مجلة جامعة تشرين للبحوث والدراسات العلمية – سلسلة العلوم الأساسية المجلد (35) العدد (2) 2013
Tishreen University Journal for Research and Scientific Studies - Basic Sciences Series Vol. (35) No. (2) 2013

دراسة تحليلية لتطور الأزمنة الحقيقية في ميكانيك الكم الإحصائي لنظرية المعايرة لبلازما الكواركات والغليونات

الدكتور سلمان الشاتوري*
الدكتور محي الدين نظام**
علي بشير***

(تاريخ الإيداع 24 / 4 / 2013. قُبِل للنشر في 5 / 8 /2013)

□ ملخّص □

عُرِّفت نظرية المعايرة لبلازما الكواركات والغليونات مع الزمرة SU(2) غير التبديلية على حلقة. وتم تقطيع صيغ فورييه Fourier من خلال هذا التعريف، ومعالجة الصيغ غير المتجانسة على شاكلة اضطراب للصيغ المتجانسة.لقد نقل تكميم الصيغ غير المتجانسة لحقل المعايرة بتقريب اللفة الواحدة One loop، والتي كانت نتائجها ثوابت عددية، الدراسة من نظرية المعايرة الصافية، أي من تكميم حقول المعايرة النسبية، إلى دراسة ميكانيك كم إحصائي مع الزمرة SU(2).

وقمنا بتطبيق صيغة فغنر Wigner على الصيغ المتجانسة المتبقية، بعد تكميم الصيغ غير المتجانسة، وطوَرنا طريقة رياضية لوصف تطور الأزمنة للقيمة المتوقعة لكل المؤثرات التالية:حقل المعايرة المغناطيسي المتجانس $\hat{B}_i^a$ والاندفاع $\hat{\Pi}_i^a$ والطاقة المغناطيسية الملونة $\hat{B}_i^a\hat{B}_i^a$ والطاقة الكهربائية لملونة $\hat{\Pi}_i^a\hat{\Pi}_i^a$.

الكلمات المفتاحية:

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

* أستاذ مساعد – 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 (35) العدد (2) 2013
Tishreen University Journal for Research and Scientific Studies - Basic Sciences Series Vol. (35) No. (2) 2013

The Evolution of Real Times in Statistical Quantum Mechanic for Gauge Theory for quarksgluons plasma

Dr. Salman Al-chatouri*
Dr. Mohey Al-Din Nizam**
Ali Bashier***

(Received 24 / 4 / 2013. Accepted 5 / 8 /2013)

□ ABSTRACT □

The pure gauge theory for quarks gluons plasma have been defined with non abelian SU(2) group on a ring. and the Fourier formulas had been cut by this definition, and treatment the inhomogeneous formulas as a perturbation to homogenous formulas. The inhomogeneous quantized formulas to gauge field by one loop approximation, which gave us a numerical constant, transferred the study from pure gauge theory, i.e. from quantization relativistic gauge fields, to statistical quantum mechanical study with SU(2) group.

We applied Wigner formula on the remained homogenous formulas, after quantizedinhomogeneous formulas, and we developed mathematical method to describe time evolution for expected value to all operators:

Homogenous gauge field $\hat{B}_i^a$, Momentum $\hat{\Pi}_i^a$, Colour magnetic energy $\hat{B}_i^a\hat{B}_i^a$ and Colour electric energy $\hat{\Pi}_i^a\hat{\Pi}_i^a$.

Keywords:
- Real time in non-equilibrium
- Phase transition to quarkgluon plasma
- nonequilibriums in the quantum field theory

*Associate professor, Department of Physics, Faculty Science, Tishreen University, Lattakia, Syria.
**Associate professor, Department of Physics, Faculty Science, Tishreen University, Lattakia, Syria.
***Postgraduate Student, Department of Physics, Faculty Science, Tishreen University, Lattakia, Syria.

مقدمة:

نذكر في بداية الأمر الطريقتين الشائعتين في وقتنا الحاضر في معالجة مسائل عدم التوازن للجمل الكمومية في ميكانيك الكم الإحصائي:

الطريقة الأولى: صورة هايزنبرغ في ميكانيك الكم "المؤثرات تابعة للزمن" وتتم معالجة مسائل عدم التوازن:

1- بالإعتماد على تابع غرين2- طريقة فيغنر "النشر شبه الكلاسيكي"

الطريقة الثانية:صورة شرود نغر في ميكانيك الكم "المؤثرات تكون مستقلة عن الزمن"

إن أهمية دراسة مثل هذه الجمل تساعد في إمكانية التعرف على سلوك المادة ضمن نوى النجوم على سبيل المثال، أو فهم تشكل الجسيمات الأولية في بعض أجزاء الثانية التي تلت حدوث الانفجار العظيم The Big Bang.

ماهي الكواركات والغليونات؟

اكتشف الفيزيائيون، مع بداية السبعينات من القرن الماضي، سُلَّم قياس جديد في بنية المادة. فقد بدا أنَّ البروتونات والنترونات، وهي مكونات النواة الذرية، تتكون نفسها، من جسيمات أولية، أكثر بساطة، هي الكواركات Quarks. ومع أنها على ما يبدو تتحرك بحرية داخل البروتونات، لم يتمكن الباحثون من عزل واحد منها حتى الآن.كما أن القوى التي عن طريقها تتفاعل الكواركات فيما بينها هي القوى النووية القوية، لكن الجسيمات الناقلة لهذه القوى ليست البيونات Pions كما هو الحال في التفاعل بين النكليونات: وإنما هي جسيمات أدق تدعى الغليونات Gluons:

