكانية تطبيق نظرية الاضطراب دوماً في نظرية QCD
- ٢- إعداد برنامج بلغة الفورتران ٧٧ لحساب القيم العددية لمستويات الطاقة للهزازات التوافقية و حساب القيم العددية لمستويات الطاقة للهزازات اللاتوافقية ورسمها بيانياً .
- ٣- ايجاد المصفوفة عند بداية الزمن والحصول على قيم عددية للتأكد من صحة هذه العلاقات .
- ٤- تطوير البرنامج المكتوب بلغة الفورتران ٧٧ لحساب المصفوفة $(\hat{B}_i^a \hat{B}_i^a)_{n_i^a m_i^a}$ و $H_{n_i^a m_i^a}$

عند بدايه الزمن ثم حل المعادلات لايجاد التطور الزمني للقيمة الوسطى لمربع مؤثر الغلوياي الطاقة (المغناطيسي الملونه $\widehat{B}_i^a \widehat{B}_i^a$) بواسطة الماتلاب .

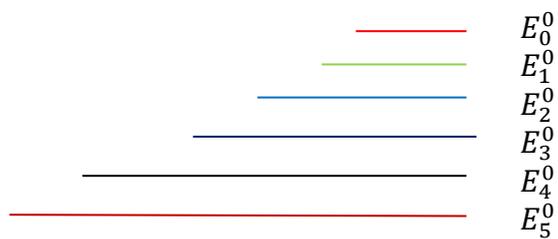
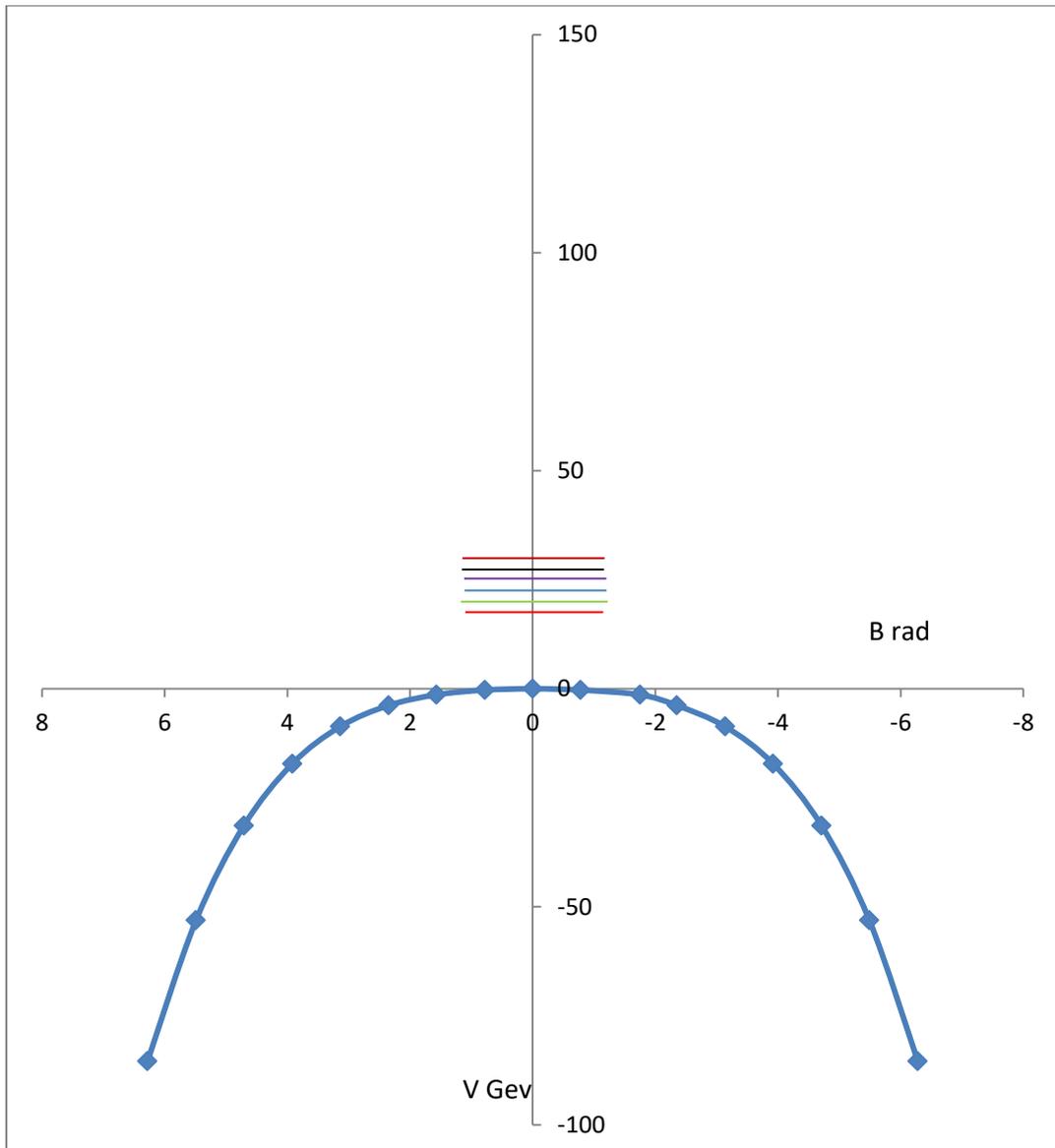
رسمنا المنحني البياني للكمون الكلاسيكي للهزاز التوافقي الناتج عن تقريب اللفه الواحدة [5]

رسمنا المنحني البياني للكمون الكلاسيكي للهزاز التوافقي الناتج عن تقريب اللفه الواحدة [5]
 $V(\text{Gev}) = \frac{1}{L} = \sum_{i=1}^3 \sum_{a=1}^3 \widehat{B}_i^a B_i^a$ يتعلق بحقول المعايير المتجانسه من خلال المركبه $B_i^a = n^a$ إذ يكون $n^a n^a = 1$ وبالتالي حصلنا على الأشكال التاليه التي تمثل الكمون الكلاسيكي ، وقد رسمنا أيضا سويات الطاقة على هذه الأشكال حسب قيم g.

