مجلة جامعة تشرين للبحوث والدراسات العلمية – سلسلة العلوم الأساسية المجلد (30) العدد (4) 2008
Tishreen University Journal for Research and Scientific Studies - Basic Sciences Series Vol. (30) No. (4) 2008

دراسة تحليلية لتطور الزمن الحقيقي في نظرية المعايرة

الدكتور سلمان الشاتوري *
الدكتور محي الدين نظام**
عدنان أحمد***

(تاريخ الإيداع 7 / 10 / 2008. قُبِل للنشر في 2008/12/15)

□ الملخّص □

قُسمت حقول المعايرة إلى صيغ متجانسة وصيغ غير متجانسة، ثم كوملت الصيغ غير المتجانسة وكانت نتائج هذه التكاملات ثوابت عددية. وبدورنا طبقنا تمثيل فغنر على الصيغ المتجانسة المتبقية.

حسبنا تطور الزمن الحقيقي للقيمة المتوقعة لأي مؤثر حتى التصحيح الكمومي الأول، تعالج هذه الطريقة نظرية المعايرة عندما يكون مربع ثابتة الإرتباط $g^2(L)$ صغيراً أي عندما لايمكن تطبيق نظرية الإضطراب.

الكلمات المفتاحية:

- الأزمنة الحقيقية في حالات عدم التوازن.
- عدم التوازن في نظرية الحقل الكمومي.
- نشر شبه كلاسيكي لعملية عدم التوازن.

---

* مدرس – قسم الفيزياء– كلية العلوم– جامعة تشرين– اللاذقية– سورية.
**أستاذ مساعد – قسم الفيزياء– كلية العلوم– جامعة تشرين– اللاذقية– سورية.
***طالب دراسات عليا (ماجستير) – قسم الفيزياء– كلية العلوم– جامعة تشرين– اللاذقية– سورية.

مجلة جامعة تشرين للبحوث والدراسات العلمية – سلسلة العلوم الأساسية المجلد (30) العدد (4) 2008
Tishreen University Journal for Research and Scientific Studies - Basic Sciences Series Vol. (30) No. (4) 2008

An Analytical Study of Real Time Evolution in the Gauge Theory

Dr. Salman Al-chatouri*
Dr. Mohey- Aldin Nizam**
Adnan Ahmad***

(Received 7 / 10 / 2008. Accepted 15/12/2008)

□ ABSTRACT □

Fields gauge have been divided into homogeneous modes and inhomogeneous modes; they have then been integrated the inhomogeneous modes. The results of these integrals were numerical constants. We then applied Wigner`s formalism on remained homogeneous modes.

We found the real time evolution to the expectant value for any operator up to the first quantum correction. This method deals the gauge theory; when the square of connection constant $g^2(L)$ is small. That means we can not apply the perturbation theory.

Keywords: Real time in non-equilibrium, Non-equilibrium in the quantum field theory, Semi-classical expansion for non-equilibrium.

***Assistant Professor, Department of Physics, Faculty Sciences, Tishreen University, Lattakia, Syria.**
****Associate Professor, Department of Physics, Faculty Sciences, Tishreen University, Lattakia, Syria.**
*****Postgraduate Student, Department of Physics, Faculty Sciences, Tishreen University, Lattakia, Syria.**

مقدمة:

تعتبر دراسة الخصائص الترموديناميكية لنماذج نظرية الحقول الكمومية مسألة جديدة باهتمام كبير[1-9]. توجد طريقتان شائعتان في الوقت الحاضر لمعالجة مسائل عدم التوازن لجمل كمومية في ميكانيك الكم الإحصائي:

- الطريقة الأولى: تعتمد على صورة هايزنبرغ في ميكانيك الكم حيث تكون المؤثرات تابعة للزمن $\hat{A}_H(t)$. وتكون معالجة مسائل عدم التوازن إما بالاعتماد على تابع غرين، أو بطريقة فغنر (النشر شبه الكلاسيكي) [3]
- الطريقة الثانية: تعتمد على صورة شرود نغر في ميكانيك الكم حيث تكون المؤثرات غير تابعة للزمن [4 -5]

إن الطريقتين متكافئتان بحيث نكتب التطور الزمني للقيمة الوسطى لأي مؤثر $\hat{A}$ تابع للزمن بالشكل[5]:

$$\langle \hat{A}(t) \rangle = Tr\,\{\hat{\rho}\hat{A}_H(t)\} = Tr\,\{\hat{\rho}(t)\hat{A}\}$$

حيث يمثل $\hat{\rho}$ مؤثر الكثافة و يقوم بالدور نفسه الذي تقوم به كثافة فراغ الطور في الميكانيك الاحصائي الكلاسيكي.