$$q \overset{g}{\rightarrow} q \qquad\qquad N \overset{\pi}{\rightarrow} N$$

علماً بأنّ الكواركات والغليونات تمتلك درجة حرية إضافية، غير موجودة في غيرها من الجسيمات، هي الشحنة اللونية. كما أن الغليونات تختلف عن غيرها من ناقلات القوى، فمثلاً في القوى الكهرطيسية تكون التأثيرات المتبادلة عائدة إلى تبادل فوتونات، وهي كما نعلم جسيمات معتدلة لا تحمل شحنة كهربائية، ولا يغير التأثير المتبادل بين الأجسام من طبيعتها، فالإلكترون يبقى إلكتروناً. أما في القوى النووية القوية فإن لون الكواركات يتغير حين تتبادل التأثير، وهذا لأن ناقلات هذه القوى مشحونة لونياً. زيادة على ذلك لا يوجد ناقل واحد للتفاعل، وإنما توجد ثماني ناقلات (غليونات)، وبما أن الغليونات مشحونة، فإن بعضها يتأثر أيضاً مع بعضها الآخر.

تُدرس التفاعلات النووية القوية في إطار نظرية الحقول الكمومية Quantum Field Theory، التي كان بداية ظهورها عام 1929 على يد كل من هايزنبرغ Heisenberg و باولي Pauli. ومنذ بداية عام 1970 جرت محاولات وصف التفاعلات القوية على شاكلة نظرية معايرة مع تناظر اللون[3,4,5,6,12,15] .

3- بلازما الكواركات والغليونات:

حاول الباحثون طيلة الفترة الممتدة بين 1980- 1990 إنتاج بلازما الكواركات و الغليونات تجريبياً. وقاموا من أجل ذلك، و من خلال سلسلة من التجارب في مركز الأبحاث الأوروبية سيرن CERN (NA38 WA98 , NA39, NA49, NA50, WA97,) بقذف أهداف ثابتة بنوى خفيفة وبعد ذلك بنوى ثقيلة و بطاقات عالية تصل حتى 200GeV لكل نكليون. إذ يسمح ضغط الهادرونات بهذه الطريقة، بالوصول إلى كثافة طاقية تصل حتى $5\ GeV/fm^3$ في حالات التصادم المباشر، وذلك بسبب الحرية المقاربة للكواركات، الأمر الذي يسمح بتشكُّل شروط

تكوُّن بلازما الكواركات و الغليونات، مهمة الكشف عن لحظة تشكل بلازما الكواركات والغليونات، لكن سيكون من الصعب مشاهدتها، بشكل مباشر، لذلك يتم الاكتفاء في المرحلة الأولى بالبحث عن آثارها، ومن هذه الآثار:

"**1- نقص إنتاج الميزون j/ψ 2- إنتاج الجسيمات الغريبة .3- إنتاج الفوتونات الحرارية** [18].

أهمية البحث وأهدافه:

سندرس في هذا البحث طريقة رياضية لتطور الزمن الحقيقي في حالات عدم التوازن في نظرية الحقول الكمومية[1−17]، وهدفنا دراسة هذه الحالات والتحري عن سلوكها وتغير أطوارها مع الزمن بهدف التنبؤ بالانتقال إلى طور بلازما الكواركات والغليونات. وتقوم هذه الطريقة على تركيب من عمليتين:

استخدام طريقة الحقل الخلفي وتقريب اللفة الواحدة [3,6,10,12,13,14,15].

النشر شبه التقليدي بطريقة فغنرلدراسة نظرية المعايرة وخاصة عندما لا يمكن تطبيق نظرية الاضطراب[3]

طرائق البحث ومواده :

1- مؤثر هاملتون:

نعتبر نظرية المعايرة الصافية مع الزمرة SU(2) على حلقة ذات ثلاثة أبعاد **d= 3** مع وضع شروطاً حدية دورية بحيث لا يجوز لهذه الشروط الحدية أن تحطم ثبوت المعايرة اللا مكاني الذي

أدخل في المراجع [3,4,5,6,10,12,13,14,15]وبإدخال مؤثر المسقط $\mathcal{P}$ على حقل المعايرةA_μ، ينقسم هذا الحقل إلى صيغ متجانسة، وأخرى غير متجانسة:

فالصيغ المتجانسة هي: $B_\mu = \mathcal{P}A_\mu = \frac{1}{L^3}\int_{T^3} d^3x \ \ A_\mu$ (1.1)

والصيغ غير المتجانسة: $Q_\mu = (1-\mathcal{P})A_\mu$ (1.2)

حيث: $\mu = 0{,}1{,}2{,}3$ ، Lطول الحلقة في كل الاتجاهات الفراغية.

للحصول على الكمون الفعال نعرّف تابع لاتغير معايرة اللاغرانجχ الذي يضمن لاتغير تابع لاغرانج [3,5]

$$\chi = (1-\mathcal{P})\big(\partial_\mu A_\mu + i[\mathcal{P}A_\mu\ , A_\mu]\big) + L^{-1}\,\mathcal{P}A_\mu \qquad (1.3)$$

ويكون χ مكافئ للعلاقات :

$$B_0 = 0 \quad , \qquad \partial_\mu Q_\mu + i[B_{\cdot\mu}\ , Q_\mu] = 0$$

$$A_\mu = A_\mu{}^a T^a, F_{\mu\nu} = F_{\mu\nu}{}^a\, T^a, [T^a, T^b] = i\varepsilon^{abc}T^c \quad ,$$

$$\mathrm{Tr}(\,T^a\, T^b) = \frac{1}{2}\delta_{ub} \qquad (1,4)$$

$T^a = \frac{1}{2}\sigma^\alpha$; و : σ^α مصفوفات باولي

$$\sigma^1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \sigma^2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix} \sigma^3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \qquad (1.5)$$

$$F_{\mu\nu}(x) = \partial_\mu A_\nu(x) - \partial_\nu A_\mu(x) + i\big[A_\mu(x), A_\nu(x)\big] \qquad (1.6)$$