$$1\text{fm} = 5.068 \text{ Gev}^{-1}$$

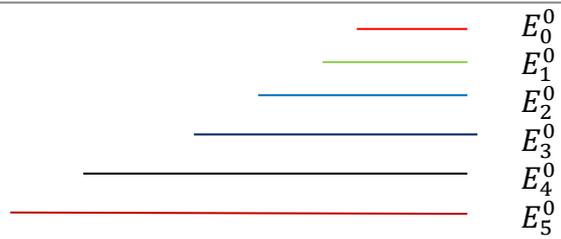
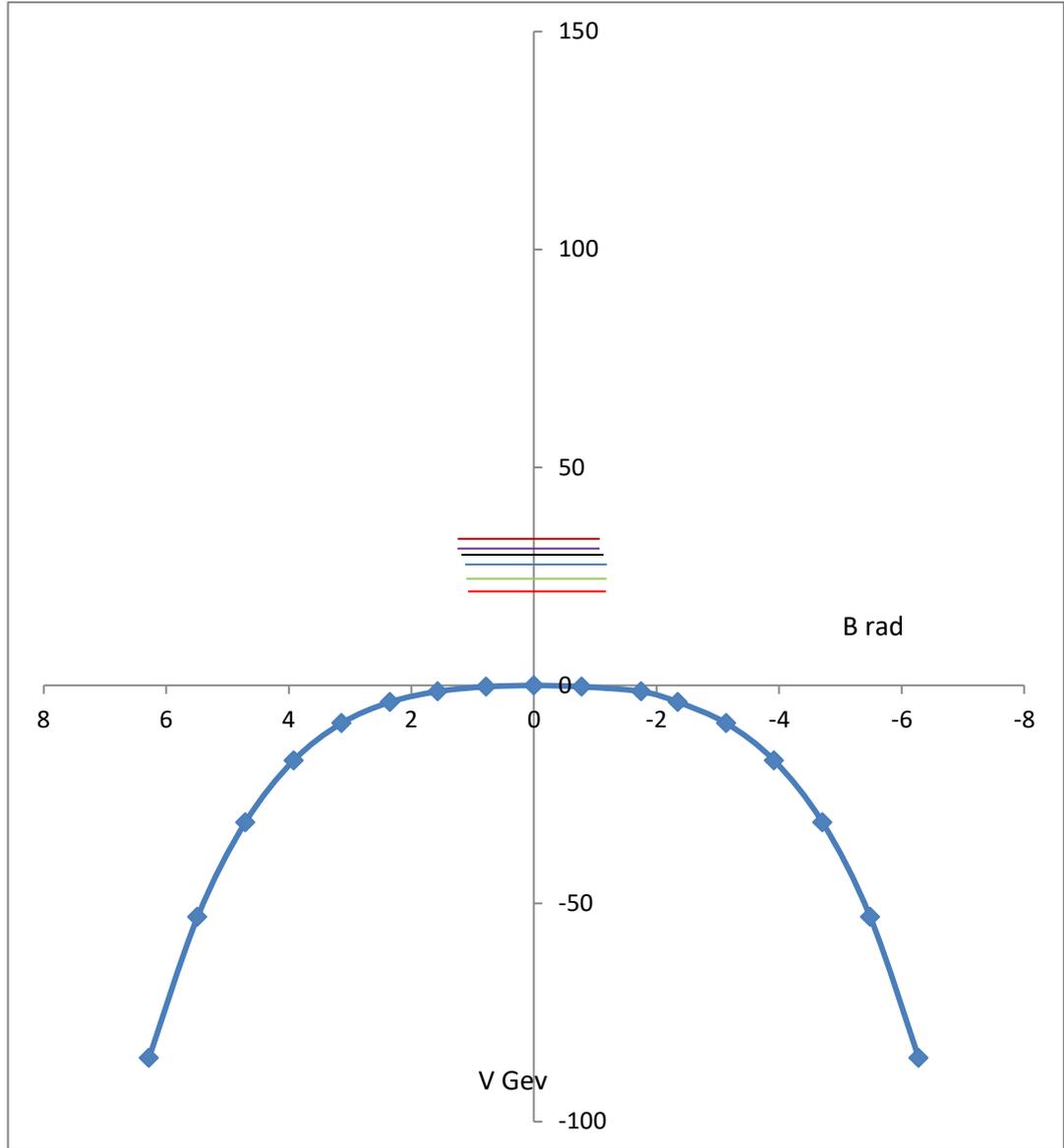
L	L Gev ⁻¹	$\frac{1}{L}$ Gev	g	$E_0^0 * \frac{1}{L}$ Gev	$E_1^0 * \frac{1}{L}$ Gev	$E_2^0 * \frac{1}{L}$ Gev	$E_3^0 * \frac{1}{L}$ Gev	$E_4^0 * \frac{1}{L}$ Gev	$E_5^0 * \frac{1}{L}$ Gev
١.٩ ٥	١.٩٥ * ١٨٧٩ ٥.٠٦ =٨ ٩.٨٨ ٢٦	٠.١٠١ ١٨٧٩ ٤٦٤٩ ٢	0.6463587 28	١٧.٧٧٩٧٠٥٤٢١ ٦٨٣	١٩.٢٦١٣٤٣٩٣٦ ٨٥٤	٢٠.٧٤٢٩٨٧٠٨ ٥٤٢	٢٢.٢٢٤٦٣٤٨٦٤٣٤ ٨	٢٣.٧٠٦٢٧٨٠١٢٩١ ٥	٢٥.١٨٧٩٠٨٨٠٨٤٥ ٧
٢	*٢ ٥.٠٦ =٨ ١٠.١ ٣٦	٠.٠٩٨ ٦٥٨٢ ٤٧٨٣	٠.٩٠٢٦٤٥٦ ٤٨	٢٤.٠٥٥١٦٦٣٢٧ ٠.٧١	٢٦.٠٥٩٧٥٦٦٢٢ ٠.٦٩	٢٨.٠٦٤٣٥١٤٣ ١٦٦٨	٣٠.٠٦٨٩٥٨٢٨٥٤٦ ٦	٣٢.٠٧٣٥٤٤٠٦٣٨٩	٣٤.٠٧٨١٤١٨٨٤٥٣ ٩
٢.١ ٣	٢.١٣ * ٥.٠٦ =٨ ١٠.٧ ٩٤٨٤	٠.٠٩٢ ٦٣٦٨ ٥٢٤٢ ٢	٢.١٤٩٩٤٠٠ ١	٥٠.٨٠٤٣٦٤٦٥٨ ٤٣٩	٥٥.٠٣٨٠٧٩١٤٧ ٠.٢٥	٥٩.٢٧١٧٥٩٧١ ١٠.٦٨	٦٣.٥٠٥٤٥١٥٨٢٣٦ ٦	٦٧.٧٣٩١٦٠٤١٧٣٢ ٤	٧١.٩٧٢٨٥٧٩٤٣١٧ ٥
٢.١ ٨	٢.١٨ * ٥.٠٦ =٨ ١١.٠ ٤٨٢٤	٠.٠٩٠ ٥١٢١ ٥٣٩٧ ٢	٣.٠٤٨٧٩٠٤ ٥	66.137812076 83	٧١.٦٤٩٢٨٦٢٨٨ ١.٠٥	٧٧.١٦٠٧٦٦٠٢ ٤٢٤٢	٨٢.٦٧٢٢٤٠٢٣٥٥١ ٦	٨٨.١٨٣٧١٩٩٧١٦٥ ٣	٩٣.٦٩٥٢٠٥٢٣٢٦٥ ٢
٢.٢	*٢ ٥.٠٦ =٨ ١٠.١ ٣٦	٠.٠٨٩ ٦٨٩٣ ١٦٢٠ ٩	٣.٥٢٢١٤١٢ ٢	72.920140230 425	78.996804897 342	85.07352430 6134	91.15017802467 6	93.99802730807	103.3035347298 96

الجدول (١) يبين قيم سويات الطاقة التوافقية وثابت الارتباط g(L)



الشكل (١): $g=0.646358728$ يبين الكمون الكلاسيكي التوافقي وقد وضحت عليه سويات الطاقة من أجل