تصادفنا حالات عدم التوازن في فيزياء الجسيمات الأولية، مثلاً: في حالة وصف عملية التسخين للكون المبكر الأولي (وفقاً لطور متضخم ممكن)، أو وصف الهادرونات تحت شروط حدية بهدف دراسة النتائج التجريبية لعبور قصير لطور بلازما الجسيمات الأولية الملونة (بلازما الكواركات والغليونات) [3-5] و [9-11] و [13-17]. إن نظرية التأثير المتبادل القوي هي نظرية التحريك الكمومي للجسيمات الأولية الملونة *Quantum Chromodynamic* أو اختصاراً (*QCD*). تصف هذه النظرية التقييد (الحجز المستقر) للكواركات *Quarks* والغليونات *Gluons* عند درجة الحرارة المنخفضة. أما عند درجات حرارة مرتفعة فيتوقع وجود الكواركات والغليونات في طور بلازما الكواركات والغليونات، يبدأ التحول الطوري عند درجة الحرارة الحرجة T_{cr}. نظرية تحريك الجسيمات الأولية الملونة عند درجة حرارة منتهية (QCD_T) هي نظرية معقدة أكثر من نظرية التحريك الكهرطيسي الكمومي *Quantum Electrodynamic* (QED_T) وهذا الاختلاف بين النظريتين يعود في الجوهر إلى أن التأثير المتبادل الذاتي للغليونات يسبب عدم التعيين في السلوك تحت الأحمر.

سنقوم في هذا البحث بتطوير طريقة رياضية جديدة لوصف عمليات عدم التوازن في نظرية المعايرة الصافية (بدون كواركات) مع الزمرة *SU(3)*. بنيت الخلفية الفيزيائية لهذا العمل على عملية نشوء الكون المبكر الأولي ومن خلال وصف تصادم الأيونات الثقيلة عند الطاقات العالية.

أخذنا الطريقة الرياضية العددية المطورة في [3] والقائمة على طريقة الحقل الخلفي وتقريب اللفة الواحدة، التي نقلت الدراسة من نظرية المعايرة الصافية (بدون كواركات) مع الزمرة *SU(3)* إلى دراسة ميكانيك كم إحصائي مع الزمرة *SU(3)*، وبدورنا طبقنا تمثيل فغنر على هاملتون الجملة.

أهمية البحث وأهدافه:

- تطبيق تمثيل فغنر على نظرية المعايرة الصافية (بدون كواركات).
- التعبير عن القيمة المتوقعة لأي مؤثر من خلال القيمة الوسطى الكلاسيكية لهذا المؤثر.
- دراسة نظرية المعايرة عندما لا يمكن تطبيق نظرية الاضطراب.

طريقة البحث ومواده:

1- مؤثر هاملتون:

نعتبر نظرية المعايرة الصافية مع الزمرة *SU(3)* على حلقة ذات ثلاثة أبعاد أي $d = 3$، ونضع شروطاً حدية دورية بحيث لا يجوز لهذه الشروط الحدية أن تحطم ثبوت المعايرة اللامكاني الذي أدخل في المرجع [3]. وبإدخال مؤثر المُسقط $\mathcal{P}$ على حقل المعايرة A_μ ، تنقسم صيغته إلى صيغ متجانسة وأخرى غير متجانسة.

الصيغ المتجانسة: $$B_\mu = \mathcal{P}A_\mu = \frac{1}{L^3}\int_{T^3} A_\mu$$

الصيغ غير المتجانسة: $$Q_\mu = (1-\mathcal{P})A_\mu$$

حيث: $\mu = 0,1,2,3$ ، L طول الحلقة في كل الاتجاهات الفراغية.

للحصول على الكمون الفعال، يُعرّف تابع تثبيت معايرة اللاغرانج χ [14,3]:

$$\chi = (1-\mathcal{P})\left(\partial_\mu A_\mu + i\left[\mathcal{P}A_\mu , A_\mu\right]\right) + L^{-1} \times \mathcal{P}A_\mu$$

ينتج عن إدخال χ على حقل المعايرة:

$$B_0 = 0$$

$$\partial_\mu Q_\mu + i\left[B_\mu , Q_\mu\right] = 0$$

ويعطى مجموع الحالات Z في هذه النظرية بالشكل التالي [14,3]:

$$Z = \int DB_k \exp\left(\int d\tau \mathcal{L}_{eff}(B)\right) = \int DB_k \exp\left(S_{eff}\right)$$