ويعطى مجموع الحالات Z (تابع التحاص) في هذه النظرية بالشكل التالي [3,5] :

$$Z = \int \mathrm{D}B_k \exp\left(\int d\tau \mathcal{L}_{eff}(B)\right) = \int \mathrm{D}B_k \exp\left(S_{eff}\right) \qquad (1.7)$$

حيث: S_{eff} تابع الفعل، $\mathcal{L}_{eff}$تابع لاغرانج الفعال : k =1,2,3

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

ويكون تكامل الكمون الفعال على الزمن كما هو في المرجع [6]:

$$\int_0^T dt \; V_{eff}(B) = log\left[\frac{det^{`}\left(-D^2_{\mu(B)} \; det(\emptyset(B))\right)^{nf}}{det^{`}\left(w_{\mu\nu(B)}\right)^{\frac{1}{2}}}\right] \qquad (1.9)$$

$$D^2 = \mathrm{d}^2 + 2iBidi + {B_i}^2 \qquad (1,10)$$

$$w_{\mu\nu} = -\delta_{\mu\nu}D^2_{(B)} + 2i\, F_{ij}(B) \qquad (1,11)$$

$$\emptyset(B) = -\mathrm{D}^2 + \mathrm{m}^2 + \frac{1}{2} \quad \gamma^{\mu} \; \gamma^{\nu} F_{\mu\nu} \;, \mathrm{m}^2 = 0 \qquad (1.12)$$

و F_{ij} تتسور شدة الحقل المعرف بالعلاقة:

$$F_{ij}(B) = i\left[B_i, B_j\right]$$

$${F_{ij}}^{\mathrm{a}}(B) = \varepsilon^{\mathrm{abc}} B_i^b B_j^c \qquad (1.13)$$

له الشكل:[6] الكمون الفعَال في

$$V_{eff(1)} = \left(\alpha_1 \quad + n_f f_1\right) B_i^a B_i^a + \frac{1}{4}\left(\frac{1}{\mathrm{g}^2(L)} + \alpha_2 + n_f \; f_2\right)\left(f^{abc} B_i^b B_j^c\right)^2$$
$$+ \left(\alpha_3 + n_f \; f_3\right) B_i^a B_i^a B_j^b B_j^b + \left(\, \alpha_4 + n_f \; f_4\right) B_i^a B_i^a B_i^b B_i^b \qquad (1.14)$$

حيث يرمز الدليل (1) في$eff(1)$ إلى تقريب اللفة الواحدة $i, j = 1,2,3$ دليلا الإحداثيات المكانية $a, b, c, d = 1,2,3$ أدلة مولدات الزمرة (SU(2.

α_i ; i= 1,2,3,4 هي ثوابت عددية سنعطي قيمها لاحقا

وأستنتجت الطاقة الحركية بل تابع لاغرانج يعني الطاقة الحركية والطاقة الكامنة L=T−V في المرجع [15].

$$L_{eff(1)} = \frac{1}{2}\left(\frac{1}{\mathrm{g}^2(L)} + \alpha_0 + n_f \; f_0\right)^{-1} \frac{\partial}{\partial t} B_i^a \frac{\partial}{\partial t} B_i^a + \left(\alpha_1 \quad + n_f f_1\right) B_i^a B_i^a$$
$$+ \frac{1}{4}\left(\frac{1}{\mathrm{g}^2(L)} + \alpha_2 + n_f \; f_2\right)\left(\varepsilon_{abc} B_i^b \hat{B}_j^c\right)^2$$
$$+ \left(\alpha_3 + n_f \; f_3\right) B_i^a B_i^a B_j^b B_j^b + \left(\, \alpha_4 + n_f \; f_4\right) B_i^a B_i^a B_i^b B_i^b \qquad (1.14a)$$

ويكون مؤثر هاملتون للجملة وفق المرجع [6]بالشكل التالي:

$$\hat{H}_{eff(1)} = \frac{1}{2}\left(\frac{1}{\mathrm{g}^2(L)} + \alpha_0 + n_f \; f_0\right)^{-1} \hat{\Pi}_i^a \hat{\Pi}_i^a + \left(\alpha_1 \quad + n_f f_1\right) \hat{B}_i^a \hat{B}_i^a +$$
$$+ \frac{1}{4}\left(\frac{1}{\mathrm{g}^2(L)} + \alpha_2 + n_f \; f_2\right)\left(\varepsilon_{abc} \hat{B}_i^b \hat{B}_j^c\right)^2$$
$$+ \left(\alpha_3 + n_f \; f_3\right) \hat{B}_i^a \hat{B}_i^a \hat{B}_j^b \hat{B}_j^b + \left(\, \alpha_4 + n_f \; f_4\right) \hat{B}_i^a \hat{B}_i^a \hat{B}_i^b \hat{B}_i^b \qquad (1.15)$$

حيث إن: $\hat{\Pi}_i^a$ مؤثر الاندفاع.