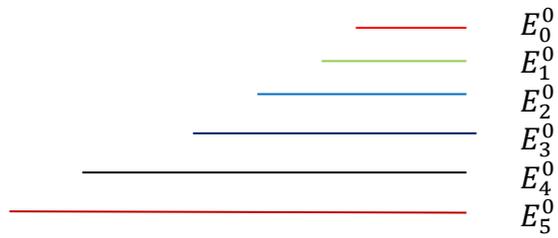
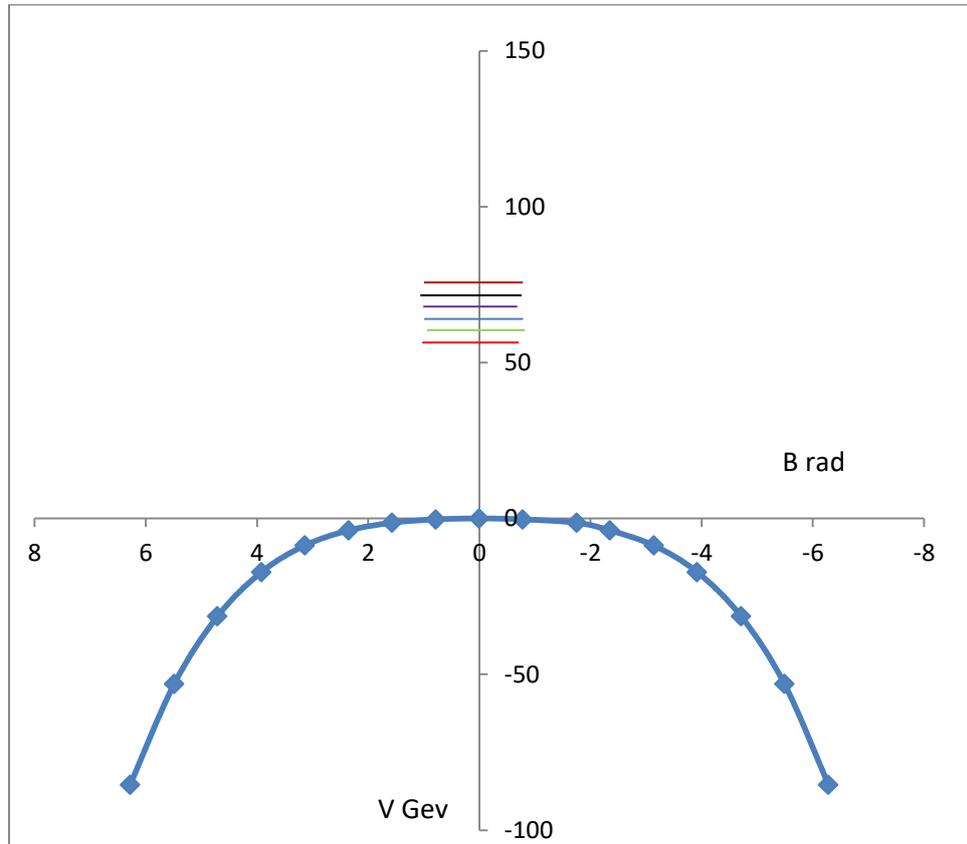
$$17.607113395 \leq E_i^0 \leq 24.943412444 \quad \text{نلاحظ أن}$$



g = 0.02645648... الشكل (٢): يبين الكمون الكلاسيكي التوافقي وقد وضحت عليه سويات الطاقة من أجل

نلاحظ أن

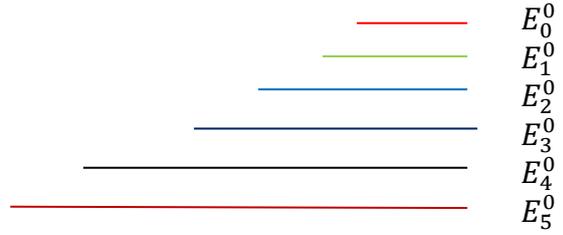
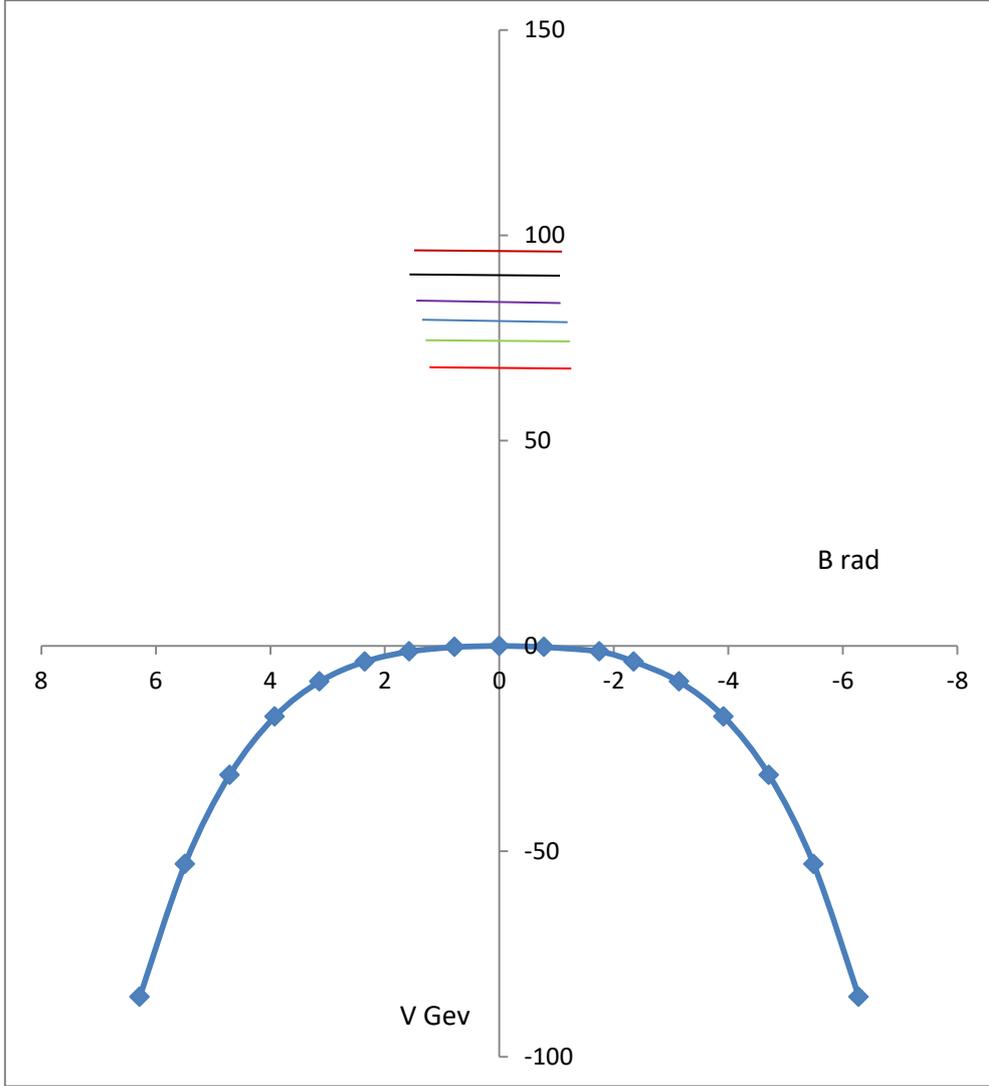
$$23.98648221 \leq E_i^0 \leq 33.98085055$$



الشكل (٣) يبين الكمون الكلاسيكي التوافقي وقد وضحت عليه سويات الطاقة من أجل $g=2.14994001$.

