الجمهورية الجزائرية الديمقراطية الشعبية

وزارة التعليم العالي و البحث العلمي

جامعة قاصدي مرباح – ورقلة

كلية الرياضيات و علوم المادة

قسم الفيزياء

مذكرة: ماستر LMD2

مجال: علوم المادة

تخصص: فيزياء نظرية

تحت عنوان:

نظرية الغشاء البوزوني في اطار الميكانيك شبه الكمي

من إعداد الطلبة:

- بالطاهر سفيان
- الحسيني سليمة

نوقشت علنا يوم 2019-07-07 أمام اللجنة المكونة من:

الأستاذ	الحاج بالشرايربالغيثار	جامعة ورقلة	رئيسا
الأستاذ	قريشي زينب	جامعة ورقلة	مناقش
الأستاذ	خوجة محمد الامين	جامعة ورقلة	مؤطر

السنة الجامعية 2019/2018

بسم الله الرحمن الرحيم

إهداء

نتقدم بإهداء هذه الثمرة النبيلة وهذا العمل المتواضع إلى كلّ من كلّله الله بالهيبة والوقّار

إلى من علّمنا العطاء بدون إنتظارإلى من نحمل إسمه بكلّ فخر وإفتخار

إلى الوالدين الكريمين حفظهما الله و بارك في أعمارهم و أعمالهم

وإلى كل أفراد العائلة و إلى كل الأصدقاء و الأحباب

إلى كلّ من أفادنا لإنجاز هذا العمل ولو بالنّصيحة

راجين من الله أن ينفعنا به في الحياة و الممات.

والحمد لله.

تشكرات

قبل كلّ شيء، نحمد الله عزّ وجل الذي أنعمنا بنعمة العلم ووفّقنا إلى بلوغ هذه الدرجة ونقول:

" اللّهم لك الحمد حتّى ترضى، ولك الحمد إذا رضيت ولك الحمد بعد الرضا ".

نتقدم بجزيل الشكر والعرفان للأستاذ الفاضل " خوجة محمد الامين " على إشرافه لنا أولاً وعلى دعمه ومساعدته العلميّة والمعنويّة التقدير والإحترامكلّ الأساتذة كمانشكر أيضا الذين حملوا أقدس رسالة في الحياة إلى الذين مهّدوا لنا طريق العلم والمعرفة إلى جميع أساتذتنا الأفاضل. كما نتوجّه بالشكر إلى الذين كان لهم الفضل في دعمنا في مشوارنا الدراسي بالخصوص آباءناو أمّهاتنا و إخوتنا و كلّ من ساعدنا في إنجاز هذا العمل. وإلى كلّ طلّاب العلم عامّة وطلّاب جامعة ورقلة خاصةً

والحمد لله .

فهرس

المحتــوى	الصفحة
إهداء	
تشكرات	
فهرس	
مقدمة عامة	01
الفصل الأول: الأوتار البوزونية	
1-1 نظرية الأوتار البوزونية	06
2-1 نظرية الأوتار البوزونية الكلاسيكية	11
1-2-2 الأوتار المغلقة	14
الفصل الثاني: الغشاء البوزوني	
1-2 مقدمة	17
2-2 تكميم المتعامد للغشاء البوزوني	18
الفصل الثالث: ميكانيك الشبه كمي	
3-1 مدخل	20
3-2 الميكانيك الشبه الكمي	22
3-2-1 تعميم في حالة العديد من الهزازات التوافقية	24
الفصل الرابع : تطبيق الميكانيك شبه كمي على الغشاءالبوزوني	
4-1 مقدمة	26
4-2 دراسة اضطرابية كلاسيكية لنظرية الغشاء	26
4-2-1 بناء النموذج	31
4-3 نظرية الغشاء في الميكانيك شبه كمي	32
4-3- 1 شبه التكميم المتغاير	33
4-3-2 جبرvirasaro جبر poincaré	34
4-3- 3 شبة تكميم العمودي (المتعامد)	36
4-4 أبعاد الزمكان للغشاء البوزوني في الميكانيك شبه كمي	40
الخاتمة	41
المراجع	42

مقدمة

في بداية السبعينات ظهرت نظرية جديدة أحدثت ثورة في الفيزياء النظرية الحديثة وهي نظرية الأوتار. هذه النظرية تعتمد على نظرية التناظر الفائق وتبقى من أجل أبعاد الزمكان 10 صيغتها الكمية محققة . وتوجد خمسة أنواع نظرية الأوتار الفائقة وهي .IIA, IIB ,اوالهجينة و (32)SO.

في سنة 1995 نظرية فكرة جديدة حاولت توحيد هذه النظريات الخمسة وحملة اسم نظرية M

والتي تبنى من أجل بعد D= 11 والذي يتوافق مع نفس البعد الذي تبنى من أجله نظرية الجاذبية الفائقة.

ان طيف جسيمات لأوتار يحتوي على جسيم Graviton (سبين 2 و عديم الكتلة) مما يجعلنا نأمل في هذه النظرية لكي تكون نظرية توحيد قوى الطبيعية الأربعة [1.2.3.4.5.6.7.8.9].

إن نظرية الغشاء الكمية تبنى من أجل البعد [12.13.14.15.16]D= 27 سنحاول في هذه المذكرة دراسة هذه النظرية في الميكانيك شبه الكمي.

إن الميكانيك شبه الكمي ثم تطبيقه لأول مرة على نظرية الأوتار وعلى جبر

Poincaré من طرف ARDALAIN و [18]MANSOURI وقد أثبتنا أن هناك علاقة تربط بين بعد الزمكان D ومعامل الميكانيك الشبه الكمي Q

هذه المذكرة مقسمة كما يلي

الفصل الأول نقدم نبذة عن نظرية الأوتار البوزونية وأهم نتائجها

–الفصل الثاني نتعرف على نظرية الغشاء وبنيتها الرياضية.

–الفصل الثالث نعرف الميكانيك الشبه كمي

– الفصل الرابع نحاول تطبيق مفهوم الميكانيك على نظرية الغشاء من أجل الطاقات المنخفضة ونحاول ايجاد العلاقة بين بعد الزمكانD ومعامل الميكانيك شبه الكميQ.

الفصل الأول

نظرية الأوتار البوزونية

1.الأوتار البوزنية

1.1–نظرية الأوتار البوزنيةالكلاسيكية

الوتر هو كائن أحادي البعد ، إنه امتداد للنقطة بحيث يصف تطور الوتر في السطح ، بالطريقة نفسها التي يصف بها تطور نقطة في الزمان ، خطًا. لذلك نظرية الأوتار مستمدة من نظرية النقطة.

سنبدأ هذا الجزء مع وصف موجز للجسيم النقطة

في هذه الحالة ، يعرف الفعل كما يلي

$$S= -m\int_{s0}^{1s} ds = -m\int_{\tau_0}^{\tau_1} dt\left[-\frac{dx^\mu}{dt}\frac{dx^\nu}{dt}\eta^{\mu\vartheta}\right]^{\frac{1}{2}} \qquad (1.1)$$

يصف$x^\mu(\tau)$ الموضع لكل قيمة τبـ ، مع $\mu,\nu = 0, D-1$والمترية تعطى

$$\eta^{\mu\nu} = diag(-++\cdots+)$$

حيث D هو بعد الزمكان

***يعرف العزم**

$$P_\mu = \frac{\partial L}{\partial X^\mu} \qquad (1.2)$$

مايؤدي الى وجود القيد :

$$m^2+P^2 = 0 \ \ (1.3)$$

بنفس الطريقة التي يتناسب فيها عمل جسيم النقطة مع طول خط الكون ، في عام 1970 ، يفترض نامبو أن الوتر يجب أن يكون متناسقًا مع سطح الكون ، ولذلك عرف الفعل على الشكل التالي :

$$.S=\frac{1}{2\pi\acute{\alpha}}\int_0^{\pi}\int_{\tau_0}^{\tau_1} d\sigma\, d\tau\left[\left(\dot{X}X'\right)^2-\left(\dot{X}\right)^2\left(X'\right)^2\right]^{\frac{1}{2}} \quad (1.4)$$

حيث$X(\sigma.\tau)$ هي إحداثيات الوتر ، نعرف كذالك الاشتقاقات بالنسبة ل σ,τ على النحو التالي

$$\dot{X}=\frac{dX^{\mu}}{d\tau} \text{ و} X'=\frac{dX^{\mu}}{d\sigma}(1.5)$$

مع$T=\frac{1}{2\pi\alpha'}$ هو توتر الوتر. تجريبيًا α' يمثل ثابت.Regge.

هذا العمل ثابت وفق تحويلات لورنتز.

وفقًا لمبدأ العمل الأقل ، يتم إعطاء معادلات الحركة بواسطة العلاقات التالية

$$\begin{cases}\frac{\partial}{\partial_\tau}\frac{\partial L}{\partial\dot{X}_\mu}+\frac{\partial}{\partial_\sigma}\frac{\partial L}{\partial\dot{X}_\mu}=0\\ \frac{\partial L}{\partial X'_\mu}(\sigma=0\,.\,\tau)=\frac{\partial L}{\partial X'_\mu}(\sigma=\pi\,.\,\tau)=0\end{cases}(1.6)$$

تمثل العلاقة الثانية الشروط الحدية لنهايات الوتر .

يعطى العزم انطلاقا من علاقة الفعل(1.4) بالعبارة التالية

$$p^{\mu}(\sigma.\tau)=-\frac{\partial L}{\partial\dot{X}_{\mu}}(1.7)$$

انحفاظ الفعل .(1.4) بتغير المعاملين : σ,τ ينتج عن ذالك قيدين

$$\begin{cases}P^{\mu}X'_{\mu}=0\\ P^2+\frac{X'^2}{\pi^2}=0\end{cases}(1.8).$$

يمكن تعريف العزم الكلي بالعبارة

$$P^{\mu}=\int_0^{\pi}d\sigma\, p^{\mu}(\sigma.\tau) \qquad (1.9)$$

والعزم الزاوي الكلي عن طريق:

$$M^{\mu\nu} = \int_0^{\pi} d\sigma\,(p^{\mu}X^{\nu} - p^{\nu}X^{\mu})(1.10)$$

المعادلات ليست خطية ، يمكن كتابة المعادلة 2 انطلاقا من الفعل 1 على الشكل

$$\ddot{X}_{\mu}(\sigma,\tau) - X''_{\mu}(\sigma,\tau) = 0 \qquad (1.11)$$

مع الأخذبالإعتبار الشروط الحدية المعرفة بالعبارة 3

إن الحلول المعادلة التفاضلية 4 مع الشروط الحدية 2 و 3 يمكن إن يعطى بالعبارة الرياضية

$$X^{\mu}(\sigma,\tau) = x^{\mu} + 2\acute{\alpha}p^{\mu}\tau + \sqrt{2\acute{\alpha}}\sum_{n=1}^{\infty}\frac{1}{\sqrt{n}}\begin{Bmatrix} a_n^{\mu}exp(-in\tau) \\ -a_n^{\mu *}exp(-in\tau)\end{Bmatrix}\cos n\sigma \qquad (1.12)$$