بعد الحصول على مؤثر هاملتون نلاحظ أن هذا المؤثر يمثل مؤثر هاملتون لثلاثة جسيمات (غلوبال) أي تسع درجات حرية وبالتحديد تسعة هزازات لاتوافقية بينما كانت الجملة في البداية هي جملة عدد لانهائي من الجسيمات

الأولية(كواركات وغليونات) وهذا واضح من تكميم حقول المعايرة وحقول الكواركات النسبية بطريقة تكامل المسارات الموضحة بالعلاقتين (1,7) و (1,9) . وبهذا الشكل تم الإنتقال بالدراسة من نظرية المعايرة مع الزمرة SU(2)،أي من تكميم حقول المعايرة النسبية، إلى دراسة ميكانيك كم إحصائي مع الزمرة SU(2). وتأخذ الثوابت العددية العشرة f_4 ، f_3، f_2 ،f_1،f_0 و $\alpha_4, \alpha_3, \alpha_2, \alpha_1, \alpha_0$ الناتجة عن تكميم الصيغ غير المتجانسة لحقل المعايرة بتقريب اللفة الواحدة حسب المرجع [6] القيم التالية :

الجدول(1) يبين قيم هذه الثوابت:

$f_{0=-0.00006196422}$	$\alpha_0 = 0.021810429$
$f_{1=0.042544024}$	$\alpha_1 = -0.30104661$
$f_{2=-0.0034423844}$	$\alpha_{2=0.0075714590}$
$f_{3=0.000739942998}$	$\alpha_3 = 0.00639504288$
$f_{4=-0.001585048}$	$\alpha_4 = -0.0078439275$

$\alpha_4, \alpha_3, \alpha_2, \alpha_1, \alpha_0$ ثوابت عددية ناتجة عن تكميم حقول الغليونات غير المتجانسة بطريقة تكاملات المسارات أي أنها تمثل مساهمة هذه الحقول غير المتجانسة في الطاقة الكامنة (الطاقة المغناطيسية الملونه) ,أما α_0 فهي ثابتة عددية ناتجه عن تكميم المشتق الزمني لحقول الغليونات غير المتجانسة بطريقة تكامل المسارات أي أنها تمثل مساهمة المشتقات الزمنية لهذه الحقول في الطاقة الحركية (الطاقة الكهربائية الملونه)

f_4 ، f_3، f_2 ،f_1،f_0 ثوابت عددية ناتجة عن تكميم حقول الكواركات غير المتجانسة بطريقة تكاملات المسارات أي أنها تمثل مساهمة هذه الحقول غير المتجانسة في الطاقة الكامنة (الطاقة المغناطيسية الملونه) ,أما f_0فهي ثابتة عددية ناتجه عن تكميم المشتق الزمني لحقول الكواركات غير المتجانسة بطريقة تكامل المسارات أي أنها تمثل مساهمة المشتقات الزمنية لهذه الحقول في الطاقة الحركية (الطاقة الكهربائية الملونه)

$n_{f\ =3}$ عدد الكواركات بالنسبة للزمرة SU(2) .

نلاحظ ان القيم العددية للثوابت : α_1, α_0 تختلف عما هي عليه في المرجع [4] . وبالتالي عندما نضع $n_{f\ =0}$ ونعود إلى نظرية المعايرة الصافية مع الزمرة SU(2). نجد أن مؤثرالهاملتون يختلف عما هو عليه في [4] وقد لوحظ ذلك في [19] والسبب في ذلك ان مؤثر الهاملتون لهذه الجملة قبل أن نضع n_f=0 قد أستنتج بوجود الكواركات وهذا يعني أنه قد حصل تبادل في الطاقة بين الكواركات والغليونات وبما أن قيم α_3, α_2 فقط هي التي تتغير قيمها يعني هذا أن الطاقة المغناطيسية الملونة هي التي تتغير بينما لا يطرأ أي تغير على الطاقة الكهربائية الملونة .

وتعطى ثابتة الارتباط للتأثير المتبادل بين الجسيمات في QCD وفق المرجع [3] بالعلاقة :

$$g^2(L) = \frac{-1}{2b_0 \log(\Lambda_{ms}L)} - \frac{b_1 \log[-2\log(\Lambda_{ms}L)]}{4{b_0}^3[\log(\Lambda_{ms}L)]^2} + \cdots \qquad (1.16)$$

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

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

النتائج والمناقشة:

2- تمثيل فغنر:

تعطى القيمة الوسطى لأي مؤثر كمومي $\hat{O}$ في الإحصاء الكمومي بالقانون [3,4,5,8]:

$$\langle\hat{O}\rangle = Tr(\hat{\rho}\hat{O}) \tag{2.1}$$

حيث يكون $\hat{\rho}$ مؤثر الكثافة الملحق بكثافة الفراغ الطوري في الميكانيك الإحصائي التقليدي، ويُعبّر عنه في الجملة القانونية بالشكل [3,4,5,8]:

$$\hat{\rho} = \frac{1}{Z}\exp(-\beta\hat{H}) \tag{2.2}$$

حيث إن: $\hat{H}$ مؤثر هاملتون للجملة.

و Z مجموع الحالات (تابع التحاص) ويعين بالعبارة التالية [3,8] :

$$Z = Tr[\exp(-\beta\hat{H})] = \sum_n \exp(-\beta E_n) \tag{2.3}$$

علماً أن : $\beta = \frac{1}{T}$ مقلوب درجة الحرارة، حيث: $(C = \hbar = K = 1)$ في جملة الواحدات الطبيعية.

و E_n القيمة الخاصة للمؤثر $\hat{H}$: $\hat{H}\psi_n = E_n\psi_n$.

بإمكاننا أن نختار أي تمثيل عند حساب القيمة الوسطى (تمثيل شرودنغر أو تمثيل هايزنبرغ).

في عام 1932 أدخل فغنر طريقة خاصة لحساب هذه القيمة الوسطى، وتخص هذه الطريقة بشكل خاص الجمل التي لها سلوك شبه تقليدي، يمكن التعبير في أثناء ذلك عن القيمة الوسطى بمنشور تايلور تبعاً لقوى $\hbar$، هذا وتكمن الفائدة الأخرى الهامة لهذه الطريقة في أنها تسمح باستخدام الفراغ الطوري التقليدي بشكل مباشر في الإحصاء الكمومي.