نلاحظ أن

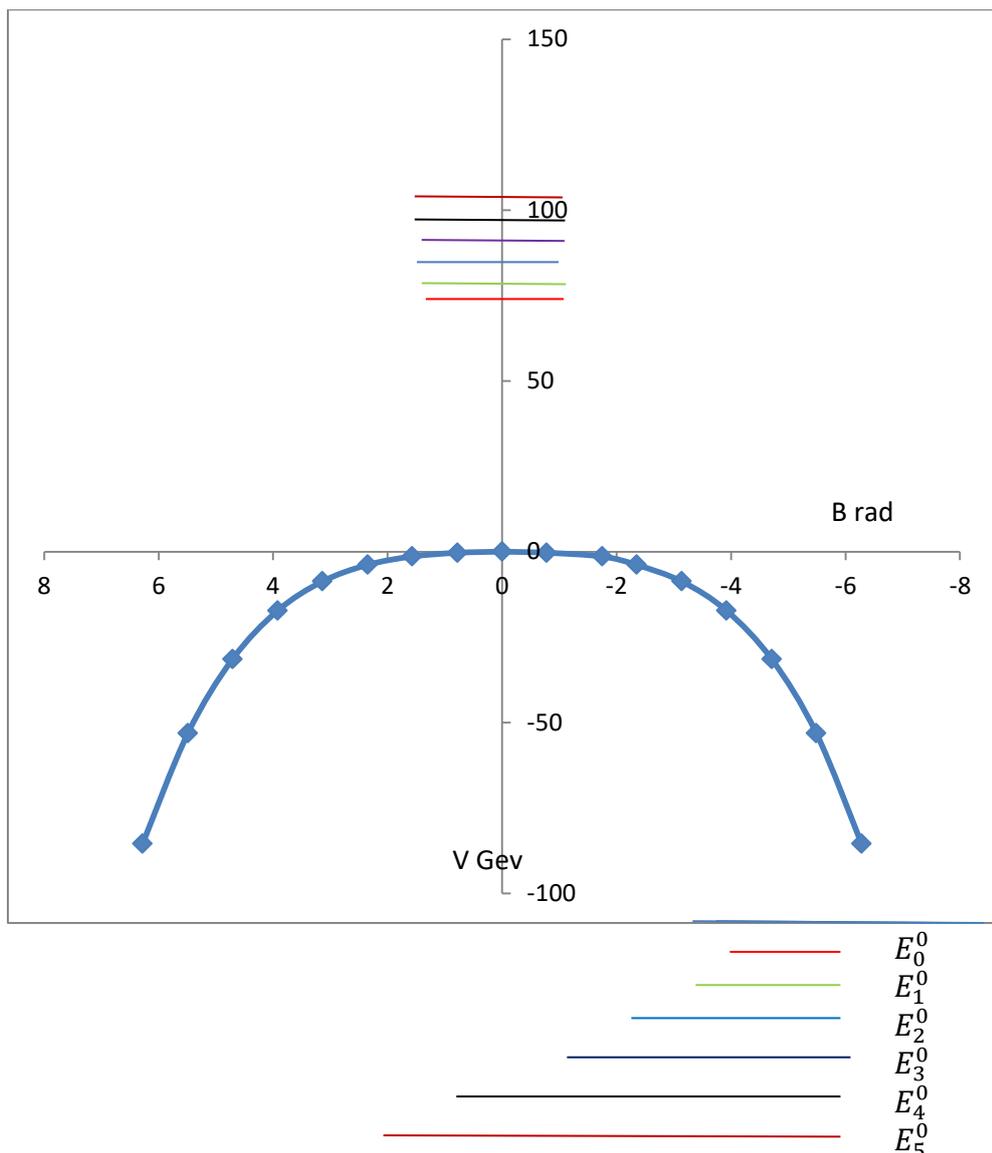
$$50.6001497 \leq E_i^0 \leq 71.68354871$$



الشكل (٤) يبين الكمون الكلاسيكي التوافقي وقد وضحت عليه سويات الطاقة من أجل $g=3.04879045$.

نلاحظ أن

$$65.991436953 \leq E_i^0 \leq 93.4878404732$$



الشكل (٥) يبين الكمون الكلاسيكي التوافقي وقد وضحت عليه سويات الطاقة من أجل $g=3.02214122$ نلاحظ أن

$$72.888608830 \leq E_i^0 \leq 103.25885429$$

نستنتج من الأشكال البيانية ما يلي :

- ١- اختلاف سويات الطاقة حسب قيم g وهذا واضح من الأشكال (٥-١) .
- ٢- الكمون الكلاسيكي التوافقي حسب قيم g من الشكل (١) حتى الشكل (٥) معاكس بالاتجاه الكمون الكلاسيكي التوافقي للهزاز التوافقي البسيط بدرجة حريه واحدة .
- ٣- سويات الطاقة حسب قيم g مشابهة لسويات الطاقة للهزاز التوافقي البسيط بدرجة حريه واحدة في ميكانيك الكم .

$$d = \frac{(N+8)!}{N!+8!}$$

تعطى درجة التحلل (الانطباق) بالعلاقة التاليه:

حيث يمثل N العدد الكمي للسوية الطاقية.

إن هذا الفرق في سويات الطاقة الكليه يمثل شبه جسيم هو الغلونون وهو بوزون ويمثل الفونون في الجسم الصلب ، ولكن للغلونون شحنة لونية، وبالتالي فإن الغلونونات تتبادل التأثير فيما بينها، وهكذا نرى أن الفرق بين (الفونون والغلونون) يشابه الفرق بين الفوتون والغليون .

الجدول (٢) بين قيم سويات الطاقة للهرزاللا توافقي حسب قيم ثابت الارتباط $g(L)$

L	$L\text{Gev}^{-1}$	$\frac{1}{L}\text{Gev}$	g	$E_0 * \frac{1}{L} \text{Gev}$	$E_1 * \frac{1}{L} \text{Gev}$	$E_2 * \frac{1}{L} \text{Gev}$	$E_3 * \frac{1}{L} \text{Gev}$	$E_4 * \frac{1}{L} \text{Gev}$	$E_5 * \frac{1}{L} \text{Gev}$
١.٩٥	$٥.٠٦٨ * ١.٩٥$ $٩.٨٨٢٦ =$	٠.١٠١ ١٨٧٩٤ ٦٤٩٢	0.646358 728	١٧.٧٧٩٧٠ ٥٤٢١٦٨٣	19. ٢٧٣٧٨٥٤٢ ٨٤١٧	20. ٨٦٧٩١٥٠٥ ٥٠٣٨	22.49267 0516441	24.37672 3796457	26.566709188787
٢	$=٥.٠٦٨ * ٢$ ١٠.١٣٦	٠.٠٩٨ ٦٥٨٢٤ ٧٨٣	٠.٩٠٢٦٤٥ ٦٤٨	٢٤.٠٥٥١٦ ٦٣٢٧٠٧١	٢٦.٠٦٨٤٩٩ ٧١٩٢١٢	28. ١٥٢٢٥٥٩٩ ٣١.١	30. ٢٥٧٨٣٠.١ ٢٧٤٣١	32. ٥٤٧٧٧٣٦ ٦٤٣٢٤	٣٥.٠٥٩٣١٦٥٤٣٣٥٤
٢.١٣	$٥.٠٦٨ * ٢.١٣$ $١٠.٧٩٤٨٤ =$	٠.٠٩٢ ٦٣٦٨٥ ٢٤٢٢	٢.١٤٩٩٤٠ ٠.١	٥٠.٨٠٤٣٦ ٤٦٥٨٤٣٩	55.041729 472763	59.308501 849165	63.58449 5236261	67.93829 9978838	72.387156671656
٢.١٨	$٥.٠٦٨ * ٢.١٨$ $١١.٠٤٨٢٤ =$	٠.٠٩٠ ٥١٢١٥ ٣٩٧٢	٣.٠٤٨٧٩٠ ٤٥	66.13781 207683	٧١.٦٥١٩٦٣ ٢٠٨٩٤٦	٧٧.١٨٧٧١٣ ٦٦١٥	٨٢.٧٣٠٢٢ ٠٨٠٢٥٥٢	88.32984 7950862	93.999402243395
٢.٢	$=٥.٠٦٨ * ٢.٢$ ١١.١٤٩٦	٠.٠٨٩ ٦٨٩٣١ ٦٢٠٩	٣.٥٢٢١٤١ ٢٢	72.92014 0230425	78.999188 901765	85.097523 961217	91.20181 7465501	97.35700 1126996	103.574528882818

رسمنا المنحني البياني للكمون الكلاسيكي للهرزاللا توافقي الناتج عن تقريب اللغة الواحدة [5]