حيث: $\mathcal{L}_{eff}$ تابع لاغرانج الفعال، k =1,2,3 ، D المشتق الموافق للتغير الذي يعرّف بالعلاقة:

$$D^2 = \partial^2 + 2i\, adB_i\partial_i - (adB_i)^2$$

حيث إن: $(adB_i)^{ab} = -if^{abc}\, B_i^c$.

f^{abc} ثوابت البنية اللاتناظرية

هذا يعني إن:

$$S_{eff} = \int d\tau \mathcal{L}_{eff}(B)$$

$$= \log\int D\grave{}Q_\mu D\grave{}\psi D\grave{}\bar{\psi} \exp\left[\frac{1}{{g_0}^2}\int d\tau \int d^3x\, \mathcal{L}(B,Q,\psi,\bar{\psi})\right]$$

حيث يأخذ $\mathcal{L}(B,Q,\psi,\bar{\psi})$ الشكل التالي [14,3]:

$$Tr\left\{\frac{1}{2}\left(F_{\mu\nu}(B+Q)\right)^2 + \left(D_\mu(B)Q_\mu\right)^2 - \mathcal{L}(B,Q,\psi,\bar{\psi}) = 2\bar{\psi}D_\mu(B)D_\mu(B+Q)\psi - 2\left[Q_\mu,\psi\right]\mathcal{P}\left[Q_\mu,\bar{\psi}\right]\right\}$$

و تكون $\psi,\bar{\psi}$ الأجزاء الفراغية لحقول الأشباح و الإشارة ` على D تعني أن $\mathcal{P}\psi = \mathcal{P}\bar{\psi} = 0$.

يعطى تنسور شدة الحقل $F_{\mu\nu}(x)$ بالعلاقة [6]:

$$F_{\mu\nu}(x) = \partial_\mu A_\nu(x) - \partial_\nu A_\mu(x) + ig\left[A_\mu(x), A_\nu(x)\right]$$

إن التكاملات على $Q_\mu,\psi,\bar{\psi}$ هي تكاملات غوص. g ثابتة الإرتباط.

ونحصل بعد التكامل على $Q_\mu, \psi, \bar{\psi}$ على تعبير الكمون الفعال $V_{eff(1)}$ لتقريب اللفة الواحدة [3]–[14] بالشكل التالي:

$$V_{eff(1)} = \alpha_1 B_i^a B_i^a + \frac{1}{4}\left(\frac{1}{g^2(L)} + \alpha_2\right)\left(f^{abc} B_i^b B_j^c\right)^2$$
$$+\alpha_3 S^{abcd} B_i^a B_i^b B_j^c B_j^d + \alpha_4 S^{abcd} B_i^a B_i^b B_i^c B_i^d$$

الدليل *eff(1)* يرمز لتقريب اللفة الواحدة، $i, j = 1,2,3$ دليلا الإحداثيات المكانية،

$a, b, c, d = 1, \dots \dots \dots, 8$ أدلة مولدات الزمرة *SU(3)*.

الجزء الحركي من تابع لاغرانج موجود في المرجع [14] وبالتالي نحصل على تابع لاغرانج في الفراغ الاقليدي.

ننتقل بعد ذلك إلى فراغ منكوفسكي ونشتق تابع هاملتون من تابع لاغرانج الذي حصلنا عليه. ويمكن بعد ذلك كتابة مؤثر هاملتون للجملة حسب المراجع [3] و [5] و [7] بالشكل التالي:

$$\hat{H}_{eff(1)} = \frac{1}{2}\left(\frac{1}{g^2(L)} + \alpha_0\right)^{-1} \hat{\Pi}_i^a \hat{\Pi}_i^a + \alpha_1 \hat{B}_i^a \hat{B}_i^a$$
$$+\frac{1}{4}\left(\frac{1}{g^2(L)} + \alpha_2\right)\left(f^{abc} \hat{B}_i^b \hat{B}_j^c\right)^2$$
$$+ \alpha_3 S^{abcd} \hat{B}_i^a \hat{B}_i^b \hat{B}_j^c \hat{B}_j^d + \alpha_4 S^{abcd} \hat{B}_i^a \hat{B}_i^b \hat{B}_i^c \hat{B}_i^d \qquad (1)$$

بهذا نكون قد نقلنا الدراسة من نظرية المعايرة الصافية مع الزمرة *SU(3)* أي من تكميم حقول المعايرة النسبية إلى دراسة ميكانيك كم إحصائي مع الزمرة *SU(3)* .