ألحق فغنر بكل مؤثر تابع من الشكل [3.8]:

$$\begin{aligned} O_w(q,P) &= \int \mathrm{d}z \exp\left(\tfrac{i}{\hbar}zP\right)\left\langle q - \tfrac{z}{2}\middle|\hat{O}\middle|q + \tfrac{z}{2}\right\rangle \\ &= \int \mathrm{d}\tilde{q} \exp\left(\tfrac{-i}{\hbar}\tilde{q}q\right)\left\langle P - \tfrac{\tilde{q}}{2}\middle|\hat{O}\middle|P + \tfrac{\tilde{q}}{2}\right\rangle \end{aligned} \tag{2.4}$$

إذ: $\tilde{q}$ هو تحويل فورييه للإحداثي.

يمكن أن نعين بمساعدة هذا التعريف القيمة الوسطى لمؤثر كمومي بالعلاقة (2.1) على شاكلة تكامل في الفراغ الطوري

$$\langle\hat{O}\rangle = \int \mathrm{d}q\mathrm{d}P\, O_w(q,P)\rho_w(q,P) \tag{2.5}$$

إذ إن ρ_w مكافئ فغنر لمؤثر الكثافة.

يمكن أن نختار $\hat{O}$ ليكون مؤثر حقل المعايرة المغناطيسي المتجانس $\hat{B}_i^a$،مؤثر الإندفاع $\hat{\Pi}_i^a$،مؤثرالطاقة المغناطيسية الملونة$\hat{B}_i^a\hat{B}_i^a$أو مؤثر الطاقة الكهربائية الملونة $\hat{\Pi}_i^a\hat{\Pi}_i^a$

يعرّف مكافئ فغنر لضرب مؤثرين AوB بالعبارة [8]:

$$(AB)_w = A_w\exp\left(\tfrac{\hbar\Lambda}{2i}\right)B_w = B_w\exp\left(\tfrac{-\hbar\Lambda}{2i}\right)A_w \tag{2.6}$$

علماً أن: $\widehat{\Lambda}$ هو مؤثر قوس بواسون، والذي يعين بالشكل التالي:

$$\widehat{\Lambda} = \frac{\overleftarrow{\partial}}{\partial P}\frac{\overrightarrow{\partial}}{\partial q} - \frac{\overleftarrow{\partial}}{\partial q}\frac{\overrightarrow{\partial}}{\partial P}. \tag{2.7}$$

بما أننا سندرس التطور الزمني للقيمة الوسطى نأخذ مؤثر هايزنبرغ المتعلق بالزمن بالشكل التالي:

$$\hat{O}(t) = \exp\left(\frac{it\hat{H}}{\hbar}\right)\hat{O}(0)\exp\left(\frac{-it\hat{H}}{\hbar}\right), \qquad (2.8)$$

ويكون بالتالي :

$$\frac{\mathrm{d}\hat{O}(t)}{\mathrm{d}t} = \frac{i}{\hbar}\left(\hat{H}\hat{O} - \hat{O}\hat{H}\right) \qquad (2.9)$$

نستطيع بذلك أن نشتق مكافئاً فغنر لمؤثر هايزنبرغ بمساعدة (2.5) فنجد:

$$\frac{\mathrm{d}\mathcal{O}_w(t)}{\mathrm{d}t} = \frac{i}{\hbar}\left[H_w \exp\left(\frac{\hbar\Lambda}{2i}\right)\mathcal{O}_w - \mathcal{O}_w \exp\left(\frac{\hbar\Lambda}{2i}\right)H_w\right]$$
$$= \frac{i}{\hbar}\left[H_w \exp\left(\frac{\hbar\Lambda}{2i}\right)\mathcal{O}_w - H_w \exp\left(\frac{-\hbar\Lambda}{2i}\right)\mathcal{O}_w\right] \qquad (2.10)$$

ونجد في النهاية:

$$\frac{\mathrm{d}\mathcal{O}_w(t)}{\mathrm{d}t} = \frac{2}{\hbar} H_w \sin\left(\frac{\hbar\Lambda}{2}\right)\mathcal{O}_w(t) \qquad (2.11)$$

وتلعب هذه المعادلة دوراً هاماً في عملنا العلمي الراهن، وهي معادلة تفاضلية، ولها حل من الشكل:

$$\mathcal{O}_w(t) = \exp\left[\left(\frac{2t}{\hbar}\right)H_w \sin\left(\frac{\hbar\Lambda}{2}\right)\right]\mathcal{O}_w(0) \qquad (2.12)$$

وتوافق المرتبة الدنيا لـ $\hbar$ الحل التقليدي.

3 –النشر شبه التقليدي:

نطبق في هذه الفقرة النشر شبه التقليدي بصيغة فغنر للصيغ المتجانسة. لنأخذ مؤثر هاملتون الذي حصلنا عليه سابقاً في المعادلة (1.15) عندئذ يكون لمكافئ فغنر H_{eff}^{w} حسب المرجع[3] شكل تابع هاملتون للجملة :

$$H_{eff}^{w} = \frac{1}{2}\left(\frac{1}{\mathrm{g}^2(L)} + \alpha_0 + n_f\ f_0\right)^{-1}\Pi_i^a\Pi_i^a + B_i^a B_i^a +$$
$$+\ \frac{1}{4}\left(\frac{1}{\mathrm{g}^2(L)} + \alpha_2 + n_f\ f_2\right)\left(\varepsilon_{fac}\ \varepsilon_{fde} B_i^a B_j^c B_i^d B_j^e\right)$$
$$+\left(\alpha_3 + n_f\ f_3\right)B_i^a B_i^a B_j^b B_j^b + \left(\alpha_4 + n_f\ f_4\right)B_i^a B_i^a B_i^b B_i^b \qquad (2.13)$$

وبالاعتماد على (2,11) يكون لدينا

$$\frac{\partial\mathcal{O}_w(B,\Pi,t)}{\partial t} = \frac{2}{\hbar} H_w(B,\Pi,t)\sin\left(\frac{\hbar\Lambda}{2}\right)\mathcal{O}_w(B,\Pi,t) \qquad (2.14)$$