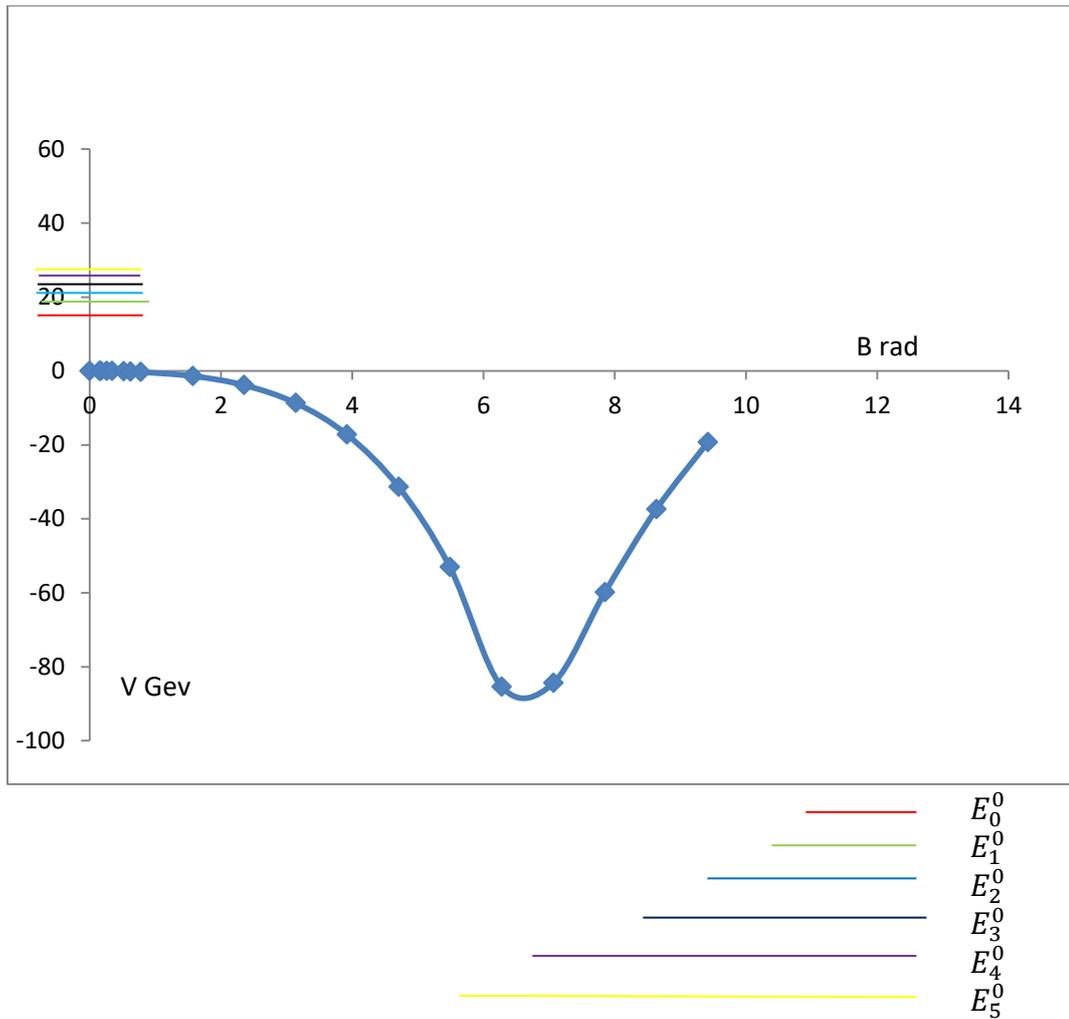
$$L_{eff}^{Torr} = \alpha_1(B_1)^2 + 60\alpha_3(B_1)^4 + 60\alpha_4(B_1)^4$$

الكمون الكلاسيكي اللاتوافقي يتعلق بحقول المعايير المتجانسه من خلال المركبه ، $B_i^a = B_i n^a$

إذ يكون

$n^a n^a = 1$ ، وبالتالي حصلنا على الأشكال التاليه التي تمثل الكمون الكلاسيكي ،بالاضافه إلى

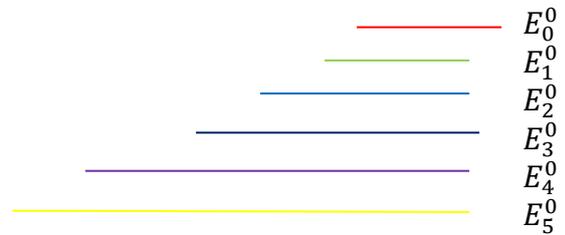
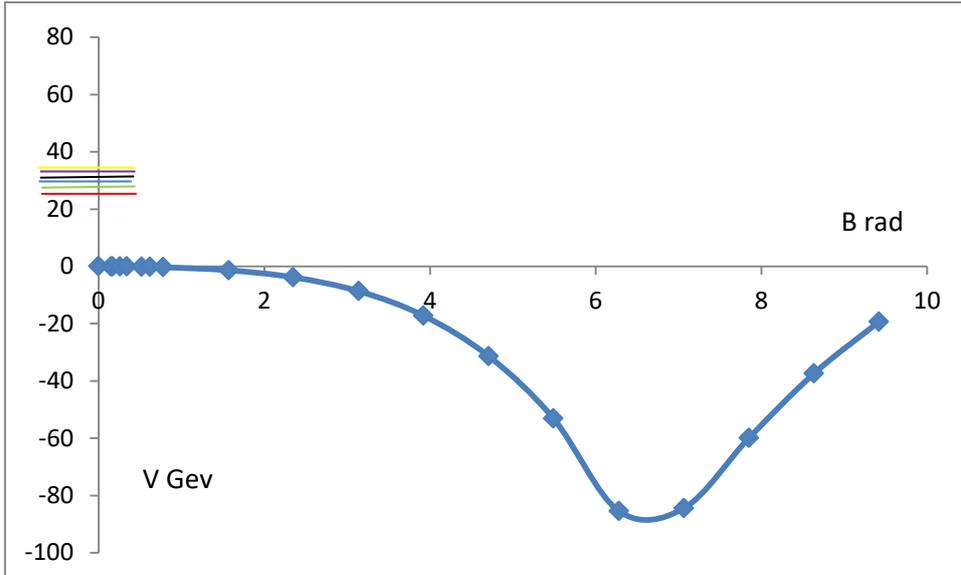
ذلك رسمنا سويات الطاقة على هذه الأشكال حسب قيم g.