حيث إن $\alpha_4, \alpha_3, \alpha_2, \alpha_1, \alpha_0$ هي ثوابت عددية وهي ناتجة عن مكاملة الصيغ غير المتجانسة لحقل المعايرة بتقريب اللفة الواحدة ولها القيم التالية [7,5]:

$$\alpha_0 = 0.032715643 \quad , \quad \alpha_1 = -0.451569918 \quad , \quad \alpha_2 = 0.036936$$
$$\alpha_3 = 0.00319752 \quad , \quad \alpha_4 = -0.0039219639$$

كما أن [7]:

$$F_{ij}^a(B) = f^{abc} B_i^b B_j^c$$

يعرف التنسور المتناظر كلياً S^{abcd} كما يلي [8]:

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

تعطى قيم العوامل المتناظرة d^{abc} وقيم ثوابت البنية ضد التناظرية f^{abc} بدلالة مولدات الزمرة *SU(3)* وهي [8]:

$$\lambda^1=\begin{pmatrix}0&1&0\\1&0&0\\0&0&0\end{pmatrix},\lambda^2=\begin{pmatrix}0&-i&0\\i&0&0\\0&0&0\end{pmatrix},\lambda^3=\begin{pmatrix}1&0&0\\0&-1&0\\0&0&0\end{pmatrix},\lambda^4=\begin{pmatrix}0&0&1\\0&0&0\\1&0&0\end{pmatrix},$$
$$\lambda^5=\begin{pmatrix}0&0&-i\\0&0&0\\i&0&0\end{pmatrix},\lambda^6=\begin{pmatrix}0&0&0\\0&0&1\\0&1&0\end{pmatrix},\lambda^7=\begin{pmatrix}0&0&0\\0&0&-i\\0&i&0\end{pmatrix},\lambda^8=\frac{1}{\sqrt{3}}\begin{pmatrix}1&0&0\\0&1&0\\0&0&-2\end{pmatrix}, \quad (3.a)$$

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

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

وتعطى ثابتة الارتباط بالعلاقة:

$$g^2(L)=\frac{-1}{2b_0\log(\wedge_{ms}L)}-\frac{b_1\log[-2\log(\wedge_{ms}L)]}{4{b_0}^3[\log(\wedge_{ms}L)]^2}+\cdots \quad (4)$$

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

$\wedge_{ms}$ هي ثابتة معرفة من خلال الطرح الأصغري لتنظيم الأبعاد.

2- تمثيل فغنر:

تمثل القيمة المتوقعة لمؤثر كمومي ما في الإحصاء الكمومي بالعبارة [9]:

$$\langle\hat{A}\rangle=Tr\left(\hat{\rho}\hat{A}\right) \quad (5)$$

حيث يكون $\hat{\rho}$ مؤثر الكثافة الذي يعبر عنه في حالة الجملة القانونية بالعبارة [9]:

$$\hat{\rho}=\frac{1}{Z}exp\left(-\beta\hat{H}\right) \quad (6)$$

$\hat{H}$ يكون مؤثر هاملتون للجملة ، $\beta=\frac{1}{T}$ مقلوب درجة الحرارة في جملة الواحدات الطبيعية.

يستطيع الباحث أن يختار أي صورة من صورتي هايزنبرغ أو شرودنغر لميكانيك الكم عند حساب القيمة المتوقعة.

أدخل فغنر في عام 1932 طريقة خاصة لحساب هذه القيمة المتوقعة، تخص هذه الطريقة بشكل خاص الجمل التي لها سلوك بجوار السلوك الكلاسيكي، يمكن التعبير في أثناء ذلك عن القيمة المتوقعة بمنشور في قوى $\hbar$، تكمن الفائدة الأخرى الهامة لهذه الطريقة في أنها تدخل بشكل مباشر التطابق لفراغ الطور الكلاسيكي في الإحصاء الكمومي.

ألحق فغنر بكل مؤثر تابع من الشكل:

$$A_w(q,\mathrm{P}) = \int dz\, exp\left(\tfrac{i}{\hbar}zP\right)\left\langle q-\tfrac{z}{2}\middle|\hat{A}\middle|q+\tfrac{z}{2}\right\rangle \tag{7.a}$$

$$= \int d\tilde{q}\, exp\left(\tfrac{-i}{\hbar}\tilde{q}q\right)\left\langle P-\tfrac{\tilde{q}}{2}\middle|\hat{A}\middle|P+\tfrac{\tilde{q}}{2}\right\rangle \tag{7.b}$$

بمساعدة هذا التعريف يمكن أن يعبر عن(5) كتكامل فراغ طوري

$$\langle\hat{A}\rangle = \int dqdP\, A_w(q,P)\rho_\omega(q,P) \tag{8}$$

حيث تكون ρ_ω مكافئ فغنر لمؤثر الكثافة.