بوضع:

$$a_n^{\mu} = a_n^{\mu}exp(-in\tau)\ \ ,\ a_n^{*\mu} = a_n^{*\mu}exp(-in\tau)$$

$$\alpha_0^{\mu} = 2\alpha' p^{\mu} \qquad\qquad ,\ \alpha_n^{\mu} = a_n^{\mu}\sqrt{2n\alpha'}\alpha_n^{\mu}$$

$$a_{-n}^{\mu} = \ a_n^{*\mu}, n \geq 0$$

فإننايمكنا كتابة العبارة(1.12)على النحو التالي:

$$X^{\mu}(\sigma,\tau) = x^{\mu} + a_0^{\mu}\tau + \sum_{n=1}^{\infty}\frac{1}{n}a_n^{\mu}exp(-in\tau)\cos n\sigma \qquad (1.13)$$

يمثل n أوضاع إهتزاز الوتر و α_n^{μ} تمثل نمط إهتزاز الوتر

إنطلاقا من معادلات القيود يتم كتابة مولدات Virasoroبواسطة :

$$L_n = \frac{1}{2}\pi\acute{\alpha}\int_{-\pi}^{\pi} d\sigma\, \exp in(\tau+\sigma)\left(p^2 + \frac{X^{\mu 2}}{2\pi\alpha'}\right) =$$

$$\frac{1}{4\alpha'}\sum_{n=-\infty}^{\infty}\alpha_{n-m}\alpha_m \equiv 0 \qquad (1.14)$$

حيث$H.H = {}_0$ هو الهاميلتون الذي يكتب

$$H=-\pi\int_0^{\pi} d\sigma\left[\alpha' p^2\frac{X^{\mu 2}}{4\pi^2\alpha'}\right] = \alpha' p^2 + \sum_{m=1}^{\infty}\alpha_{-m}\alpha_m \qquad (1.15)$$

وإنطلاقا من المعادلة 7 وكذالك القيد $M^2+P^2 = 0$ يمكننا إستنتاجكذالك الوتر وكتابتها على الشكل

$$M^2 = -p^2 = \frac{1}{\alpha'}\sum_{n=1}^{\infty} a_{n-m}a_m (1.16)$$

من ناحية أخرى ، يمكن كتابة العزم الزاوي بدلالة أنماطإهتزاز الوتر على الشكل

$$M^{\mu\vartheta} = x^{\mu}p^{\vartheta} - x^{\vartheta}p^{\mu} - i\sum_{n=1}^{\infty}\frac{1}{n}\left(\alpha_{-n}^{\mu}\alpha_n^{\vartheta} - \alpha_{-n}^{\vartheta}\alpha_n^{\mu}\right)(1.17)$$

2.1–النظرية الكمية للأوتار البوزنية:

نظرية الأوتار غنية بالتناظرات والقيود مما يحتم علينا إستعمال طريقة تكميم ديراك

هناك طريقتان للتكميم:

1. الأولى هو التعامل مع جميع المتغيرات على أنها مستقلة وسيتم اعتبار القيود كشروط أولية. في وقت لاحق ،في هذه الحالة القيود هي مولدات virasoro يسمى هذا التكميم تكميم المتغاير .

2. والثانية هو حل معادلات القيود ، وهذا يتيح لنا القضاء على المتغيرات الزائدة لتبقى فقط المتغيرات الديناميكية مستقلة هذا التكميم العمودي او المتعامد .

2..1.أ– التكميم المتغاير:

في هذه الحالة المتغيرات الديناميكيةx^{μ}وp^{ϑ}وα_n^{μ} التي تتحقق من علاقات التبديل التالية:

$$\begin{cases} [x^\mu, p^v] = ig^{\mu v} \\ [\alpha_n^\mu, \alpha_m^v] = 2\alpha' n\delta_{n+m,0} g^{\mu v} \end{cases} \qquad (1.18)$$

يحافظ العزم الزاوي على نفس وتعطى عبارته الكمية ب :

$$M^{\mu v} = x^\mu p^v - x^v p^\mu - i\sum_{n=1}^{\infty}\frac{1}{n}\left(\alpha_{-n}^\mu \alpha_n^v - \alpha_{-n}^v \alpha_n^\mu\right)(1.19)$$

مولدات تكتب Virasoroعلى النحو التالي:

$$L_n = \sum_{n=-\infty}^{\infty} : \alpha_{-n-m}^\mu \, \alpha_{n,\mu} : (1.20)$$

حيث ::هو جداء الترتيب

في L_0 نظيف ثابتا يتيح لنا حل المشكل لذالك نكتب L_0 على الشكل :

$$L_0 = H = \alpha' p^2 + \sum_{m=1}^{+\infty} \alpha_{-m}\alpha_m - a(1.21)$$

وكذالك الكتلة

$$M^2 = \frac{1}{\alpha'}\sum_{m=1}^{+\infty} \alpha_{-m}\alpha_m - \frac{a}{\alpha'}(1.22).$$

كما هو الحال في نظرية **QED**الكهروديناميك الكمي

$$L_n|\psi\rangle_{ph} = 0 n \geq 1 \qquad (1.22\ a)$$

$$[L_0 - a]|\psi\rangle_{ph} = 0(1.22\ b)$$

إن المولدات L_n المعرفة سابقا تحقق جبر virasoro والذي يعطى بالعلاقة التبدلية التالية

مولداتL_nتحقيق الجبر:Virasoro

$$[L_n, L_m] = (n-m)L_{n+m} + \frac{D}{12}n(n^2-1)\delta_{n,-m}(1.23)$$

إن العزوم p^μ و$M^{v\rho}$ تحقق جبر **Poincaré** والذي يعطى ب:

$$[p^{\mu}, p^{v}] = 0$$
$$[p^{\mu}, M^{v\rho}] = \iota(g^{\mu v}p^{\rho} - g^{\mu\rho}p^{v}) \qquad (1.24)$$

$$.M^{\mu\rho}; M^{\rho v}] = \{(g^{v\rho}M^{\mu\sigma}g^{\mu\rho}M^{v\rho} + g^{\mu\sigma}M^{v\sigma}g^{v\sigma}M^{\mu\rho})$$

لاحظ هنا أن التغاير لورنتز واضح

2.1.ب-التكميم المتعامد

من الأجدر بإستخدام إحداثيات مخروط الضوء المعرفة كما يلي :

$$U^{\mu} \to U^{\pm}, U^{D-1} avec i = \overline{1, D-2} \quad (1.25)$$

$$U^{\pm} = \frac{1}{\sqrt{2}}(U^{0} \pm U^{D-1}) \quad (1.26)$$

في هذه الحالة تكتب مترية مينكوفسكي على النحو التالي :

$$\eta_{ij} = 1, \eta_{+-} = \eta_{-+} = -1 \quad (1.27)$$

نعرف الجداء السلمي ب:

$$U.V = U^{i}V^{i} - U^{+}V^{-} - U^{-}V^{+} \quad (1.28)$$

$$U^{\pm} = -U_{\mp} \qquad , \qquad U^{i} = U_{i} \quad (1.29)$$

في هذه الحالة علاقات التبديل تكتب على الشكل

$$\begin{cases} [x^{-}, p^{+}] = i \\ [x^{i}, p^{j}] = i\delta^{ij} \\ [\alpha_{n}^{i}, \alpha_{m}^{j}] = 2\alpha' n\delta^{ij}\delta_{n+m,0} \end{cases} \qquad (1.30\ a)$$

في إحداثيات الضوء يمكن كتابة المركبة $\bar{n}$ حيث $i = 1, D-2$

$$\alpha_{n}^{-} = \frac{1}{p^{+}}\left[L_{n}^{tr} - a\delta_{n,0}\right] \quad (1.31)$$

$$L_n^{tr} = \frac{1}{4\alpha'} \sum_{n=-\infty}^{\infty} : \alpha_{-n-m}^i \, \alpha_n^i : \qquad (1.32)$$

يعرف كذالك مربع الكتلة على الشكل:

$$M^2 = \frac{1}{\alpha'} \sum_{n=1}^{\infty} \left(\alpha_{-n}^i \alpha_n^i - a\right) (1.33)$$

بالنسبة لجبر poincaré فإن العلاقات في الإحداثيات مخروط الضوء تكون محققة ما عدا المبدل $\left[M^{i-}, M^{j-}\right]$ الذي من المفروض أن يكون معدوما ولكن الحسابات تعطينا العبارة التالية:

$$\left[M^{i-}, M^{j-}\right] = \frac{2}{(p^+)^2} \sum_{m=1}^{\infty} \frac{1}{m} \left(\alpha_{-m}^i \alpha_m^j - \alpha_{-m}^j \alpha_m^i\right) \left[\frac{1}{m}\left(a - \frac{D-2}{24}\right) - m^2 \left(1 - \frac{D-2}{24}\right)\right] (1.34)$$

من الواضح أن هذا المبدل يكون معدوما من أجل القيم

$$\begin{cases} D = 26 \\ a = 1 \end{cases} (1.35)$$

2.2.1 الأوتار المغلقة

إذا فرضنا إنالإحداثيات دورية الإحداثيات$X^\mu(\sigma, \tau)$بحيث تحقق:

$$X^\mu(\sigma, \tau) = X^\mu(\sigma + \tau, \pi) (1.36)$$

بإتباع نفس الخطوات التي في حالة الأوتار المفتوحة فان حل المعادلة التفاضلية 4 مع الشروط الحدية 8يمكن كتابتها من الشكل :

$$X^\mu = X_L^\mu + X_R^\mu \qquad (1.37)$$

مع

$$X_L^\mu(\sigma, \tau) = \frac{1}{2} x^\mu + \frac{1}{2} p^\mu(\tau + \sigma) + \frac{i}{2} \sqrt{2\alpha'} \sum_{n=1}^{\infty} \frac{1}{n} \alpha_n^{\sim\mu} \exp[-2in(\tau + \sigma)]$$

وعلاقات التبديل بالنسبة لأنماط الاهتزاز تعطى:

$$\left[a_n^{\sim\mu}, \alpha^{\sim\vartheta}_{\mathrm{m}}\right] = 2\alpha' n\delta_{n+m,0} g^{\mu\vartheta} \quad (1.39\ \mathrm{a})$$

$$\left[a_n^{\mu}, \alpha^{\sim\vartheta}_{\mathrm{m}}\right] = 0 \ldots\ldots\ldots\ldots (1.39\ \mathrm{b})$$