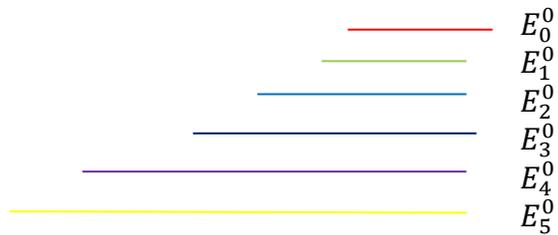
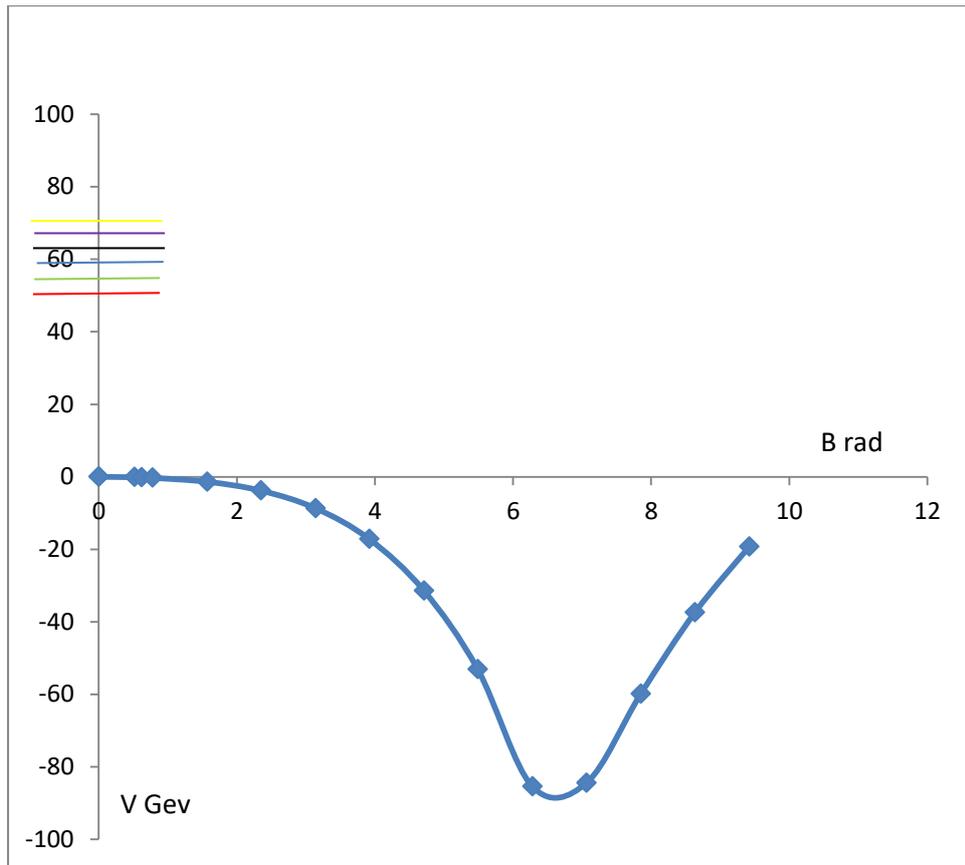
الشكل (٨) يبين الكمون الكلاسيكي للهزاز اللاتوافقي الناتج عن تقريب اللفه الواحده (١-٣-٣) وقد وضحت عليه سويات الطاقة من أجل

$$g=0.646358728$$

$$17.607113395 \leq E_i \leq 26.3350169603$$

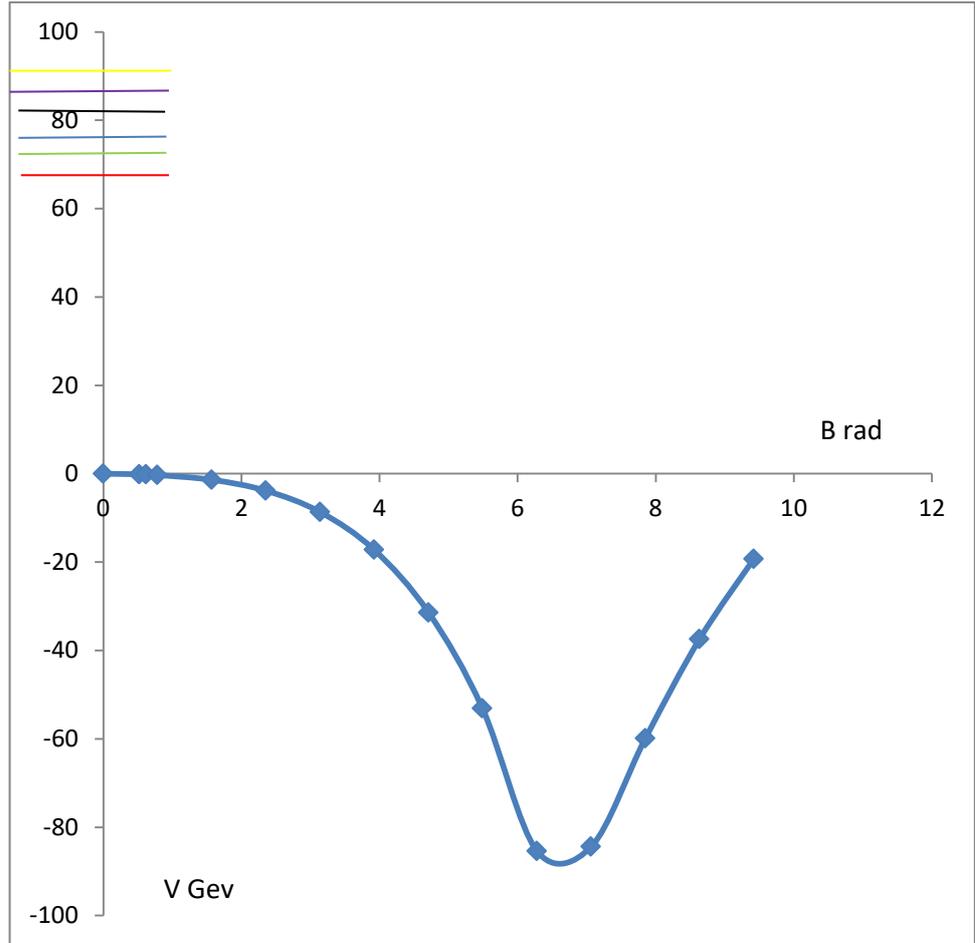


الشكل (٩) يبين منشور الكمون الكلاسيكي للهزاز اللاتوافقي وقد وضحت عليه سويات الطاقة من أجل $g=0.902645648$
 $23.9864822061 \leq E_i \leq 34.96474731427$



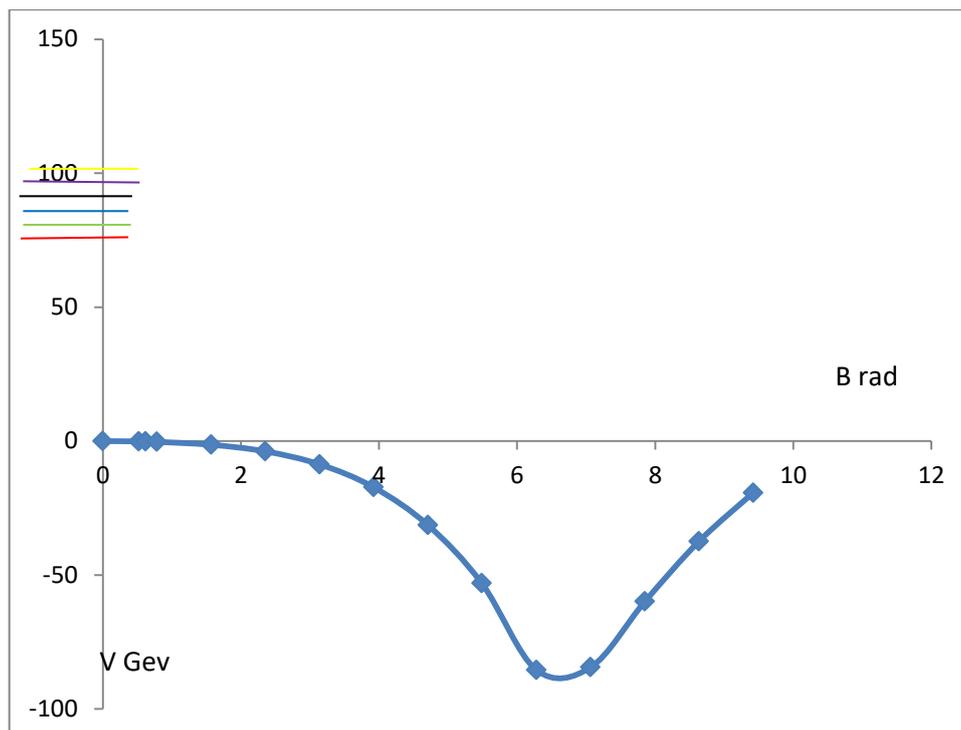
الشكل (١٠) يبين منشور الكمون الكلاسيكي للهزاز اللاتوافقي وقد وضحت عليه سويات الطاقة من أجل $g=2.14994001$