يكون مكافئ فغنر لضرب مؤثرين:

$$(AB)_w = A_w exp\left(\tfrac{\hbar\Lambda}{2i}\right)B_w \tag{9.a}$$

$$= B_w exp\left(\tfrac{-\hbar\Lambda}{2i}\right)A_w \tag{9.b}$$

$\widehat{\Lambda}$ مؤثر أقواس بواسون:

$$\widehat{\Lambda} = \frac{\overleftarrow{\partial}}{\partial P}\frac{\overrightarrow{\partial}}{\partial q} - \frac{\overleftarrow{\partial}}{\partial q}\frac{\overrightarrow{\partial}}{\partial P} \tag{10}$$

يعطى مؤثر هايزنبرغ المتعلق بالزمن بالشكل التالي

$$\hat{A}(t) = exp\left(\tfrac{it\widehat{H}}{\hbar}\right)\hat{A}(0)exp\left(\tfrac{-it\widehat{H}}{\hbar}\right) \tag{11}$$

وبالتالي يكون:

$$= \tfrac{i}{\hbar}\left(\widehat{H}\hat{A} - \hat{A}\widehat{H}\right)\frac{\mathrm{d}\hat{A}(t)}{\mathrm{d}t} \tag{12}$$

نستطيع بذلك أن نشتق مكافئ فغنر لمؤثر هايزنبرغ بمساعدة (9.a) و (9.b):

$$\frac{dA_w(t)}{dt} = \frac{i}{\hbar}\left[H_w exp\left(\frac{\hbar\Lambda}{2i}\right)A_w - A_w exp\left(\frac{\hbar\Lambda}{2i}\right)H_w\right]$$

$$= \frac{i}{\hbar}\left[H_w exp\left(\frac{\hbar\Lambda}{2i}\right)A_w - H_w exp\left(\frac{-\hbar\Lambda}{2i}\right)A_w\right]. \tag{13}$$

نجد في النهاية :

$$\frac{dA_w(t)}{dt} = \frac{2}{\hbar}H_w \sin\left(\frac{\hbar\Lambda}{2}\right)A_w(t). \tag{14}$$

هذه المعادلة التفاضلية لها حل من الشكل:

$$A_w(t) = exp\left[\left(\frac{2t}{\hbar}\right)H_w \sin\left(\frac{\hbar\Lambda}{2}\right)\right]A_w(0). \tag{15}$$

وتكون المرتبة الدنيا لـ $\hbar$ تكافئ الحل الكلاسيكي.

3- النشر شبه الكلاسيكي:

سنطبق في هذا المقطع النشر شبه الكلاسيكي بصيغة فغنر للصيغ المتجانسة. نأخذ مؤثر هاملتون الذي حصلنا عليه سابقاً في المعادلة (1) فيكون مكافىء فغنر لمؤثر الهاملتون له الشكل نفسه:

$$H^w_{eff}=\frac{1}{2}\left(\frac{1}{g^2(L)}+\alpha_0\right)^{-1}\Pi^a_i\Pi^a_i+\alpha_1 B^a_i B^a_i$$
$$+\frac{1}{4}\left(\frac{1}{g^2(L)}+\alpha_2\right)\left(f^{abc}B^b_i B^c_j\right)^2$$
$$+\alpha_3 S^{abcd}\,B^a_i B^b_i B^c_j B^d_j+\alpha_4 S^{abcd}\,B^a_i B^b_i B^c_i B^d_i. \qquad (16)$$

وبالاعتماد على (14) يكون لدينا:

$$\frac{\partial A_w(B,\Pi,t)}{\partial t}=\frac{2}{\hbar}H_w(B,\Pi,t)\sin\left(\frac{\hbar\Lambda}{2}\right)A_w(B,\Pi,t). \qquad (17)$$

حيث إن:

$$\Lambda=\sum_{i=1}^{3}\sum_{a=1}^{8}\left[\frac{\overleftarrow{\partial}}{\partial\Pi^a_i}\frac{\vec{\partial}}{\partial B^a_i}-\frac{\overleftarrow{\partial}}{\partial B^a_i}\frac{\vec{\partial}}{\partial\Pi^a_i}\right].$$

نقوم بنشر $\sin(x)$ في المعادلة (17) نجد:

$$\frac{\partial A_w(B,\Pi,t)}{\partial t}=\frac{2}{\hbar}H_w(B,\Pi,t)\left[\frac{\hbar\Lambda}{2}-\frac{\hbar^3\Lambda^3}{2^3.3!}\right]A_w(B,\Pi,t)$$
$$=\left[H_w(B,\Pi,t)\Lambda-\frac{\hbar^2}{24}H_w(B,\Pi,t)\Lambda^3\right]A_w(B,\Pi,t). \qquad (18)$$