الحالات الفيزيائيةتعرف ب

تحت شرط $n \geq 0$

$$L_{\mathrm{n}} |\psi\rangle_{ph} = 0$$

$$L_{\mathrm{n}}{}^{\sim} |\psi\rangle_{ph} = 0 (1.40)$$

$$[\mathrm{L}_0 - a]|\psi\rangle_{ph} = 0$$

$$[L_0{}^{\sim} - a]|\psi\rangle_{ph} = 0$$

مع الشرط:

$$[L_0 - L_0{}^{\sim}]|\psi\rangle_{ph} = 0 \quad (1.41)$$

مربع كتلة الوتر المغلق يمكن إستنتاجه وكتابته على الشكل

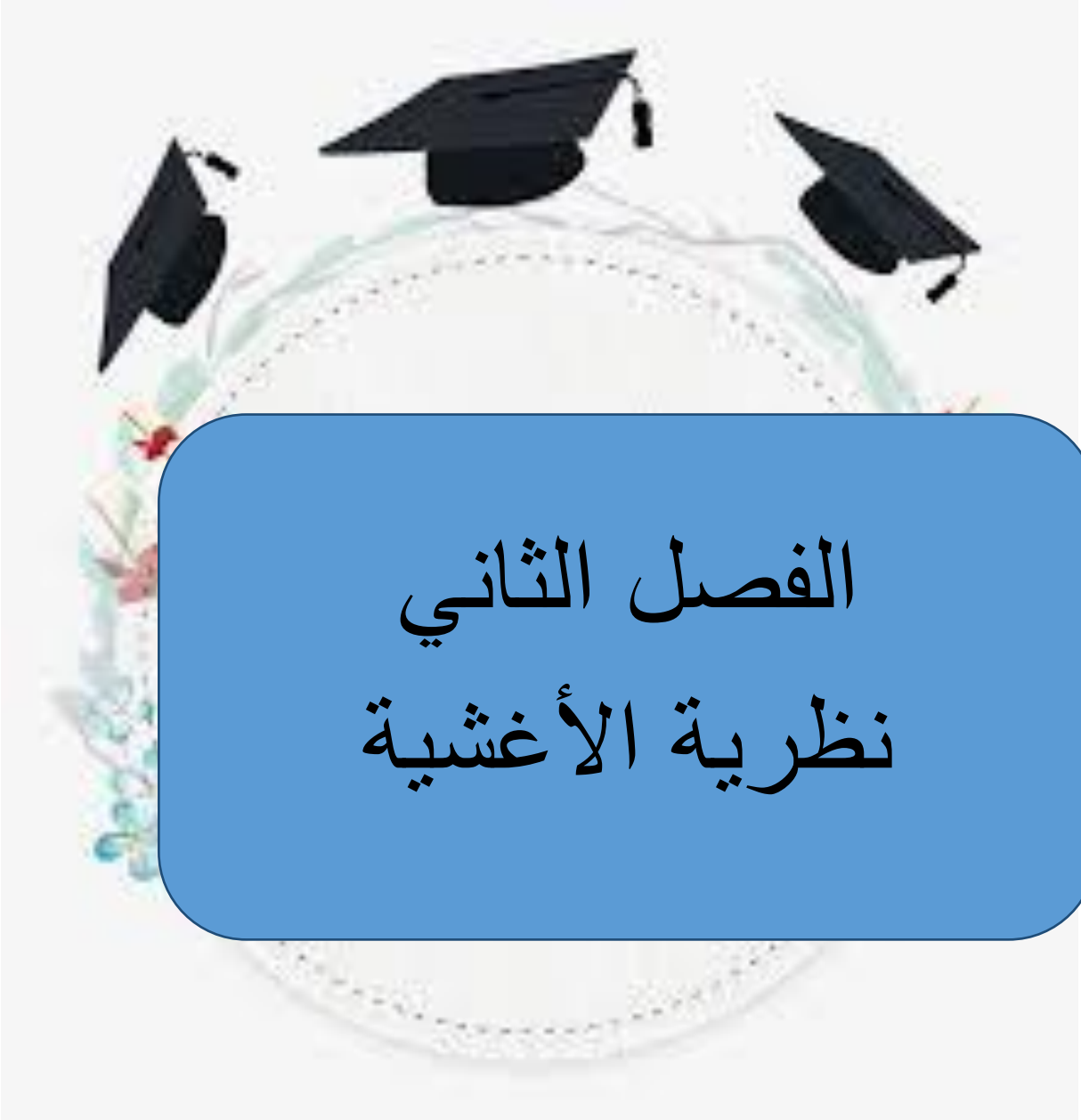
$$M^2 = -\frac{1}{\alpha} \mathrm{p}^{\mu}\mathrm{p}_{\mu} = \mathrm{M}_{\mathrm{L}}^2 \mathrm{M}_{\mathrm{R}}^2 \quad (1.42)$$

$$\alpha' \mathrm{M}_{\mathrm{L}}^2 = 2[N - a] = 2\left[\sum_{n=1}^{+\infty} \alpha_{-n}\alpha_{-n} - a\right] \quad (1.43\ \mathrm{a})$$

$$\alpha' \mathrm{M}_{\mathrm{R}}^2 = 2[\mathrm{N}^{\sim} - a] = 2\left[\left[\sum_{n=1}^{+\infty} \alpha_{-n}\alpha_{-n} - a\right]\right] \quad (1.43\ b)$$

$$\frac{1}{4}M^2\alpha' = N = N^{\sim} \qquad (1.44)$$

بنفس الطريقة السابقة فانه يمكننا أن نبرهن أن نظرية الأوتارالبوزنية الكمية المغلقة تكون محققةمن أجل البعد $D= 26$ $a= 2$..... ولكن اهم فرق في هذه النظرية بالنسبة للاوتار المفتوحة هو عدم وجود جسيم tachyons جسيم يملك كتلة تخيلية وسرعة اكبر من سرعة الضوء والنقطة الثانية أنه عند دراسة طيف الجسيمات البوزنيةفإننا نحصل على جسيم عديم الكتلة و ذو سبين 2 وهو ما يوافق نظرية النسبية العامة في وجود هذا الجسيم garvitonإذن نظرية الأوتار تحتوي على الجاذبية وهذه الجاذبية مكممة مما يسمح لنا بإنشاء نظرية كمية للنسبية العامة والجاذبية.



الفصل الثاني

نظرية الأغشية

2.1 الغشاء البوزوني:

2.1.1 مقدمة:

في هذا الفصل، نقدم مقدمة موجزة لنظرية الغشاء البوزونيالكلاسيكي النسبي يتحرك في فضاء ذو بعد Minkovski .Dيشبه هذا التحليل دراسة نظرية الأوتار النسبية الكلاسيكية النسبيةالمقدمة في (الفصل 1). تمامًا مثل الجسيم الذي يتحرك في مسار بخط الكون ، يتحرك الغشاء الديناميكي في حجم كوني ثلاثي الأبعاد

في هذه الحالة نعرف فعل Nambu-Goto على الشكل

$$S = -\int Tm \int d^3\sigma \sqrt{-det h_{\alpha\beta}} \qquad (2.1)$$

حيث Tmيمثل توتر الغشاء المعرف بدلالة طول بلانك :

$$Tm = 1/(2\pi)^2 L_P^2$$

$$h_{\alpha\beta} = \partial_\alpha X^\mu \partial_\beta X_\vartheta \qquad (2.2)$$

يمكن تحليل عبارة الفعل وكتابتها على شكل صيغة polyakov :

$$S = -\frac{T}{2}\int d^3_\sigma \sqrt{-\gamma}(\gamma^{\alpha\beta}\partial_\alpha X^\mu \partial_\beta X^{\vartheta}\eta_{\mu\vartheta} - 1 \qquad (2.3)$$

حيث $\alpha\beta$ يعبر عنه بالعبارة :

$$\gamma_{\alpha\beta} = h_{\alpha\beta}\partial_\alpha X^\mu \partial_\beta X_\vartheta \qquad (2.4)$$

مثلما درسناه في الفصل الأول بالنسبة لنظرية الأوتار فان قيود الغشاء تعطى بالعبارات التالية :

$$\gamma_{0\alpha} = 0 \qquad (2.5)$$

$$\gamma_{00} = \frac{4}{v^2}\det h_{\alpha\beta} \qquad (2.6)$$

بإستعمال العلاقة (2.4) فان فعل الغشاء يكتب من الشكل :

$$S=\frac{Tv}{4}\int d^3_\sigma\,(\dot{X}^\mu\dot{X}_\mu-\frac{4}{v^2}\det h_{\alpha\beta})\quad(2.7)$$

يمكن أن نربط هذه العبارة وتكتب على النحو التالي :

$$S=\frac{Tv}{4}\int d^3_\sigma\,(\dot{X}^\mu\dot{X}_\mu-\frac{2}{v^2}\{X^\mu,X^v\}\{X_\mu,X_v\}\quad(2.8)$$

من خلال عبارة الفعل معادلات الحركة للحقل μ تعطى بالعبارة .

$$\ddot{X}^\mu=\frac{4}{v^2}\partial_a\left(h\,h^{ab}\,\partial_b X^\mu\right)=\frac{4}{v^2}\{(X^\mu,X^v\},X_v\quad(2.9)$$

مع معدلات القيود :

$$\dot{X}^\mu\dot{X}_\mu=-\frac{4}{v^2}\det h_{\alpha\beta}=-\frac{2}{v^2}=\{X^\mu,X^v\}\{X_\mu,X_v\}\quad(2.10)$$

$$\dot{X}^\mu\partial_a X_\mu=0\quad(2.11)$$

هذه المعدلات تكافئ .

$$\{\dot{X}^\mu X_\mu\},=0\quad(2.12)$$

نلاحظ أن معادلات القيود غير خطية مع عدم وجود قيود كافية تسمح لنا بتثبيت مترية الحجم مما يصعب علينا إيجاد الحلول وهذا ماسنراه في الفصل الرابع .

2.1.2الغشاء البوزونيالمتعامد:

نحن الآن نعتبر نظرية الغشاء في إحداثيات مخروط الضوء .

$$X^\mp=\frac{1}{\sqrt{2}}(X^0\pm X^{D-1})\quad(2.13)$$

يمكن كتابة القيود على الشكل :

لدينا$X^+(\tau,\sigma,\rho)=\tau\quad(2.14)$

$$\dot{X}^-=\frac{1}{2}\dot{X}^i\dot{X}^i+\frac{1}{\vartheta^2}\{X^i,X^j\}\{X^i,X^j\}\quad(2.15)$$

$$\partial_a X^-=\dot{X}^i\partial_a X^i\quad(2.16)$$

في هذه المركبات نستطيع أن نكتب الهاميلتوني على الشكل :