حيث أن Λ هي مؤثر قوس بواصون:

$$\Lambda = \sum_{i=1}^{3}\sum_{a=1}^{3}\left[\frac{\overleftarrow{\partial}}{\partial\Pi_i^a}\frac{\overrightarrow{\partial}}{\partial B_i^a} - \frac{\overleftarrow{\partial}}{\partial B_i^a}\frac{\overrightarrow{\partial}}{\partial\Pi_i^a}\right] \qquad (2.15)$$

وبالاستفادة من منشور $\sin\left(\frac{\hbar\Lambda}{2}\right)$ يمكننا أن نكتب

$$\frac{\partial\mathcal{O}_w(B,\Pi,t)}{\partial t} = \frac{2}{\hbar} H_w(B,\Pi,t)\left[\frac{\hbar\Lambda}{2} - \frac{\hbar^3\Lambda^3}{2^3.3!}\right]\mathcal{O}_w(B,\Pi,t)$$
$$= \left[H_w(B,\Pi,t)\Lambda - \frac{\hbar^2}{24}H_w(B,\Pi,t)\Lambda^3\right]\mathcal{O}_w(B,\Pi,t) \qquad (2.16)$$

ينتج من حساب الحدود:

$$H_w(B,\Pi,t)\Lambda = \left(\frac{1}{\mathrm{g}^2(L)} + \alpha_0 + n_f\ f_0\right)^{-1}\Pi_i^a\frac{\partial}{\partial B_i^a} - 2\left(\alpha_1 + n_f f_1\right)B_i^a\frac{\partial}{\partial\Pi_i^a} -$$
$$\frac{1}{2}\left(\frac{1}{\mathrm{g}^2(L)} + \alpha_2 + n_f\ f_2\right)\varepsilon_{fac}\ \varepsilon_{fde}\left(B_j^c B_j^e B_i^d - B_j^c B_j^d B_i^e\right)\frac{\partial}{\partial\Pi_i^a} -$$
$$4\left(\alpha_3 + n_f\ f_3\right)B_i^a B_j^b B_j^b\frac{\partial}{\partial\Pi_i^a} - 4\left(\alpha_4 + n_f\ f_4\right)B_i^a B_i^b B_i^b\frac{\partial}{\partial\Pi_i^a}$$

$$\frac{\hbar^2}{24}H_w(B,\Pi,t)\Lambda^3 = -\hbar^2\Big[\frac{1}{4}\Big(\frac{1}{g^2(L)}+\alpha_2+n_f\ f_2\Big)\varepsilon_{fac}\varepsilon_{fde}.B_j^e\frac{\partial^3}{\partial\Pi_i^a\partial\Pi_j^b\partial\Pi_i^c}+$$
$$4(\alpha_3+n_f\ f_3)B_i^a\frac{\partial^3}{\partial\Pi_i^a\partial\Pi_j^b\partial\Pi_j^b}\ +(\ \alpha_4+n_f\ f_4)B_i^a\frac{\partial^3}{\partial\Pi_j^b\partial\Pi_j^a\partial\Pi_i^b}\Big]$$

بتعويض الحدود في المعادلة (2.16) نجد:

:

$$\frac{\partial\mathcal{O}_w(B,\Pi,t)}{\partial t}=\Big[\Big(\frac{1}{g^2(L)}+\alpha_0+n_f\ f_0\Big)^{-1}\Pi_i^a\frac{\partial}{\partial B_i^a}-$$
$$\Big[2(\alpha_1\ \ +n_ff_1)B_i^a+\frac{1}{2}\Big(\frac{1}{g^2(L)}+\alpha_2+n_f\ f_2\Big)\varepsilon_{.fac}\ \ \varepsilon_{fde}\big(B_j^cB_j^eB_i^d-B_j^cB_j^dB_i^e\big)+$$
$$4(\alpha_3+n_f\ f_3)B_i^aB_j^bB_j^b\ \ \ +4(\ \alpha_4+n_f\ f_4)B_i^aB_i^bB_i^b\Big]\frac{\partial}{\partial\Pi_i^a}+\ \ \hbar^2\Big[\frac{1}{4}\Big(\frac{1}{g^2(L)}+\alpha_2+$$
$$n_f\ f_2\Big)\varepsilon_{dae}\ \ \ \varepsilon_{dcb}.B_j^e\frac{\partial^3}{\partial\Pi_i^a\partial\Pi_j^b\partial\Pi_i^c}$$
$$+4(\alpha_3+n_f\ f_3)B_i^a\frac{\partial^3}{\partial\Pi_i^a\partial\Pi_j^b\partial\Pi_j^b}\ +(\ \alpha_4+n_f\ f_4)B_i^a\frac{\partial^3}{\partial\Pi_j^b\partial\Pi_j^a\partial\Pi_i^b}$$
$$.]]\mathcal{O}_w(B,\Pi,t)+0(\hbar^4)\qquad(2.17)$$

نكتب الحل ارجاعياً بشكل معادلة تفاضلية ـ تكاملية:

$$\mathcal{O}_w(B,\Pi,t)=\mathcal{O}_{cl}(B,\Pi,t)+\hbar^2\int_0^t d\acute{t}\,exp\big[(t-\acute{t})\widehat{H}_1\big]$$
$$\Big[\frac{1}{4}\Big(\frac{1}{g^2(L)}+\alpha_2+n_f\ f_2\Big)\varepsilon_{dae}\ \ \ \varepsilon_{dcb}.B_j^e\frac{\partial^3}{\partial\Pi_i^a\partial\Pi_j^b\partial\Pi_i^c}+\qquad 4(\alpha_3+$$
$$n_f\ f_3)B_i^a\frac{\partial^3}{\partial\Pi_i^a\partial\Pi_j^b\partial\Pi_j^b}+$$
$$(\ \alpha_4+n_f\ f_4)B_i^a\frac{\partial^3}{\partial\Pi_j^b\partial\Pi_j^a\partial\Pi_i^b}\Big]\ \ \mathcal{O}_w(B,\Pi,\acute{t})\qquad(2.18)$$