وبفك الأقواس والحساب نجد:

$$\frac{\partial A_w(B,\Pi,t)}{\partial t}=\Bigg[\left(\frac{1}{g^2(L)}+\alpha_0\right)^{-1}\Pi^a_i\frac{\partial}{\partial B^a_i}-$$
$$\Big[2\alpha_1 B^a_i+\frac{1}{2}\left(\frac{1}{g^2(L)}+\alpha_2\right)f^{bac}f^{bde}\left(B^c_j B^e_j B^d_i-B^c_j B^d_j B^e_i\right)+$$
$$4\alpha_3 S^{abcd}B^b_i B^c_j B^d_j+4\alpha_4 S^{abcd}B^b_i B^c_i B^d_i\Big]\frac{\partial}{\partial\Pi^a_i}+$$
$$\hbar^2\Big[\frac{1}{4}\left(\frac{1}{g^2(L)}+\alpha_2\right)f^{dae}f^{dcb}B^e_j\frac{\partial^3}{\partial\Pi^a_i\partial\Pi^b_j\partial\Pi^c_i}+$$
$$(\alpha_3+\alpha_4)S^{abcd}B^a_i\frac{\partial^3}{\partial\Pi^b_i\partial\Pi^c_j\partial\Pi^d_j}\Big]\Bigg]A_w(B,\Pi,t)+0(\hbar^4). \qquad (19)$$

نكتب الحل ارجاعياً بشكل معادلة تفاضلية ـ تكاملية:

$$A_w(B,\Pi,t)=A_{cl}(B,\Pi,t)+\hbar^2\int_0^t d\grave{t}\,exp\left[(t-\grave{t})\widehat{H}_1\right]\Big[\frac{1}{4}\Big(\frac{1}{g^2(L)}+$$
$$\alpha_2\Big)f^{dae}f^{dcb}B^e_j\frac{\partial^3}{\partial\Pi^a_i\partial\Pi^b_j\partial\Pi^c_i}+(\alpha_3+\alpha_4)S^{abcd}B^a_i\frac{\partial^3}{\partial\Pi^b_i\partial\Pi^c_j\partial\Pi^d_j}\Big]\times$$
$$A_w(B,\Pi,\grave{t}). \qquad (20)$$

حيث أن:

$$\bar{H}_1=\left(\frac{1}{g^2(L)}+\alpha_0\right)^{-1}\Pi_i^a\frac{\partial}{\partial B_i^a}-\left[2\alpha_1B_i^a+\frac{1}{2}\left(\frac{1}{g^2(L)}+\alpha_2\right)f^{bac}f^{bde}\left(B_j^cB_j^eB_i^d-B_j^cB_j^dB_i^e\right)+4\alpha_3S^{abcd}B_i^bB_j^cB_j^d+4\alpha_4S^{abcd}B_i^bB_i^cB_i^d\right]\frac{\partial}{\partial\Pi_i^a}$$

المؤثر $exp(t\bar{H}_1)$ يولد الحركة الكلاسيكية:

$$exp(t\hat{H}_1)\mathfrak{f}(B,\Pi)=\mathfrak{f}\left(B_{cl}(B,\Pi,t),\Pi_{cl}(B,\Pi,t)\right)$$

تصبح المعادلة (20) بوجود هذا المؤثر:

$$A_w(B,\Pi,t)=A_{cl}(B,\Pi,t)+\hbar^2\int_0^t d\acute{t}\left[\frac{1}{4}\left(\frac{1}{g^2(L)}+\alpha_2\right)f^{dae}f^{dcb}\bar{B}_j^e\frac{\partial^3}{\partial\bar{\Pi}_i^a\partial\bar{\Pi}_j^b\partial\bar{\Pi}_i^b}+(\alpha_3+\alpha_4)S^{abcd}\bar{B}_i^a\frac{\partial^3}{\partial\bar{\Pi}_i^b\partial\bar{\Pi}_j^c\partial\bar{\Pi}_j^d}\right]A_{cl}(\bar{B},\bar{\Pi},\acute{t})\ . \quad (21)$$

حيث إن:

$$A_{cl}(\mathrm{B},\Pi,\mathrm{t})=A\left(B_{cl}(B,\Pi,t),\Pi_{cl}(B,\Pi,t)\right)$$
$$\bar{B}_i^e=B_{i\ cl}^e(B,\Pi,t-\acute{t})$$
$$\bar{\Pi}_i^e=\Pi_{i\ cl}^e(B,\Pi,t-\acute{t})$$