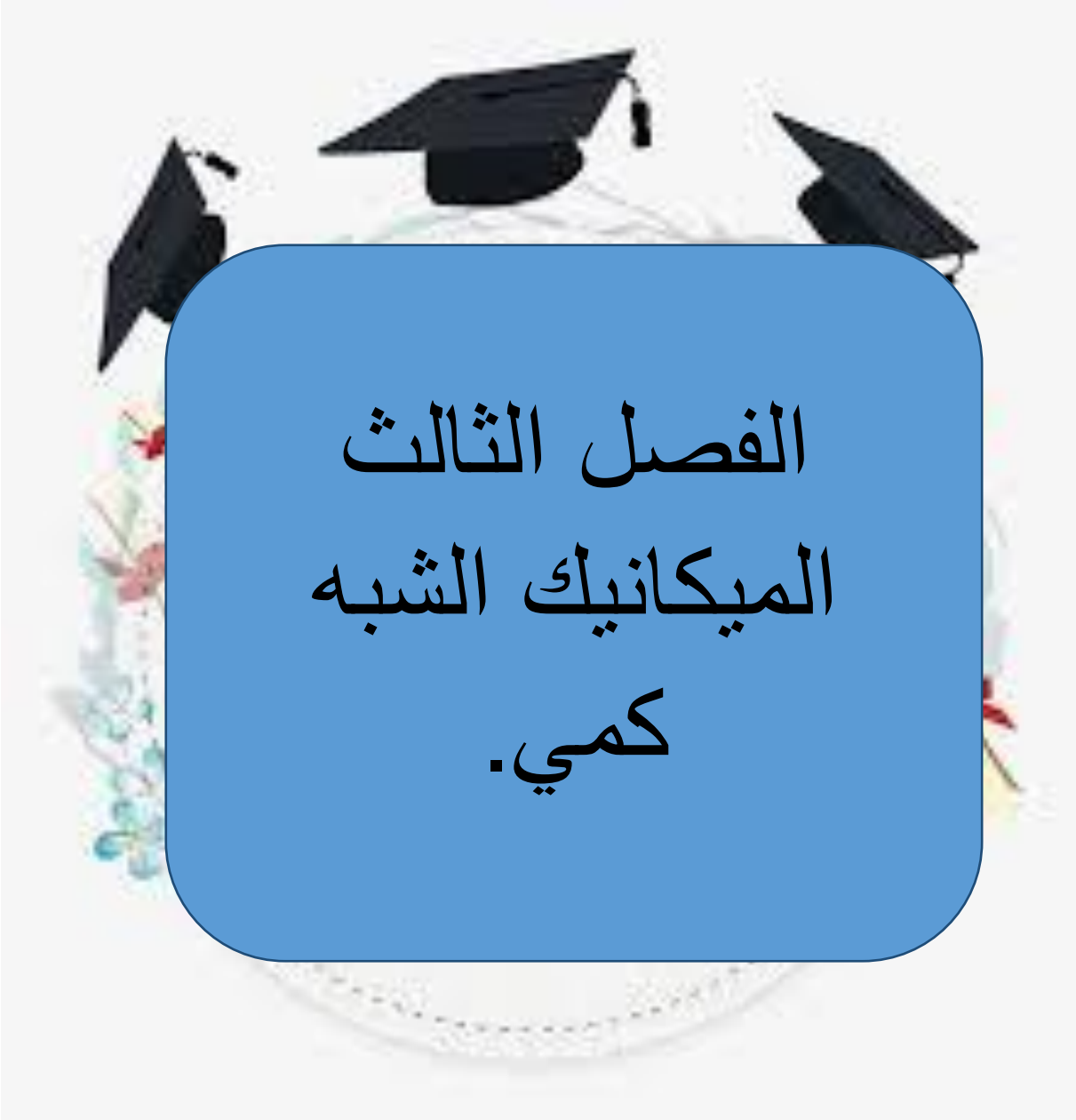
$$H=\frac{v\mathrm{T}}{4}\int d^2\,\sigma\dot{\mathrm{X}}^i\dot{\mathrm{X}}^i+\frac{i}{2}\{\dot{\mathrm{X}}^i,\mathrm{X}^j\}\{\mathrm{X}^i,\mathrm{X}^j\}\qquad(2.17)$$

مع القيد :

$$\{\dot{\mathrm{X}}^i,\mathrm{X}^i\}=0\qquad(2.18)$$

على عكس نظرية الغشاء صعبة الحل وهذا لأن المعادلات الحركة والقيود ليست كما أن هذه النظرية تفتقد إلى تناظر Weyl مما يصعب تثبيت مترية الحجم .

إن نظرية الغشاء الكمية تبقى من اجل البعد D=27 وسنحاول أن نقدم نموذج يمكننا من إيجاد هذه الحلول من اجل طاقات منخفضة .



الفصل الثالث
الميكانيك الشبه كمي.

مدخل:

الميكانيك الكمومية (M.Q) تظهر (تطبق)كل نظريات الفيزياء الحديثة .

أهميتها ترجع إلى نجاحها والجانب المزدوج للمادة (موجة الجسيمات) يتم تعريف هذين الجانبين بشكل جيد من خلال:

حالة بور

$$hv = E1 - E2 \quad (3.1)$$

وعلاقة دي برولي:

$$\lambda = \frac{h}{|p|} \quad (3.2)$$

حيث vوλتمثل الجانب الموجي للمادة و E و$|p|$الجانب الجسمي . في الحالة النسبية يمكننا أن نظهر أن هاتين العلاقتين هي نتيجة المعادلات المباشرة لحركةHeisenberg

$$-i\hbar\frac{\partial A}{\partial q_\mu} = [A, P_\mu] \quad (3.3)$$

$$\mu = \overline{0.3}$$

نحن نعرف ذلك في النظام الكلاسيكي يمكننا كتابة هاميلتون وفقا للإحداثيات qi و إقترانهم pi بـ (i = 1؛ d؛ d = DDL)

نحن نعرف ذلك في النظام الكلاسيكي يمكننا كتابة هاميلتون وفقا للإحداثيات p_i ومرافقهاq_i حيث= $d = DDLi$;

$\overline{1, D}$وdعدد درجات الحرية ما نسميه مبدأ التوافق للمكانيك الكمي هو أن كل المتغيرات تصبح مؤثرات من M.Q هو أن كل شئ

تصبح المتغيرات عاملين وتبقى معادلات الحركة صالحة بشرط اختبار معادلة Heisenbergتبقى محققة

يوجدقيود على المؤثرات;i p_i

$$[q_i, q_j] = [p_i, p_j] = 0 \quad (3.4)$$

$$[q_i, p_j] = i\hbar\delta_{ij}. (3.5)$$

النقطة الأساسية في M.Q هي معادلة هايزنبرغ

ولكن المعادلات التبدلية ليست وحيدة مما يؤدي إلى تعميم الميكانيك الكمي إلىمايسمى بالميكانيك الشبه الكمي

1.1.3.الميكانيك الشبه كمي:

من اجل التعرف أكثر على هذا الميكانيكا لشبه الكمي سوف نقوم بدراسة بسيطة للهزاز التوافقي هاميلتون الهزاز التوافقي يعطى على الشكل :

$$\mathrm{H} = \frac{1}{2}(\mathrm{p}^2 + \mathrm{q}^2) \qquad (3.6)$$

معادلات الحركة مقدمة من

$$\begin{cases} \dot{q} = p \\ \dot{p} = -q \end{cases}$$

يعطينا مبدأ التوافق مع معادلة هايزنبرغ يسمح لنا بكتابة المعادلات التالية :

$$i\dot{q} = [q, H] = ip$$

$$i\dot{p} = [p, H] = -iq$$

نأخذالعيار$i = [q, p]$،يمكننا أن نبرهن أن هذا الشرط ليس وحيد من اجل ذلك نستعمل مؤثرات الخلق والإفناء(مؤثرات الخلق والإفناء):

$$a \equiv \frac{1}{\sqrt{2}}(q + ip) \qquad (3.7)$$

$$a^+ \equiv \frac{1}{\sqrt{2}}(q - ip) \qquad (3.8)$$

هذه العلاقات تسمح لنا بكتابة العبارات التالية :

$$H = \frac{1}{2}(a^+a + aa^+) \equiv N \qquad (3.9)$$

$$[a, N] = a\,, [a^+, N] = -a^+ \qquad (3.10)$$

من اجل الطيف نكتب العبارات التالية حيث :

$$\begin{cases} N|n\rangle = N_n|n\rangle \\ \langle n|n'\rangle = \delta_{n,n'} \end{cases} \qquad (3.11)$$

$$N_n = N_0 + n, N_0 \geq 0, n\epsilon N \qquad (3.12)$$

من المعادلات يظهر بسهولة ما يلي:

$$N_0 + n = \frac{1}{2}\left(\left|a_{n-1,n}\right|^2 + \left|a_{n,n+1}\right|^2\right) \qquad (3.13)$$

حيث :

$$a_{n,n'} \equiv \langle n|a|n'\rangle$$

يمكننا بعد حل هذه المعادلة عن طريق البرهان بالتراجع من أجل n نحصل على :

$$a_{n,n+1} = a^+_{n+1,n} = \begin{cases} (2N_0 + n)^{\frac{1}{2}} n \text{ فردي} \\ (1+n)^{\frac{1}{2}} n \text{زوجي} \end{cases}$$

إذنيمكننا البرهان على العبارة التالية :

$$\langle n|[a, a^+]|n'\rangle = \sum_{n''} \left\{\langle n|a|n''\rangle\langle n''|a^+|n'\rangle - \langle n|a^+|n''\rangle\langle n''|a|n'\rangle\right\}$$

$$= \delta_{nn'}\left(\left|a_{n,n+1}\right|^2 - \left|a^+_{n,n-1}\right|^2\right)$$

هذا مايسمح لنا بكتابته :

$$\langle n|[a.a^+]|n'\rangle = \delta_{nn'} \begin{cases} 2N_0 n \text{فردي} \\ 2(1-N_0) n \text{زوجي} \end{cases} \qquad (3.14)$$

بحيث $N_0 = \frac{Q}{2}$ ترتيب PQ .

لاحظ أن القيمة Q = 1 فقط هي التي تقودنا إلى علاقة التبديل العادية [a; a +] = 1 والذي يمثل حالة الهزاز التوافقي (البوزوني) في الإطار الكم.

بالنسبة إلى N_0 = 1 Q = 2 c-à-d ، سيكون لدينا علاقة بالنوع:

$$aaa^+ - a^+aa = 2a$$

وبالمثل ، يتم تعريف هاميلتون من هزاز توافقي فرميوني بواسطة

$$H = \frac{1}{2}(b^+b - bb^+) \equiv N \qquad (3.15)$$

يمكننا بعد ذلك نجد

$$N = \frac{1}{2}\left(\left|b_{n-1,n}\right|^2 - \left|b_{n,n+1}\right|^2\right) \quad (3.16)$$

بنفس الطريقة ، نظهر أن Q = 1 تؤدي إلى علاقات التالية :.

$$\{b, b^+\} = 1, \qquad \{b, b\} = \{b^+, b^+\} = 0 \quad (3.17)$$

اذن $b^2 = (b^+)^2 = 0$

من اجل Q =2 تتحصل على العلاقات

$$bb^+b = 2b, \qquad bbb^+ + b^+bb = 2b \quad (3.18)$$

مع $b^3 = (b^+)^3 = 0$

3.1.2. التعميممن أجل عدة هزازاتتوافقية:

لديك علاقات ثلاثية حتى ذلك

$$[a_k, [a_l^+, a_n]_\mp] = 2\delta_{kl} a_n \quad (3.19)$$

$$[a_k, [a_l^+, a_n^+]_\mp] = 2\delta_{kl} a_n^+ \mp 2\delta_{kn} a_l^+ \quad (3.20)$$

$$[a_k, [a_l, a_n]_\mp] = 0 \quad (3.21)$$

حيث الإشارة من أعلى تمثل الشبه فرميونات و الإشارة من أسفل من أجل شبه بوزونات الفراغ يعطى بالعبارة التالية :

$$\langle 0|0\rangle = 1 \quad (3.22)$$

$$a_k|0\rangle = 0 \forall k \quad (3.23)$$

مع شرط الذي يحدد رتبة أودرجة ميكانيك الشبه الكمي

$$a_k a_l^+|0\rangle = Q\delta_{kl}|0\rangle \quad (3.25)$$

المشكل المطروح انه كلما زادت درجة ميكانيك شبه كمي كلما أصبحت المعادلات أكثر تعقيدا

من بين الحلول المقترحة هو استعمال تحليل غرين والذي يعرف من الشكل :

$$a_k = \sum_{\alpha=1}^{Q} a_k^{(\alpha)} \quad , \qquad a_k^{+} = \sum_{\alpha=1}^{Q} a_k^{(\alpha)+}$$

حيث $a_k^{(\ )}$ هي مركبة غرين التي تخضع لفضاء شبه غرين العبارات الثلاثية تصبح عبارات تبدليه ثنائية وتكتب على الشكل :

$$\left[a_k^{(\alpha)}, a_l^{(\alpha)+}\right]_{\pm} = \delta_{kl} \qquad (3.26)$$