$$50.600149703 \leq E_i \leq 72.0995098887$$



الشكل (١١) يبين منشور الكمون الكلاسيكي للهزاز اللاتوافقي وقد وضحت عليه سويات الطاقة من أجل $g=3.04879045$

$$65.991436953 \leq E_i \leq 93.79210028445$$



$$72.888608830 \leq E_i \leq 103.5299654043$$

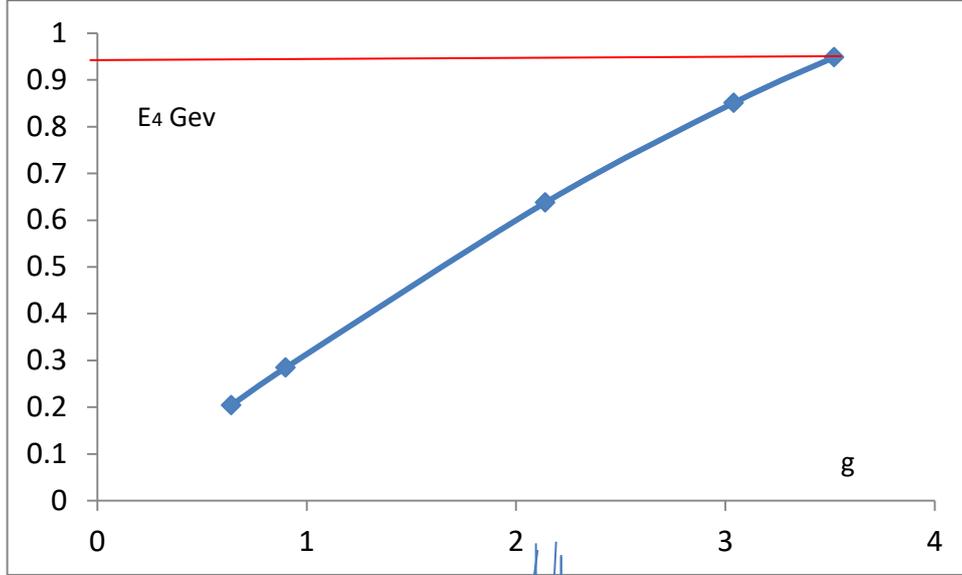
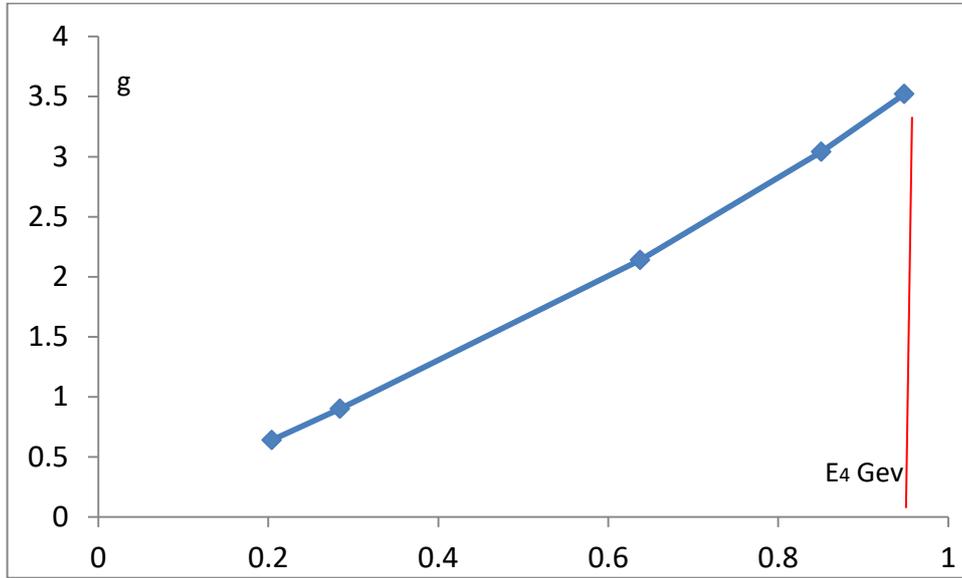
الشكل (١٢) يبين منشور الكمون الكلاسيكي للهزاز اللاتوافقي وقد وضحت عليه سويات الطاقة من أجل $g=3.52214122$

نلاحظ أن منشور الكمون حتى الدرجة الرابع يصف الكمون على كامل المجال حيث توجد نهاية حديه صغرى، وبالتالي فإن الكواركات والغليونات توجد بالقاع ، وهذا ما نسميه الأسر ضمن الهادرونات ، وبالتالي تحتاج الكواركات والغليونات إلى طاقات حركيه عاليه E_p حتى تتحرر من الأسر، وتصبح حرة أي أن : $E_p \geq 1.5 \text{ GeV}$ فتكون المحصله قريبه من الصفر ، وهكذا فإننا نجد الطاقه الدنيا من أجل قيم g هي

$$d = \frac{(N+8)!}{N!+8!}$$

تعطى درجه التحلل (الانطباق) بالعلاقه التاليه:

–قمنا برسم $E+2=f(g)$ وبرسم $g=f(E+2)$ فوجدنا :

الشكل (٦) $E_{+4} = f(g)$ الشكل (٧) $g = f(E_{+4})$

نلاحظ أنه كلما ازداد ثابت الارتباط ازدادت سوية الطاقة E ، وتكون جميع الحلول مستقرة من أجل قيم g . لاحظنا أيضاً من خلال المنحنين (٦) و (٧) أنه من الممكن أخذ جميع ثوابت الارتباط التي تحقق $g \geq 0.5023246977$

-كانت نظرية الاضطراب تطبق على QCD من أجل قيم صغيرة لثابت الارتباط، وقد حصل على جائزة نوبل لعام ٢٠٠٤ في الفيزياء كل من (ديفيد غروس- ديفدبوليتزير-فرانك ويلكزك) [2]

حيث بينوا أن نظرية الاضطراب تبقى صحيحة من أجل $g \leq 0.4$ ،

أما في بحثنا، أثبتنا أنه يمكن تطبيق نظرية الاضطراب باستخدام مؤثري البناء والهدم من أجل قيم

$$g \geq 0.5023246977$$

أي أنه يمكن تطبيق نظرية الاضطراب دوماً على QCD وبالتالي حلت مشكله ال QCD مع نظرية

الاضطراب.