نستطيع الآن أن نحسب القيمة المتوقعة بالاعتماد على المعادلة (8)

$$\langle\hat{A}(t)\rangle=\int dB\,d\Pi\ A_w(B,\Pi,t)\rho_w(B,\Pi). \quad (22)$$

حيث نأخذ لتابع فغنر بالنسبة للزمن $t=0$ مكافئ فغنر لمؤثر الكثافة:

$$\hat{\rho}(B,\Pi)=\frac{1}{z}exp\left(-\beta\hat{H}^0\right)$$

$$\rho_w(B,\Pi)=\frac{1}{z}exp\left(-\bar{\beta}H_w^0\right) \quad (23)$$

الشكل البسيط لـ ρ_w يمكن التعبير عنه من خلال H_w^0 عندما نأخذ لـ $\hat{H}^0$ الجزء التوافقي لمؤثر هاملتون، هذا يعني:

$$\hat{H}^0=\frac{1}{2}\tilde{\alpha}_0\hat{\Pi}_i^a\hat{\Pi}_i^a+\frac{1}{2}\tilde{\alpha}_1\hat{B}_i^a\hat{B}_i^a \quad (24)$$

على اعتبار أن:

$$\tilde{\alpha}_0=\left(\frac{1}{g^2(L)}+\alpha_0\right)^{-1}$$

$$\tilde{\alpha}_1=2\alpha_1$$

$$\bar{\beta}=\frac{2}{\hbar\sqrt{\tilde{\alpha}_0\tilde{\alpha}_1}}tanh\left(\frac{\hbar\sqrt{\tilde{\alpha}_0\tilde{\alpha}_1}}{2}\beta\right) \quad [3]$$

ننشر ρ_w في (23) بالنسبة لـ $\hbar$:

$$\rho_w=\frac{exp(-\beta H_W^0)\left[1+\frac{1}{12}\hbar^2\tilde{\alpha}_0\tilde{\alpha}_1\beta^3H_W^0\right]}{Tr\left\{exp(-\beta H_W^0)\left[1+\frac{1}{12}\hbar^2\tilde{\alpha}_0\tilde{\alpha}_1\beta^3H_W^0\right]\right\}} \quad (25)$$

الآن بالاعتماد على المعادلات (21)،(22)،(25) نحصل على التعبير التالي لـ $\langle\hat{A}(\mathrm{t})\rangle$:

$$\langle \hat{A}(t)\rangle = \langle A_{cl}(B,\Pi,t)\rangle + \frac{1}{12}\hbar^2\tilde{\alpha}_0\tilde{\alpha}_1\beta^3[\langle A_{cl}(B,\Pi,t)H_w^0(0)\rangle - \langle A_{cl}(B,\Pi,t)\rangle\langle H_w^0(0)\rangle] + \hbar^2\langle \int_0^t d\grave{t}\left[\frac{1}{4}\left(\frac{1}{g^2(L)}+\alpha_2\right)f^{dae}f^{dcb}\bar{B}_j^e\frac{\partial^3}{\partial\bar{\Pi}_i^a\partial\bar{\Pi}_j^b\partial\bar{\Pi}_i^b} + (\alpha_3+\alpha_4)S^{abcd}\bar{B}_i^a\frac{\partial^3}{\partial\bar{\Pi}_i^b\partial\bar{\Pi}_j^c\partial\bar{\Pi}_j^d}\right]A_{cl}(\bar{B},\bar{\Pi},\grave{t})\rangle \quad (26)$$

هكذا نكون قد عبّرنا عن القيمة المتوقعة لمؤثر ما من خلال القيمة الوسطى الكلاسيكية لهذا المؤثر

النتائج والمناقشة:

تمكننا هذه الطريقة من حساب عددي لتطور الزمن الحقيقي للقيمة المتوقعة لأي مؤثر حتى التصحيح الكمومي الأول وذلك بواسطة حل المعادلة (26) من خلال برنامج فورتران وبالتالي رسم الخطوط البيانية للقيمة المتوقعة لأي مؤثر $\langle \hat{A}(t)\rangle$ بدلالة الزمن t والتحري عن هذه التصحيحات الكمومية حسب قيم كل من درجة الحرارة T المتضمنة في β و ثابتة الإرتباط g

الاستنتاجات والتوصيات:

1.لوحظ عند اشتقاق الكمون الفعال المتعلق بدرجة الحرارة T [3] أن الكمون الفعال يعطى بالعلاقة:

V_{eff}^0 الكمون الفعال غير المتعلق بدرجة الحرارة ; $V_{eff(1)} = V_{eff}^0 + V_{eff}^T$

V_{eff}^T الكمون الفعال المتعلق بدرجة الحرارة والذي

يعطي مساهمة درجة الحرارة في الكمون الفعال.