العبارات الثلاثية (3.19) (3.21) تصبح عبارات تبدلية ثنائية وتكتب على الشكل :

$$\left[a_k^{(\alpha)}, a_l^{(\alpha)}\right]_{\pm} = 0 \qquad (3.27)$$

$$\left[a_k^{(\alpha)}, a_l^{(\beta)+}\right]_{\mp} = \left[a_k^{(\alpha)}, a_l^{(\beta)}\right]_{\mp} = 0 \quad (\alpha \neq \beta) \qquad (3.28)$$

حيث الفراغ $|0\rangle$ في فضاء غرين يعرف ب:

$$a_k^{(\alpha)}|0\rangle' = 0, \qquad \forall k, \alpha$$

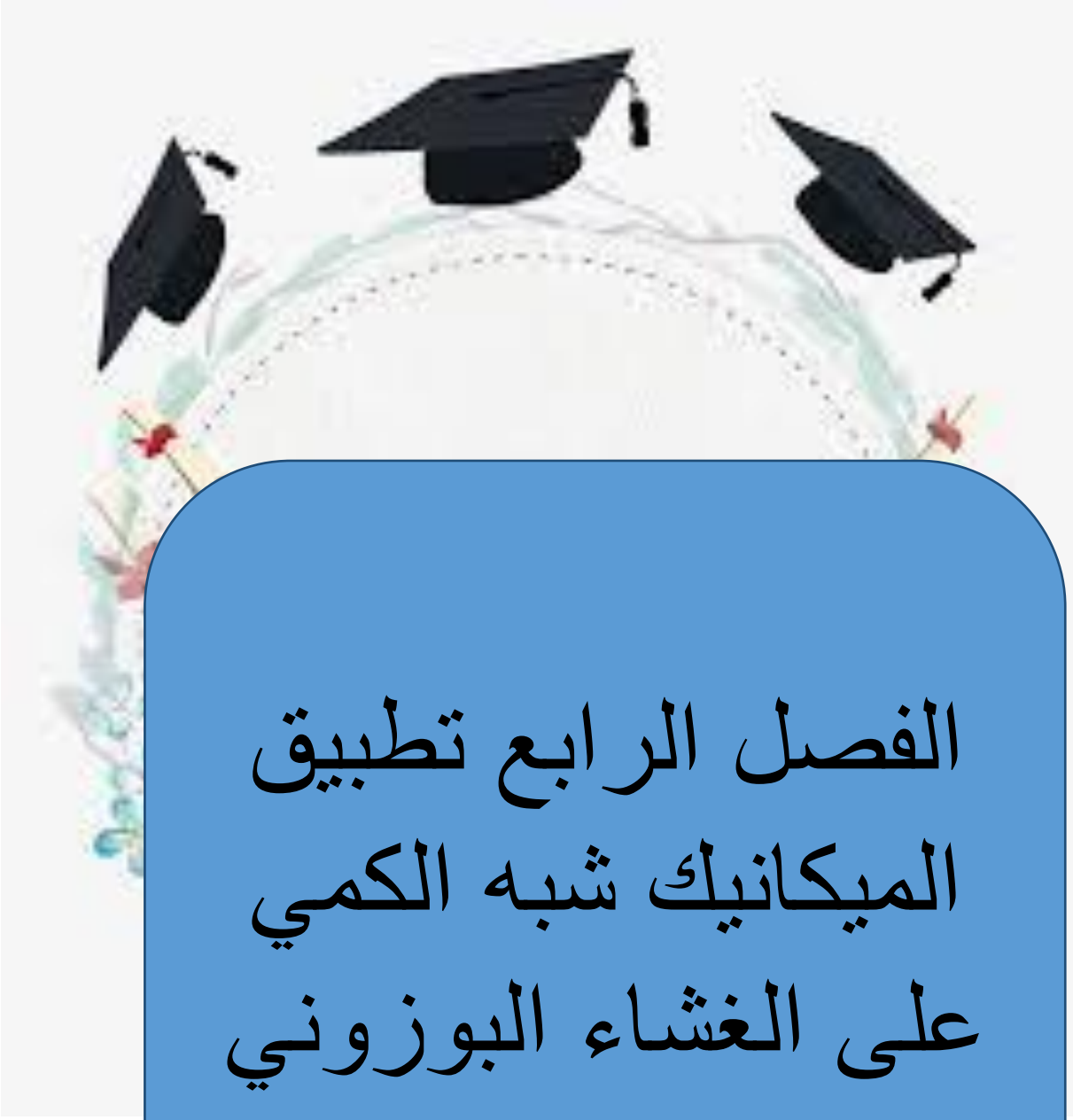
حيث

$$a_k|0\rangle' = 0, \qquad \forall k$$

و

$$\boldsymbol{a_k a_l^{+}}|0\rangle' = Q\delta_{kl}|0\rangle'$$

مما يعني ذلك $|0\rangle'$ و$|0\rangle$ متكافئة.



الفصل الرابع تطبيق الميكانيك شبه الكمي على الغشاء البوزوني

1.4مقدمة:

في هذا الفصل سنقوم بدراسة النظرية الكلاسيكية المضطربة للغشاء من أجل الطاقة المنخفضة و سنناقش إغلاق جبر القيود سنقوم وسوف ندرس هذا النموذج في إطار الميكانيك شبه كمي سوف نبحث عن علاقة بين بعد الفضاء الزمكاني**D** ومعامل الميكانيك الشبه كمي **Q**.

2.4دراسة الاضطرابيةكلاسيكية لنظرية الغشاء

1.2.4 بناءالنموذج

نعتبر غشاءا مفتوحا يتحرك في الأبعاد المكانية (**D−1**) في الحجم كوني $(,\tau)$ ذو المترية $(-.+.+)$

نعرف الفعل في هذه الحالة بالعبارة

$$s = -\frac{T_m}{2}\int d^3\,\sigma\sqrt{-h}\left(h^{ab}\partial_\alpha X^\mu \partial_b X^\nu \eta_{\mu\nu} - 1\right) \quad (4.1)$$

$$h = det\ h_{ab} \quad (4.2)$$

$.\mu,\nu = 0,1,\dots,D-1.\ T_m$

لتبسيط دراسة ديناميات الأغشية يجب علينا استخدام تناظراتالنظرية .لسوء الحظ خلافا لحالة نظرية الأوتار الكلاسيكية حيث توجد ثلاثة مركبات المترية وثلاثة تناظرات في هذه الحالة يمكننا تثبيت المترية

على عكس نظرية الغشاء حيث نملك ثلاث تناظراتو 6 مركبات للمترية مما يصعب علينا تثبيت المترية

لتبسيط الدراسة نختار طاقة منخفظة وغشاء أسطواني ذو نصف قطر

$$R(0 \le \rho \le 2\pi R)\sigma^2 = \rho$$

في هذه الحالة يمكنا كتابة المركبات $X^\mu(\tau.\sigma.\rho)$على النحو التالي:

$$X^\mu(\tau.\sigma.\rho) = Z^\mu(\tau.\sigma) + \rho W^\mu(\tau.\sigma) \quad (4.3)$$

مع مركبات المترية $h^{\alpha\beta}$

$$h^{\alpha\beta} = g^{\alpha\beta}(\tau.\sigma) \quad (4.4)$$

$$h^{\alpha 2} = g^{\alpha\beta}(\tau.\sigma)\emptyset_{\beta}(\tau.\sigma) \quad (4.5)$$

$$h^{22} = 1 + g^{\alpha\beta}\emptyset_{\alpha}\emptyset_{\beta} \quad (4.6)$$

$$\alpha.\beta = 0.1$$

حيث w^{μ}:هو حقل ثابت منظم

في البداية المترية h^{ab} لدية 6مركبات مستقلة ولكن في هذا الكتابة h^{ab} لايزال هناك 5مستقلين بينما السادسة هو مثبتة بواسطة المقياس $h^{22} = 1 + g^{\alpha\beta}\emptyset_{\alpha}\emptyset_{\beta}$ من أجل الحصول على الشرط $deth^{\alpha\beta} = detg^{\alpha\beta}$

بالتعويض في عبارة الفعل نحصل على كتابة جديدة للفعل :

$$s = -\frac{T_S}{2}\int d^2\,\sigma\sqrt{-g}\,g^{\alpha\beta}D_{\alpha}Z^{\mu}D_{\beta}Z^{\nu}\eta_{\mu\nu} \quad (4.7)$$

مع $D_{\alpha}Z^{\mu} = \partial_{\alpha}Z^{\mu} + \emptyset_{\alpha}W^{\mu}$ ويتم ذلك بتقليل توتر الغشاء T_m الى توتر الحبل T_S بالعلاقة :

$$T_S = 2\pi R T_m = \frac{R}{l_p^3} \quad (4.8)$$

حيث L_p هو طول بلانك

نلاحظ أن التناظر بالنسبة لρ مختفي وهذا لأن ρ أصبح مختفيا من عبارة S ولكنه يعوض من خلال تناظر الحقل $\emptyset_{\alpha}$ المعطى بالعبارة التالية

$$\delta_{\Lambda}Z^{\mu} = w^{\mu}\Lambda \ldots\ldots (4.9)$$

$$\delta_{\Lambda}\emptyset_{\alpha} = -\partial_{\alpha}\Lambda \ldots\ldots (4.10)$$

أخيرا يصبح هذا الفعل ثابتا فيما يتعلق بالتناظرات :

نعرف العزوم

$$\Pi_z^{\mu} = -T_S\sqrt{-g}D_0Z^{\mu} \qquad (4.11)$$

$$\Pi_g^{\alpha\beta} = 0 \qquad (4.12)$$

$$\Pi_{\phi}^{\alpha} = 0 \qquad (4.13)$$

معادلات الحركة لمختلف الحقول تعطى

$$T_{\alpha\beta} = \frac{2}{\sqrt{-g}}\frac{\delta S}{\delta g^{\alpha\beta}} = -T_S\left(D_{\alpha}Z^{\mu}D_{\beta}Z^{\nu} - \frac{1}{2}g_{\alpha\beta}g^{\rho\sigma}\, D_{\rho}Z^{\mu}D_{\sigma}Z^{\nu}\right)$$

$$= 0 \ldots (4.14)$$

$$W^{\mu}D_{\alpha}Z_{\mu} = 0 \qquad (4.15)$$

هذه النظرية تمتلك 3 معادلات للقيد على النحو التالي :

$$\mathcal{X}_1 = 2gT_ST_{00} = \Pi_z^2 + T_S\, D_1Z^{\mu}D_1Z_{\mu} \qquad (4.16)$$

$$\mathcal{X}_2 = \sqrt{-g}T_{01} = \Pi_z^{\mu}\, D_1Z^{\mu} = 0 \qquad (4.17)$$

$$\mathcal{X}_3 = W^{\mu}\Pi_{\mu} = 0 \qquad (4.18)$$

والتي تمثل الشروط الثلاثة المفروضة على حجم و يتم التعبير عن الهاميلتون الكلاسيكي بواسطة العبارة :

$$H = \int d\sigma \mathrm{H}_0 \qquad (4.19)$$

حيث :

$$\mathcal{H}_0 = \frac{\sqrt{-g}}{2T_Sg_{11}}\mathcal{X}_1 + \frac{g_{01}}{g_{11}}\mathcal{X}_2 + \frac{g_{01}}{g_{11}}\emptyset_1\mathcal{X}_3 = 0 \qquad (4.20)$$