حيث أن:

$$\widehat{H}_1=\Big(\frac{1}{g^2(L)}+\alpha_0+n_f\ f_0\Big)^{-1}\Pi_i^a\frac{\partial}{\partial B_i^a}-\Big[2(\alpha_1\ \ +n_ff_1)B_i^a+\ \ \ \frac{1}{2}\Big(\frac{1}{g^2(L)}+\alpha_2+$$
$$n_f\ f_2\Big)\varepsilon_{fac}\ \varepsilon_{fde}\big(B_j^cB_j^eB_i^d-B_j^cB_j^dB_i^e\big)\ \ +\ \ 4(\alpha_3+n_f\ f_3)B_i^aB_j^bB_j^b\ \ \ +4(\ \alpha_4+$$
$$n_f\ f_4)B_i^aB_i^bB_i^b\Big]\frac{\partial}{\partial\Pi_i^a}\qquad(2.19)$$

ويولد المؤثر $exp\big(t\widehat{H}_1\big)$الحركة التقليدية:

$$exp\big(t\widehat{H}_1\big)\mathfrak{f}(B,\Pi)=\mathfrak{f}\big(B_{cl}(B,\Pi,t),\Pi_{cl}(B,\Pi,t)\big)\qquad(2.20)$$

وتصبح المعادلة بوجود هذا المؤثر:

$$\mathcal{O}_w(B,\Pi,t)=\mathcal{O}_{cl}(B,\Pi,t)+$$
$$\hbar^2\int_0^t d\acute{t}\Big[\frac{1}{4}\Big(\frac{1}{g^2(L)}+\alpha_2+n_f\ f_2\Big)\varepsilon_{dae}\ \ \ \varepsilon_{dcb}.\bar{B}_j^e\frac{\partial^3}{\partial\bar{\Pi}_i^a\partial\bar{\Pi}_j^b\partial\bar{\Pi}_i^c}\ +$$
$$(\alpha_3+n_f\ f_3)\bar{B}_i^a\frac{\partial^3}{\partial\bar{\Pi}_i^a\partial\bar{\Pi}_j^b\partial\bar{\Pi}_j^b}+(\ \alpha_4+n_f\ f_4)\bar{B}_i^a\frac{\partial^3}{\partial\bar{\Pi}_i^b\partial\bar{\Pi}_j^a\partial\bar{\Pi}_j^b}\Big]\mathcal{O}_{cl}(\bar{B},\bar{\Pi},\acute{t})\quad(2.21)$$

حيث إن:

$$\mathcal{O}_{cl}(\mathrm{B},\Pi,\mathrm{t}) = \mathcal{O}\big(B_{cl}(B,\Pi,t),\Pi_{cl}(B,\Pi,t)\big)\ .$$
$$\bar{B}_i^e = B_{i\ cl}^e(B,\Pi,t-\acute{t}).$$
$$\bar{\Pi}_i^e = \Pi_{i\ cl}^e(B,\Pi,t-\acute{t})\ . \qquad (2.22)$$

نستطيع الآن أن نحسب القيمة الوسطى للمؤثر $\hat{\mathcal{O}}(t)$:

$$\langle\hat{\mathcal{O}}(t)\rangle = \int dB\, d\Pi\, \mathcal{O}_w(B,\Pi,t)\rho_w(B,\Pi) \qquad (2.23)$$

نأخذ مؤثر الكثافة في اللحظة $t = 0$ بالشكل:

$$\hat{\rho}(B,\Pi) = \frac{1}{Z}exp\big(-\beta\hat{H}^0\big) \qquad (2.24)$$

يمكن تعيين الشكل البسيط لمكافئ فغنر لمؤثر الكثافة ρ_w بدلالة H_w^0 عندما نأخذ $\hat{H}^0$ الجزء التوافقي لمؤثر هاملتون وهذا يعني:

$$\hat{H}^0 = \frac{1}{2}\tilde{\alpha}_0\hat{\Pi}_i^a\hat{\Pi}_i^a + \frac{1}{2}\tilde{\alpha}_1\ \ \hat{B}_i^a\hat{B}_i^a \qquad (2.25)$$

يصبح لدينا:

$$\rho_w(B,\Pi) = \frac{1}{Z}exp\big(-\bar{\beta}H_w^0\big) \qquad (2.26)$$

حيث إن:

$$\tilde{\alpha}_0 = \left(\frac{1}{g^2(L)} + \alpha_0 + n_f\ f_0\right)^{-1}$$
$$\tilde{\alpha}_1 = 2\big(\alpha_1\ \ + n_f f_1\big)$$
$$\bar{\beta} = \frac{2}{\hbar\sqrt{\tilde{\alpha}_0\tilde{\alpha}_1}}tanh\left(\frac{\hbar\sqrt{\tilde{\alpha}_0\tilde{\alpha}_1}}{2}\beta\right). \qquad (2.27)$$

ننشر ρ_w في قوى بالنسبة لـ $\hbar$، فنجد أن:

$$\rho_w = \frac{exp(-\beta H_w^0)\left[1+\frac{1}{12}\hbar^2\tilde{\alpha}_0\tilde{\alpha}_1\beta^3 H_w^0\right]}{Tr\left\{exp(-\beta H_w^0)\left[1+\frac{1}{12}\hbar^2\tilde{\alpha}_0\tilde{\alpha}_1\beta^3 H_w^0\right]\right\}} \qquad (2.28)$$