References:

- 1- www.loommagazine.com/articles/ArticleDetails.aspx?iD=1420.
- 2- physics.umd.edu/hep/ThetandardModle.pdf.
- 3- abyss.Uoregon.edu/~js/ast123/lectures/Aeco7.html.
- 4- www.cbc.ca/news/technology/hadron-collider-detects-big-bang-matter-1.875860.
- 5- AL-CHATOURI, S.-*Untersushungenzumrealzeit-verhlttenQuantenfeldtheoritischemodelle*Dissertation, Leipzig uni.-1991-,101P
- 6-Van baal,p.the small volume expansion of gauge theories coupled to masslessfermions Nuclear Physics B— North-Holland vol 307,1988,PP.274-290
- 7-forum.palmoon.net/topic-3884-102.html.
- 8-www.livescience.com/22320-quark-gluon-plasma-big-bang-conditions.html.
- 9-GRAHAM.P.COLLINS.- *The Discovery Machine*. Scientific American. Number2 6/7/2008.
- 10-EBOLI,O.;JACKIW,R.;SO-YOUNG,PI.-*Quantum fields out of thermal equilibrium* phys.Rev.D,U.S.A.vol.37,N⁰.12,1988,3557-3581.
- 11-VAN BAAL,P.;AVERBACH,A.AnAnolysis of *transverse fluctuations in multidimensional tunneling*. Nucl.phys.B.North-Holland vol.275,N⁰.17,1986,93-120
- 12-ILGENFRITZ,EM.;KRIPFGANZ,J.-*Quantum liouville equation and nonequilibrium processes in quantum field theory* phys.Lett.A.North-Hollandvol.108,N⁰.3,1985,133-136.
- 13-KRIPFGANZ, J.;ILGENFRITZ, EM.*Reheating after in flation class*. Quantum Grav.U.K.vol.3,N⁰.5,1986,811-815.
- 14-KRIPFGANZ, J.; PERLT,H.*Approach to non-equilibrium behavior in quantum field theory*. Ann. Of phys.U.S.A.vol.191,N⁰.2,1989,241-257.
- 15-RING WALD,A.-*Evolution equation for the expectations value of a scalar field in spatially flat RW universes*.Ann.phys.U.S.A.vol.177,N⁰.1,1987,129-166.
- 16-KRIPFGANZ,J.RING WALD,A.-*Electron weak baryon number violation at finite temperature*. Z.phys.C-particles and Fields. Germany.vol.44,1989,213-225.
- 17-THOOF, G.-*Computation of the quantum effects due to a four-dimensional pseudoparticle*.phys.Rev.D.U.S.A.vol.14,N⁰.12,1976,3432-3450..
- 19-ADLER,S.*Axial-vector vertex in spinorElectrodynamics*.phys.Rev.U.S.A.vol. 177, N⁰.5,1969,2426-2438.
- 20-SEMENOFF,G.;NATTAN,W.-*Feynman rules for finite-temperature Greens functions in an expanding universe* phys.rev.D.U.S.A.vol.31,N⁰.4,1985,689-698.
- 21-BENDER,M.;FRED,C.JAMESE.O DELLS,J.and SIMMONS,L.M.-*Quantum Tunneling using Discrete-Time operator Difference Equations*.phys.Rev. Lett.U.S.A.vol.55.N⁰.9.1985,901-903.
- 22-KEIL, W.;RAND,K.*Mass and wave Function Renormalization at finite Temperature*. physics A,U.S.A.vol.158.N⁰.1,1989-47-57.
- 23-NIEMI,J.;GORDON,W.and SEMENOFF,G.-*Theromdynamic calculations in relativistic finite-temperature quantum field Theories*-Nucl.phys.B North-Holland.vol.230,N⁰.2,1984,181-221.
- 24-BERGES,J.;BORSANYI,SZ.;SEXTY,D.and STAMATESCU,I.-O.-*Lattice simulations of real-time quantum fields* phys.Rev.D.U.S.A.vol.75,045007,2007
- 25-VAN BAAL,P.;KOLLER,J.-*Finite-Size Results for SU(3) Gauge Theory*. Phys.Rev.Lett.U.S.A.vol.57,N⁰.22,1986,2783-2786.

- 26-KOLLER,J.;VAN BAAL,P.-Arigorousnonperturbative result for the glueball mass and electric flux energy in a finite volume *Nucl.phys.B* North-Holland. Vol.273, N^0 .2,1986,387-412.
- 27-KRIPFGANZ,J.;MICHEL,C.-Glueballs with dynamical fermions in a small volume *Nucl.phys.B* North-Holland.vol.314, N^0 .1,1989,25-29.
- 28- LUSCHER, M.*Mass Spectrum of YM Gauge Theories On a Torus.* *Nucl .Physics B* North-Holland vol. 219, N^0 . 1, 1983,pp. 233-261.
- 29- LUSCHER, M. and MUNSTER, G.*Weak-coupling expansion of the low-lying Energy values in the SU(2) gauge theory on a torus.**Nucl .Phys. B* North-Holland Vol. 232, N^0 .3, 1984,PP. 445-472.
- 30- KOLLER,J. and VANBAAL, P.-*SU(2) Spectroscopy Intermediate Volumes* *Phys. Rev Lett.* U.S.A. vol. 58, N^0 .24, 1987,PP. 2511-2514.
- 31- VAN BAAL, P .and KOLLER, J.*QCD on a Torus, and Electric Flux Energies From Tunneling* *Ann. Phys .U.S.A.* VOL. 174, N^0 .2,1987 ,299-371.
- 32-KRIPFGANZ , J. and MICHAEL, C.-*Fermionic Contributions to The Glueball Spectrum In a Small Volume* *Phys. Lett.B* North-Holland vol. 209, N^0 . 1, 1988.77-79.
- 33-FRAGA , E.S ; KODAMA , T. ; KREIN , G. ; MIZHER , J. and PALHARES , L.F.-*Dissipation and Memory Effects in Pure Glue deconfinement.* *Nuclear Physics.A*-North Holland vol. 785, N^0 .1-2, 2007, 138-141.
- 34- ALEXEI BAZAVOV , A. ; BERND BERG, and VERLYTSKY ,A-*Non-equilibrium Signals of The SU(3) Deconfining Phase Transition* *Pos U.S.A.* vol 127.2006, 1-7.
- FRAMPTON, P, H. *Gauge Field Theories* 1976.35-
- 36- JACKIW ,R.*Mean Field Theory For Non-equilibrium Quantum Fields.* *Physics A* U.S.A vol. 158, N^0 .1 ,1989,PP.269-290.
- 37- BERGES, J. and BORSANYI, SZ.-*Progress In Non-equilibrium Quantum Field Theory III Nuclear Physics A , North-Holland vol. 785, N^0 .1-2,2007, 58-67.*
- 38- Jeffrey KOLLER and Pierre van BAAL.*A non-perturbative analysis in finite Volume gauge theory –Nuclear physics* B302 (1988) 1-64,North-Holland,Amsterdam
- 39- بشير، علي تطور الأزمنة الحقيقية في ميكانيك الكم الإحصائي لنظرية المعايرة لبلازما الكواركات و الغليونات، اطروحة ماجستير، جامعة تشرين، 2013.
- 40-د. الشاتوري، سلمان تطور الأزمنة الحقيقية في مسائل عدم التوازن من أجل نظرية المعايرة الصافية مع الزمرة $SU(2)$ بالاعتماد على مؤثري البناء و الهدم مجلة جامعة تشرين-المجلد(30) العدد(1) 2008
- 41-د. الشاتوري، سلمان تطور الأزمنة الحقيقية في مسائل عدم التوازن من أجل نظرية المعايرة الصافية مع الزمرة $SU(3)$ بالاعتماد على مؤثري البناء و الهدم مجلة جامعة تشرين-المجلد(30) العدد(3)، 2008
- 42-د. الشاتوري، سلمان؛ د. نظام، محي الدين؛ أحمد، عدنان؛ دراسة تحليلية لتطور الزمن الحقيقي في نظرية المعايرة. مجلة جامعة تشرين-المجلد(30) العدد(4) 2008، 173-183.
- 43-د. الشاتوري، سلمان؛ د. نظام، محي الدين؛ بشير، علي؛ دراسة تحليلية لتطور الأزمنة الحقيقية في ميكانيك الكم الإحصائي لنظرية المعايرة لبلازما الكواركات و الغليونات قبل للنشر برقم /849 ص م. ح تاريخ 2013./8/5
- 44-Van Baal ,P. *the small volume expansion of gauge theories coupled to Massless fermions.* *Nuclear Physics B*-North-Holland Vol 307,1988,274-290.
- 45-GREINER,W.and MÜLLER,B.Band5:*Quantentenmechanik II. Auflage,* verlagHarri Deutsch,1984.