*معقوفات بواسون بين الحقل Z^{μ} ومرافقته $\Pi_{Z\nu}$ كمايلي :

$$\partial_0 Z^\mu = \{Z^\mu, H\}_{PB} = \{Z^\mu, \Pi_z^\mu\}_{PB} \frac{\partial H}{\partial \Pi_{Z\nu}} + \{Z^\mu, \Pi_z^\mu\}_{PB} \frac{\partial H}{\partial Z_\nu} \quad (4.21)$$

إذا اخترنا $\phi_0 = 0$فان هذه المعقوفات تأخذ على الشكل التالي :

$$\{Z^\mu(\sigma), \Pi_z^\mu(\sigma')\}_{PB} = -\delta_\nu^\mu \delta(\sigma - \sigma') \quad (4.21)$$

$$\{g_{\alpha\beta}(\sigma), \Pi_g^{\rho\sigma}(\sigma')\}_{PB} = \frac{1}{2}\left(\delta_\alpha^\rho \delta_\beta^\sigma + \delta_\alpha^\sigma \delta_\beta^\rho\right) \delta(\sigma - \sigma') \quad (4.22)$$

$$\left\{\phi_\alpha(\sigma), \Pi_\phi^\beta(\sigma')\right\}_{PB} = \delta_\beta^\alpha \, \delta(\sigma - \sigma') \quad (4.23)$$

بقية المعقوفات معدومة

في هذه الحالة $\Pi_z^\mu = -T_S\sqrt{-g}\partial_0 Z^\mu$

بإستعمال معقوفات بواسون فانه يمكننا أن نبرهن أن جبرالقيود مغلق ويحقق العلاقات التالية :

$$\{\mathcal{X}_1(\sigma), \mathcal{X}_1(\sigma')\}_{PB} = 4T_S^2[\mathcal{X}_2(\sigma), \mathcal{X}_2(\sigma')]\partial_1\delta(\sigma - \sigma') \quad (4.25)$$

$$\{\mathcal{X}_2(\sigma), \mathcal{X}_2(\sigma')\} = [\mathcal{X}_2(\sigma), \mathcal{X}_2(\sigma')]\, \partial\delta(\sigma - \sigma') \quad (4.26)$$

$$\{\mathcal{X}_3(\sigma), \mathcal{X}_3(\sigma')\} = 0 \quad (4.27)$$

$$\{\mathcal{X}_1(\sigma), \mathcal{X}_2(\sigma')\}_{PB} = -T_S[\mathcal{X}_1(\sigma), \mathcal{X}_2(\sigma')]\partial_1\delta(\sigma - \sigma') \quad (4.28)$$

$$\{\mathcal{X}_1(\sigma), \mathcal{X}_3(\sigma')\}_{PB} = -T_S^2[\mathcal{X}_3(\sigma), \mathcal{X}_3(\sigma')]\partial_1\delta(\sigma - \sigma') \quad (4.29)$$

$$\{\mathcal{X}_2(\sigma), \mathcal{X}_3(\sigma')\}_{PB} = [\mathcal{X}_3(\sigma), \mathcal{X}_3(\sigma')]\partial_1\delta(\sigma - \sigma') \quad (4.30)$$

الآن وكما ذكر أعلاه من الممكن استخدام تناظر وويل $g^{\alpha\beta} = \eta^{\alpha\beta}$الذي يمثل واحدة من مزايا هذا النموذج الاوتار فيما يتعلق بجبرvarasoro من خلال تجميع القيود السابقة في الكتابة المدمجة

بتم ذلك عن طريق تعويض القيد 3 في اثنين آخرين

نعرف الآن العزم $\widetilde{\Pi}_z^\mu$كالتالي :

$$\widetilde{\Pi}_z^{\mu} = \Pi_z^{\mu} - (\Pi_z)_{\nu} W^{\mu\nu} \qquad (4.31)$$

حيث μ عبارة عن مؤثر ثابت معرف على النحو التالي :

$$W^{\mu\nu} = W^{\mu} W^{\nu} \qquad (4.32)$$

$$\eta_{\mu\nu} W_{\mu\nu} = W^{\mu} \;\; \mu = 1 \qquad (4.33)$$

بإستعمال العلاقات يمكننا كتابة مايلي:

$$\mathcal{X}_1 - \mathcal{X}_3^2 = \widetilde{\Pi}_z^2 + T_S \, D_1 Z^{\mu} D_1 Z_{\mu} = 0 \qquad (4.34)$$

$$\mathcal{X}_2 - \mathcal{X}_3 \varphi_3 = \widetilde{\Pi}_z^{\mu} D_1 Z_{\mu} = 0 \qquad (4.35)$$

حيث3 هي حالة المعادلة تعطى بالعبارة

$\varphi_3 = W^{\mu} D_1 Z_{\mu}$اذن يمكن كتابة جملة القيود على شكل موحد

$$\left[\widetilde{\Pi}_z^{\mu} \pm T_S \, D_1 Z^{\mu}\right]^2 = 0 \qquad (4.36)$$

الذي يتوافق مع الشكل المعروف من القيود في نظرية الأوتارالكلاسيكية.معادلة الحركة للحقل Z^{μ}تعطى

$$\partial_{\alpha} D^{\alpha} Z^{\mu} = 0 \qquad (4.37)$$

مع الشروط الحدية لنيومان (الوتر المغلق)

$$D_1 Z^{\mu}(\tau, 0) = D_1 Z^{\mu}(\tau, 2\tau) \qquad (4.38)$$

بتعويض (4.15) في المعادلة (4.37) مع شروط الحدود (4.38) نتحصل على حل عاميتطابق مع نظرية الأوتار العادية المدروسة في الفصل الأول ,إذن الحلول تكتب على الشكل التالي

$$Z^{\mu}(\tau, 0) = z_0^{\mu} + \frac{1}{\pi T_S} P^{\mu}$$

$$+ \frac{i}{2} \sqrt{\frac{1}{\pi T_S} \sum_{n \neq 0} \frac{1}{n}} \left(\alpha_n^{\mu} e^{-2in(\tau - \sigma)} + \tilde{\alpha}_n^{\mu} e^{-2in(\tau + \sigma)} \right) \qquad (4.39)$$

يمكن أيضا كتابة العلاقات التبدلية بالنسبة لمختلف المتغيرات الديناميكية كمايلي :

$$\{\alpha_\nu^\mu, \alpha_m^\mu\}_{pB} = -in\eta^{\mu\nu}\delta_{n+m} \qquad (4.40)$$

$$\{\tilde{\alpha}_\nu^\mu, \tilde{\alpha}_m^\mu\}_{pB} = -in\eta^{\mu\nu}\delta_{n+m} \qquad (4.41)$$

$$\{z_0^\mu, p^\mu\}_{pB} = -\eta^{\mu\nu} \qquad (4.42)$$

يمكن كتابة معادلة القيود على النحو التالية حيث $\overset{2}{\pm}$ =0

$$B_-^\mu = (\partial_0 - \partial_1)\left(Z^\mu - W^{\mu\rho}Z_\rho\right) \qquad (4.43)$$

$$B_+^\mu = (\partial_0 + \partial_1)\left(Z^\mu - W^{\mu\rho}Z_\rho\right) \qquad (4.44)$$

انطلاقا من هذه المعادلات يمكننا كتابة مولدات L_n $\tilde{L}$varasoroعلى شكل تحويل فوريه التالي:

$$B_-^2 = \frac{2}{\pi T_S}\sum_{m=-\infty}^{+\infty} L_n e^{-2n(\tau-\sigma)} \qquad (4.45)$$

$$B_+^2 = \frac{2}{\pi T_S}\sum_{m=-\infty}^{+\infty} \tilde{L}_n e^{-2n(\tau+\sigma)} \qquad (4.46)$$

في هذه الحالة وباستعمال العبارة فان علاقات مولداتvirasoro يمكن كتابتها على الشكل التالي :

$$L_n = \frac{1}{2}\sum_m A_{n-m}^\mu A^\mu \eta_{\mu\nu} = \frac{1}{2}\sum_{m=-\infty}^{+\infty} \alpha_{n-m}^\mu \alpha_n^\nu \left(\eta_{\mu\nu}W_{\mu\nu}\right) \qquad (4.47)$$

$$\tilde{L}_n = \frac{1}{2}\sum_m \tilde{A}_{n-m}^\mu \tilde{A}^\mu \eta_{\mu\nu} = \frac{1}{2}\sum_{m=-\infty}^{+\infty} \tilde{\alpha}_{n-m}^\mu \tilde{\alpha}_n^\nu \left(\eta_{\mu\nu}W_{\mu\nu}\right) \qquad (4.48)$$

بحيث

$$A_n^\mu = \alpha_n^\mu - W^{\mu p}a_{np} \qquad (4.49)$$

$$\tilde{A}_n^\mu = \tilde{\alpha}_n^\mu - W^{\mu p}\tilde{a}_{np} \qquad (4.50)$$

يمكن بسهولة أن نتحقق أن هذه المولدات تحقق جبر virasoroالكلاسيكي,هنا أنهينا الدراسة الكلاسيكية للغشاء البوزوني في الطاقات الضعيفة وسنحاول الآن أن نطبق الدراسة السابقة في الميكانيك شبه كمي.

3.4.نظرية الغشاء في الميكانيك شبه كمي

1.3.4 شبه التكميم المتغاير :

نعتبر أن المتغيرات الديناميكية$Z^{\mu}(\tau,\sigma)$ و$\Pi_z^{\mu}(\tau,\sigma)$تحقق العلاقات التبدلية الثلاثية التالية:

$$\left[Z^{\mu}(\tau,\sigma),\left[\Pi_z^{\nu}(\tau,\acute{\sigma}),\Pi_z^{p}(\tau,\sigma)\right]_+\right] = 2i\left[\eta^{\mu\nu}\Pi_z^{\rho}\delta(\sigma-\sigma)+\acute{\eta}^{\mu\nu}\Pi^{\nu}\delta(\sigma-\sigma)\right] \quad (4.51)$$

$$\left[z_z^{\mu}(\tau,\sigma),\left[\Pi_z^{\nu}(\tau,\acute{\sigma}),\Pi_z^{\rho}(\tau,\sigma)\right]_+\right] = -2i\left[\eta^{\mu\nu}z^{\nu}\delta(\sigma-\sigma)+\acute{\eta}^{\mu\nu}z^{\nu}\delta(\sigma-\sigma)\right] \quad (4.52)$$

$$\left[z_z^{\mu}(\tau,\sigma),\left[\Pi_z^{\nu}(\tau,\acute{\sigma}),\Pi_z^{p}(\tau,\sigma)\right]_+\right] = 2i\eta^{\mu\rho}z^{\nu}\delta(\sigma-\sigma) \quad (4.53)$$

$$\left[z_z^{\mu}(\tau,\sigma),\left[z^{\nu}(\tau,\acute{\sigma}),\Pi_z^{p}(\tau,\sigma)\right]_+\right] = -2i\eta^{\mu\nu}\Pi_z^{\rho}\delta(\sigma-\sigma) \quad (4.54)$$