الآن بالاعتماد على المعادلات (2,5) ، (2,18) و(2,28) نحصل على التعبير التالي للتطور الزمني للقيمة الوسطى لأي مؤثر $\langle\hat{\mathcal{O}}(\mathrm{t})\rangle$:

$$\langle\hat{\mathcal{O}}(t)\rangle = \langle\mathcal{O}_{cl}(B,\Pi,t)\rangle + \frac{1}{12}\hbar^2\tilde{\alpha}_0\tilde{\alpha}_1\beta^3[\langle\mathcal{O}_{cl}(B,\Pi,t)H_w^0(0)\rangle - \langle\mathcal{O}_{cl}(B,\Pi,t)\rangle\langle H_w^0(0)\rangle] + \hbar^2\langle\int_0^t d\acute{t}\left[\frac{1}{4}\left(\frac{1}{g^2(L)} + \alpha_2 + n_f\ f_2\right)\varepsilon_{dae}\ \ \varepsilon_{dcb}\bar{B}_j^e + \big(\alpha_3 + n_f\ f_3\big)\bar{B}_i^a\frac{\partial^3}{\partial\bar{\Pi}_i^a\partial\bar{\Pi}_j^b\partial\bar{\Pi}_j^b} + \big(\alpha_4 + n_f\ f_4\big)\bar{B}_i^a\frac{\partial^3}{\partial\bar{\Pi}_i^b\partial\bar{\Pi}_j^a\partial\bar{\Pi}_j^b}\right]\mathcal{O}_{cl}(\bar{B},\bar{\Pi},\acute{t})\rangle \qquad (2.29)$$

تمثل العلاقة (2.29) التطور الزمني للقيمة الوسطى لأي مؤثر، وهي مشتقة لجملة معايرة مع الزمرة SU(2) بلازما الكواركات والغليونات، أي أن طريقة فغنر أدخلت على جملة تحوي الكواركات والغليونات لأول مر.

الاستنتاجات والتوصيات:

1-يمكن حل المعادلة (2.29) عددياً بوضع برنامج بلغة الفورتران التي تبقى صالحة ومفيدة ومناسبة لفيزياء الطاقات العالية يحسب بالاعتماد على طريقة مونت كارلو تطور القيمة الوسطى لمؤثر حقل المعايرة المتجانس (الغلوبال)$\hat{B}_i^a$مؤثر، أو مؤثر الاندفاع $\hat{\Pi}_i^a$.كما يمكن هذا البرنامج من حساب التطور الزمني للقيمة الوسطى للطاقة المغناطيسية الملونة والطاقة الكهربائية الملونة.

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 [7,6]لذلك من الأفضل اللجوء إلى النشر شبه التقليدي بطريقة فغنر الذي قمنا به في عملنا هذا.

3-تمكننا هذه الطريقة من حساب عددي لتطور الزمن الحقيقي للقيمة الوسطى لكل من مؤثري حقل المعايرة المتجانس: الغلوبال $\hat{B}^a$ و الاندفاع $\hat{\Pi}^a$ حتى التصحيح الكمومي الأول و رسم الخطوط البيانية للقيمة الوسطى بدلالة الزمن t، والتحري عن هذه التصحيحات الكمومية حسب قيم كل من درجة الحرارة T و ثابتة الارتباط $g(L)$

المـــراجــــع:

1- د.جناد,هزاع -الفيزياء النووية- جامعة تشرين 1991,-P 446

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.-*Untersushungenzumrealzeit-verhlten Quantenfeldtheoritischemodelle* Dissertation, Leipzig uni.-1991-,101P

4-د. الشاتوري، سلمان- تطور الأزمنة الحقيقية في مسائل عدم التوازن من أجل نظرية المعايرة الصافية مع الزمرة SU(2) بالاعتماد على مؤثري البناء والهدم. مجلة جامعة تشرين ,المجلد(30) , العدد (1),2008

5- د. الشاتوري، سلمان- تطور الأزمنة الحقيقية في مسائل عدم التوازن من أجل نظرية المعايرة الصافيةمع الزمرة SU(3) بالاعتماد على مؤثري البناء والهدم. مجلة جامعة تشرين, المجلد(30) , العدد (3),2008

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-schram,k. and Nijboer,B.R.A.The wigner distribution function for systems of bosons or fermions byk.Schramand b.r.a. nijboer Physica vol, 25,1959,pp.733-741.

8- GREINER, W.; NEISE, L. and STOCKER, H. Band 9 *Thermodynamic* und : *Statistishe Mechanic.*1. Auflage ,verlagHarri Deutsch, 1987 , 484 .

9- JACKIW,R. *Mean Field Theory For Non-equilibrium Quantum Fields.* Physics A U.S.A vol. 158, N°.1 ,1989,PP.269-290

10- LUSCHER, M. *Mass Spectrum of YM Gauge Theories On a Torus.* Nucl. Physics B North-Holland vol. 219, N° .1, 1983,PP. 233-261 .

11- ILGENFRITZ ,EM. and KRIPFGANZ , J.- *Quantum Equation and Nonequilibrium Processes in Quantum Field Theory Phys.* Lett . A. North-Holland vol.108,N° .3, 1985,PP. 133-136.

12- 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

13-KOLLER, J. and VANBAAL, P.-*SU(2) Spectroscopy Intermediate Volumes phys.* Rev Lett. U.S.A vol. 58, N°.24, 1987,PP. 2511-2514

14-VAN BAAL, P.andKOLLER, J. *QCD on a Torus, and Electric Flux Energies From Tunneling* Ann. Phys . U.S.A. vol. 174, N° .2, 1987,PP.299-371

15-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.

16-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.

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.

18-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

19-KRIPFGANZ, J. and MICHAEL, C .-*Fermionic Contributions to The Glueball Spectrum In a Small Volume Nucl. phys. BG 14*(1989)25.