بأن العوامل:

α_i الجزء غير المتعلق بالحرارة ; $\grave{\alpha_i} = \alpha_i + \grave{\alpha_i}(T \neq 0)$

$\grave{\alpha_i}(T \neq 0)$ الجزء المتعلق بالحرارة

سوف تصبح كبيرة جداً ولذلك سيتحطم تقريب اللفة الواحدة، عندها من الأفضل استخدام الدراسة التحليلية التي قمنا بها و التي هي عبارة عن نشر شبه كلاسيكي بصيغة فغنر لدراسة تطور الأزمنة الحقيقية في حالة حقول المعايرة المتجانسة.

2.عندما يكون المقدار $g^2(L)$ صغيراً بشكل كاف يصبح المقدار $\frac{1}{g^2(L)}$ كبيراً بحيث لا يمكن تطبيق نظرية الاضطراب لدراسة التطور الزمني للطاقة المغناطيسية الملونة أو الطاقة الكهربائية الملونة [5,4] لذلك من الأفضل اللجوء إلى الدراسة التحليلية التي قمنا بها في عملنا هذا.

3.سيتركز عملنا المستقبلي على إدخال الكواركات (المهملة الكتلة هنا) إلى مؤثر هاملتون ودراسة تأثير إدخالها على التطور الزمني للطاقة المغناطيسية الملونة أو الطاقة الكهربائية الملونة.

المراجع:

1- ILGENFRITZ ,EM. and KRIPFGANZ , J.-*Quantum liouville equation and nonequilibrium processes in quantum field theory phys.* Lett . A. North-Holland vol.108,N° .3, 1985,PP. 133-136.

2-EBOLI , O.; JACKIW, R. and so-young pi.-*Quantum fields out of thermal equilibrium phys.* Rev .D, U.S.A . vol.37,N°.12, 1988 ,PP. 3557-3581.

3- AL-CHATOURI ,S.-*Untersushungen zum realzeit-verhlten quantenfeldtheoritische modelle* Dissertation, Leipzig uni.-1991-,101P.

4 –د. الشاتوري، سلمان– تطور الأزمنة الحقيقية في مسائل عدم التوازن من أجل نظرية المعايرة الصافية معالزمرة SU(2) بالاعتماد على مؤثري البناء والهدم. مجلة جامعة تشرين– قبل للنشر في 11/12/2007

5– د. الشاتوري، سلمان– تطور الأزمنة الحقيقية في مسائل عدم التوازن من أجل نظرية المعايرة الصافية مع الزمرة SU(3) بالاعتماد على مؤثري البناء والهدم. مجلة جامعة تشرين– قبل للنشر في 15/6/2008

6-GREINER ,W. Band 10 : *Quanten chromodynamic* Auflage , verlag Harri Deutsch , 1989

7- LUSCHER , M. *Mass spectrum of YM gauge theories on a torus.* Nucl . Physics B North-Holland vol. 219, N° .1, 1983,PP. 233-261 .

8- GREINER ,W. Band 5 : *Quanten mechanic* II. Auflage , verlag Harri Deutsch , 1984

9- GREINER ,W.,NEISE , L. and STOCKER , H., Band 9 *thermodynamik* und : *statistishe Mechanic.* 1. Auflage , verlag Harri Deutsch, 1987 , 484 .

10- 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°.3, 1984,PP. 445-472

11-K0LLER, J. and VANBAAL, P.-*SU(2) Spectroscopy intermediate volumes phys.* Rev Lett. U.S.A vol. 58, N°.24, 1987,PP. 2511-2514

12-JACKIW,R. *Mean field theory for non-equilibrium quantum fields.* Physics A U.S.A vol. 158, N°.1 ,1989,PP.269-290.

13 -VAN BAAL , P.and KOLLER , J. *QCD on a torus, and electric flux energies from tunneling* Ann. Phys . U.S.A. vol. 174, N° .2, 1987,299-371

14 -KRIPFGANZ , J. and MICHAEL, C.-*Fermionic contributions to the glueball spectrum in a small volume phys. Lett.*B North-Holland vol. 209, N°.1, 1988, 77-79.

15-FRAGA , E.S. ; KODAMA , T. ; KREIN , G. ; MIZHER ,J. and PALHARES , L.F.-*Dissipotion and memory effects in pure glue deconfinement. Nuclear physics* A-North Holland vol. 785, N° .1-2, 2007, 138-141.

16-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

17-BERGES, J. and BORSANYI, SZ.-*Progress in non-equilibrium quantum field theory* III nuclear physics A , North-Holland vol. 785, N° . 1-2, 2007, 58-67.