يمكن كتابة العبارات السابقة بدلالة$z_0^{\mu}\alpha_n^{\mu}$ .p^{μ} و$\tilde{\alpha}_n^{\mu}$ على النحو التالي:

$$\left[\alpha_n^{\mu},\left[\alpha_m^{\nu},\alpha_l^{\rho}\right]_+\right] = 2n\left(\eta^{\mu\nu}\delta_{n+m,0}\alpha_l^{\rho}+\eta^{\mu\rho}\delta_{n+l,0}\alpha_m^{\nu}\right) \quad (4.55)$$

$$\left[\alpha_n^{\mu},\left[A^{\nu},\alpha_m^{\rho}\right]_+\right] = 2n\eta^{\mu p}\delta_{n+m,0}A^{\nu} \quad (4.56)$$

$$\left[\tilde{\alpha}_n^{\mu},\left[\tilde{\alpha}_m^{\nu},\tilde{\alpha}_l^{\rho}\right]_+\right] = 2n\left(\eta^{\mu\nu}\delta_{n+m,0}\tilde{\alpha}_l^{\rho}+\eta^{\mu\rho}\delta_{n+l,0}\tilde{\alpha}_m^{\nu}\right) \quad (4.57)$$

$$\left[\tilde{\alpha}_n^{\mu},\left[B^{\nu},\tilde{\alpha}_m^{\rho}\right]_+\right] = 2n\eta^{\mu p}\delta_{n+m,0}B^{\nu} \quad (4.58)$$

$$\left[z_0^{\mu},\left[p^{\nu},p^{p}\right]_+\right] = 2i(\eta^{\mu\nu}p^{p}+\eta^{\mu p}p^{\nu}) \quad (4.49)$$

$$\left[z_0^\mu, [C^\nu, p^p]_+\right] = 2i\eta^{\mu p} C^\nu \qquad (4.60)$$

$$\left[p^\mu, \left[z_0^\mu, z_0^p\right]_+\right] = 2i\left(\eta^{\mu\nu} z_0^p + \eta^{\mu p} z_0^\nu\right) \quad (4.61)$$

$$\left[z_0^\mu, \left[D^\nu, z_0^\mu\right]_+\right] = -2i\eta^{\mu\nu} D^\nu \qquad (4.62)$$

$A^\mu B^\mu C^\mu$حيث وD^μ هي على التوالي :

$$A^\mu = z_0^\mu, \tilde{\alpha}_n^\mu p^\mu$$

$$B^\mu = z_0^\mu, \alpha_n^\mu p^\mu$$

$$C^\mu = \alpha_n^\mu, \tilde{\alpha}_n^\mu z_0^\mu$$

$$D^\mu = \alpha_n^\mu, \tilde{\alpha}_n^\mu p^\mu$$

بقية العلاقات الأخرى معدومة .

يمكن استعمال مركباتGrenn والمذكورة في الفصل الثالث المعرفة ب:

$$A = \sum_{a=0}^{Q} A^{(\alpha)} = \sum_{a=0}^{Q} e^\alpha A^\alpha \qquad (4.63)$$

$$e^\alpha e^\beta + e^\beta e^\alpha = 2\delta^{\alpha\beta} (4.64)$$

$$\left[e^\alpha, A^\beta\right] = 0 \qquad (4.65)$$

بعد ذلك يمكن كتابة تحلل المتغيرات الديناميكية في النموذج :

$$Z^\mu(\tau, \sigma) = \sum_{\beta=1}^{Q} Z^{\mu(\beta)}(\tau, \sigma)$$

$$= \sum_{\beta=1}^{Q} z_0^{\mu(\beta)} + \frac{1}{\pi T_s} p^{\mu(\beta)} \tau + \frac{i}{2} \sqrt{\frac{1}{\pi T_s}} \sum_{n\neq 0} \frac{1}{n} \left(a_n^{\mu(\beta)} e^{-2in(\tau-\sigma)} + \tilde{a}_n^{\mu(\beta)} e^{-2in(\tau+\sigma)} \right) \quad (4.66)$$

إذن بإستعمال مركبات grenn فان العلاقات الثلاثية

$$\left[\alpha_n^{\mu(\alpha)}, \alpha_m^{\nu(\alpha)}\right] = n\eta^{\mu p} \delta_{n+m,0} \quad ; \quad \left[\alpha_n^{\mu(\alpha)}, \alpha_m^{\nu(\beta)}\right]_+ = 0 \quad \alpha \neq \beta \quad (4.67)$$

$$\left[\tilde{\alpha}_n^{\mu(\alpha)}, \tilde{\alpha}_m^{\nu(\alpha)}\right] = n\eta^{\mu p} \delta_{n+m,0} \; ; \; \left[\tilde{\alpha}_n^{\mu(\alpha)}, \tilde{\alpha}_m^{\nu(\beta)}\right]_+ = 0 \quad \alpha \neq \beta \quad (4.68)$$

$$\left[z_0^{\mu(\alpha)}, p^{(\alpha)}\right] = n\eta^{\mu p} \; ; \; \left[z_0^{\mu(\alpha)}, p^{(\beta)}\right]_+ = 0 \quad \alpha \neq \beta \quad (4.69)$$

2.3.4جبر virsoroو جبر poincaré:

في ميكانيك شبه كمي فإن مولدات فيراسورو L_n و $\tilde{L}_n$ المعرفة ب :

$$L_n = \frac{1}{4} \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \left[\alpha_{n-m}^{\mu}, \alpha_n^{\nu}\right]_+ \left(\eta_{\mu\nu} - W_{\mu\nu}\right)$$

$$= \frac{1}{2} \sum_{\alpha=1}^{Q} \sum_{m=-\infty}^{+\infty} : \alpha_{n-m}^{\mu} \alpha_n^{\nu} : \left(\eta_{\mu\nu} - W_{\mu\nu}\right) \quad (4.70)$$

$$\tilde{L}_n = \frac{1}{4} \sum_{m=-\infty}^{+\infty} \left[\tilde{\alpha}_{n-m}^{\mu} \tilde{\alpha}_n^{\nu}\right]_+ \left(\eta_{\mu\nu} - W_{\mu\nu}\right)$$

$$= \frac{1}{2} \sum_{\alpha=1}^{Q} \sum_{m=-\infty}^{+\infty} : \tilde{\alpha}_{n-m}^{\mu} \tilde{\alpha}_n^{\nu} : \left(\eta_{\mu\nu} - W_{\mu\nu}\right) \quad (4.71)$$

في هذه الحالة فان جبر virasoro يكتب على الشكل باستعمال العبارات التالية :

$$[L_n, L_m] = (n-m) l_{n+m} + \frac{Q(D-1)}{12} n(n^2 - 1) \delta_{n+m,0} \quad (4.72)$$

$$[\tilde{L}_n, \tilde{L}_m] = (n-m)\tilde{l}_{n+m} + \frac{Q(D-1)}{12}\, n(n^2 - 1)\delta_{n+m,0} \quad .(4.73)$$

$$[L_n, \tilde{L}_m] = 0 \qquad (4.74)$$

نعرف مولدات Poincaréعلى النحو التالي :

$$M^{\mu\nu} = \frac{1}{2}\int_0^{2\pi} d\sigma\, ([Z^\mu, \Pi_z^\nu]_+ - [Z^\mu, \Pi_z^\nu]_+)$$

$$= \frac{1}{2}\left[z_0^\mu, p^\nu\right]_+ - \frac{1}{2}\left[z_0^\mu, p^\nu\right]_+$$

$$-\frac{i}{2}\sum_{m=1}^{+\infty}\frac{1}{m}\left(\left[\alpha_{-m}^\mu \alpha_n^\nu\right]_+ - \left[\tilde{\alpha}_{-m}^\mu \tilde{\alpha}_n^\nu\right]_+ - \left[\alpha_{-m}^\nu \alpha_n^\mu\right]_+\right) \quad (4.75)$$

بإستعمال علاقات التبديل نبرهن أن :

$$[p^\mu, [p^\nu, p^p]_+] = 0 \quad (4.76)$$

$$[p^\mu, M^{\nu p}] = -i\eta^{\mu\nu} + p^p + i\eta^{\mu\nu} + p^\nu \quad (4.77)$$

$$[M^{\mu\nu}, M^{p\sigma}] = -i\eta^{\nu\rho}M^{\sigma\mu} - i\eta^{\mu\sigma}M^{\nu\rho} - i\eta^{\nu\sigma}M^{\rho\mu} + i\eta^{\mu\rho}M^{\nu\sigma} \qquad (4.78)$$

4.4شبه التكميم العمودي(المتعامد)

في هذا (شبه) التكميم نستعمل الخيارات التالية في إحداثيات مخروط الضوء :

$$Z^{D-1} = z_0^{D-1} \quad (4.79)$$

$$p^{D-1} = \alpha_n^{D-1} = \tilde{\alpha}_n^{D-1} = 0 \qquad n \neq 0 \quad (4.80)$$

$$Z^\mu(\tau,\sigma) = \left(z_0^{D-1}, Z^i(\tau,\sigma)\right) \qquad , i = 0, D-2 \quad (4.81)$$

$$Z^+(\tau,\sigma) = z^+ + \alpha' p^+ \tau \left(\text{مغلق وتر}\right) \qquad (4.82)$$

$$\alpha_n^+ = \tilde{\alpha}_n^+ = 0 \qquad n \neq 0 \qquad (4.83)$$

في هذه الحالة فإن العلاقات التبدلية السابقة $\alpha_n^I, \tilde{\alpha}_n^I, z_{0,}^- z_0^I, p^+$ و p^I تكتب من الشكل حيث $I = 1, D-3$

$$\left[\alpha_n^I, \left[\alpha_m^J, \alpha_l^K\right]_+\right] = 2n(\delta_{n+m,0}\delta^{IJ}\alpha_l^K + \delta_{n+l,0}\delta^{Ik}\alpha_m^J \qquad (4.84)$$

$$\left[\alpha_n^I, \left[A, \alpha_m^J\right]_+\right] = 2n\delta_{n+m,0}\delta^{IJ} \qquad (4.85)$$

$$\left[\tilde{\alpha}_n^I, \left[\tilde{\alpha}_m^J, \tilde{\alpha}_l^K\right]_+\right] = 2n(\delta_{n+m,0}\delta^{IJ}\tilde{\alpha}_l^K + \delta_{n+l,0}\delta^{Ik}\tilde{\alpha}_m^J \qquad (4.86)$$

$$\left[\tilde{\alpha}_n^I, \left[B, \tilde{\alpha}_m^J\right]_+\right] = 2n\delta_{n+m,0}\delta^{IJ}B \qquad (4.87)$$

$$[z_0^I, [p^J, p^K]_+] = 2i(\delta^{IJ}p^K + \delta^{IK}p^J) \qquad (4.88)$$

$$[z_0^I, [C, p^J]_+] = 2i\delta^{IJ}C \qquad (4.89)$$

$$[p^I, [z_0^I, z_0^K]_+] = 2i(\delta^{IJ}z_0^K + \delta^{IK}z_0^I) \qquad (4.90)$$

$$\left[p^I, \left[D, z_0^J\right]_+\right] = -2iD \qquad (4.91)$$

$$[z_0^-, [p^+, p^+]_+] = 4ip \qquad (4.92)$$

$$[z_0^-, [E, p^+]_+] = -2iE \qquad (4.93)$$

$$[p^+, [z_0^-, z_0^-]_+] = 4iz_0^- \qquad (4.94)$$

$$[p^+, [F, z_0^-]_+] = 2iF \qquad (4.95)$$

حيث المؤثرات A ,B,C,E و F تعطى كمايلي :

$$A = z_0^I, \tilde{\alpha}_n^I, z_0^-, p^+ \text{ او } p^I$$

$$B = z_0^I, \alpha_n^I, z_0^-, p^+ \text{ او } p^I$$

$$C = \alpha_n^I, \tilde{\alpha}_n^I, z_0^-, p^+ \text{ او } p^I \text{ او } z_0^I$$

$$D = \alpha_n^I, \tilde{\alpha}_n^I, z_0^-, p^+ \text{ او } p^I \text{ او } z_0^I$$

$$E = z_0^I, \tilde{\alpha}_n^I, z_0^-, \alpha_n^I \text{ او } p^I$$

$$F = z_0^I, \tilde{\alpha}_n^I, z_0^-, \alpha_n^I \text{و} p^I$$

بإستعمال مركبات Green نكتب :

$$\left[\alpha_n^{J(\alpha)}, \alpha_m^{J(\alpha)}\right] = n\delta^{IJ}\delta_{n+m} \quad ; \qquad \left[\alpha_n^{I(\alpha)}, \alpha_m^{J(\beta)}\right]_+ = 0 \quad \alpha \neq \beta \qquad (4.97)$$

$$\left[\tilde{\alpha}_n^{J(\alpha)}, \tilde{\alpha}_m^{J(\alpha)}\right] = n\delta^{IJ}\delta_{n+m} \quad ; \qquad \left[\tilde{\alpha}_n^{I(\alpha)}, \tilde{\alpha}_m^{J(\beta)}\right]_+ = 0 \quad \alpha \neq \beta \qquad (4.98)$$

$$\left[z_0^{I(\alpha)}, p^{J(\alpha)}\right] = i\delta^{IJ} \quad ; \qquad \left[z_0^{I(\alpha)}, p^{J(\beta)}\right]_+ = 0 \quad \alpha \neq \beta \qquad (4.99)$$

$$\left[z_0^{-(\alpha)}, p^{+(\alpha)}\right] = i \quad ; \qquad \left[z_0^{-(\alpha)}, p^{+(\beta)}\right]_+ = 0 \quad \alpha \neq \beta \qquad (4.100)$$

$$\left[\mathrm{A}^{(\alpha)}, \mathrm{B}^{(\alpha)}\right] = 0 \qquad (4.101)$$

$$\left[A^{(\alpha)}, B^{(\alpha)}\right]_+ = 0 \quad \alpha \neq \beta \qquad (4.102)$$

1.2.4 أبعاد الزمكان للغشاء البوزوني في الميكانيك شبه كمي:

كما رأينا في دراسة الوتر في الفصل الأول, فان المبدل الوحيد الغير معدوم هو $[M^{I-}, M^{J-}]$ في الميكانيك شبه الكمي الإحداثيات المتعامد $\mathrm{I} = 1, D-3$

$$M^{I-} = \frac{1}{2}[z_0^I, p^-]_+ - \frac{1}{2}[z_0^-, p^I]_+$$

$$-\frac{i}{\sqrt{2\alpha'}}\sum_{m=1}^{+\infty}\frac{1}{m}\left(\left[\alpha_{-m}^I, \frac{1}{p^+}L_m^{tr}\right]_+ - \left[\frac{1}{p^+}L_{-m}^{tr}, \alpha_m^I\right]_+ + \left[\tilde{\alpha}_{-m}^I, \frac{1}{p^+}\tilde{L}_m^{tr}\right]_+ - \left[\frac{1}{p^+}\tilde{L}_{-m}^{tr}, \tilde{\alpha}_m^I\right]_+\right) \qquad (4.103)$$

حيث يتم فرض الميكانيك شبه كميمن الأوضاع بالطريقة التالية :

$$\alpha_n^- = \sqrt{\frac{2}{\alpha'}}\frac{1}{p^+}L_n^{tr}\alpha_n^{-(\beta)} = \sqrt{\frac{2}{\alpha'}}\frac{1}{p^+}L_n^{tr(\beta\beta)} \qquad (4.104)$$

$$\tilde{\alpha}_n^- = \sqrt{\frac{2}{\alpha'}}\frac{1}{p^+}\tilde{L}_n^{tr}\tilde{\alpha}_n^{-(\beta)} = \sqrt{\frac{2}{\alpha'}}\frac{1}{p^+}\tilde{L}_n^{tr(\beta\beta)} \qquad (4.105)$$

$$\alpha_0^- = \tilde{\alpha}_0^- = \sqrt{\frac{\alpha'}{2}}p^-\tilde{\alpha}_0^{-(\beta)} = \sqrt{\frac{2}{\alpha'}}\frac{1}{p^+}\left(\tilde{L}_0^{tr(\beta\beta)} - \alpha\right) \qquad (4.106)$$

aهو ترتيب ثابت

المولدات $L_n\tilde{L}_n$ virasoro في الإحداثيات المتعامدة على الشكل:

$$L_m^{tr} = \sum_{\alpha=1}^{Q} L_n^{tr(\alpha\alpha)}$$

$$= \frac{1}{4}\sum_{I=1}^{D-3}\sum_{m=-\infty}^{+\infty}[\alpha_{n-m}^I, \alpha_n^I]_+$$

$$= \frac{1}{2}\sum_{\alpha=1}^{Q}\sum_{I=1}^{D-3}\sum_{m=-\infty}^{+\infty} :\alpha_{n-m}^{I(\alpha)}, \alpha_n^{I(\alpha)}: \qquad (4.107)$$

$$\tilde{L}_m^{tr} = \sum_{\alpha=1}^{Q} \tilde{L}_n^{tr(\alpha\alpha)}$$

$$= \frac{1}{4}\sum_{I=1}^{D-3}\sum_{m=-\infty}^{+\infty}[\tilde{\alpha}_{n-m}^I, \tilde{\alpha}_n^I]_+$$

$$= \frac{1}{2}\sum_{\alpha=1}^{Q}\sum_{I=1}^{D-3}\sum_{m=-\infty}^{+\infty} :\tilde{\alpha}_{n-m}^{I(\alpha)}, \tilde{\alpha}_n^{I(\alpha)}: \qquad (4.108)$$

و بإستخداماالمبدلات :

$$[AB, C]_+ = A[B, C]_+ - [A, C]B \text{ او } A\,[B, C] + [A, C]_+B \qquad (4.109)$$

$$[AB, C]_+ = [A, B]_+C - B[A, C] \text{ او } [A, B]C + B[A, C]_+ \qquad (4.110)$$

$$\zeta(s) = -\frac{1}{2} \qquad (4.111)$$

وبإستعمال دالة$\zeta(s)$zeta-Riemannالمعرفة ب :

$$\zeta(s) = \sum_{n=1}^{\infty} n^{-s} \qquad (4.112)$$

يمكن أن نبرهن على أن العلاقة التالية :

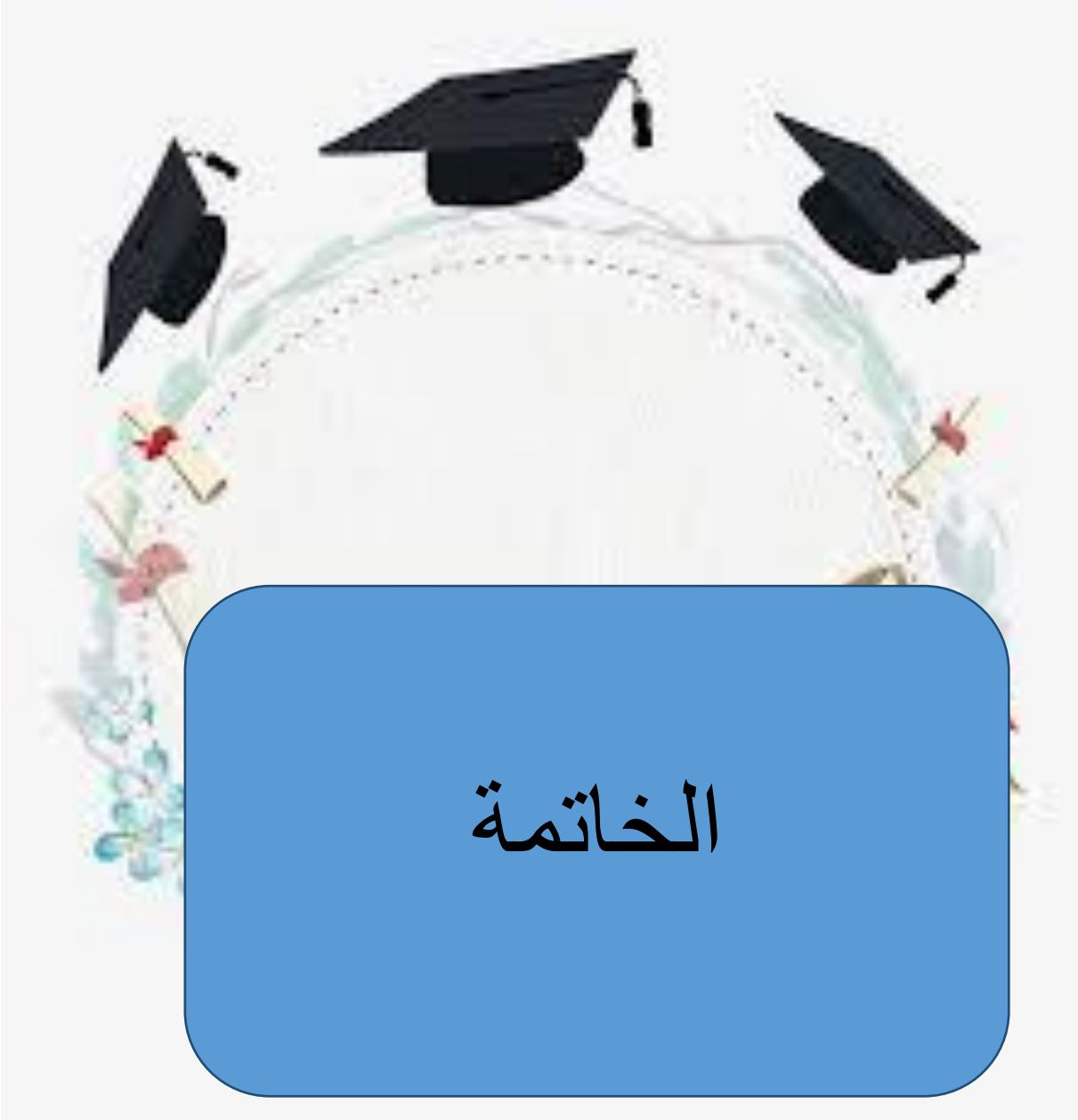
$$[M^{I-}, M^{J-}] = \frac{2}{2\alpha'(p^+)^2} \sum_{m=1}^{+\infty} \left[\alpha_{-m}^{I}, \alpha_{m}^{J}\right]_+ - \left[\alpha_{-m}^{J}, \alpha_{m}^{I}\right]_+ + [\tilde{\alpha}_{-m}^{I}, \tilde{\alpha}_{m}^{I}]_+$$
$$- \left[\tilde{\alpha}_{-m}^{J}, \tilde{\alpha}_{m}^{I}\right]_+ \left[\frac{Q(D-3)}{12}\left(\frac{1}{n} + \frac{1}{n} a\, 2n\right)\right] \qquad (4.113)$$

هذا المبدل يكون معدوما فقط من أجل

$$D = 3 + \frac{24}{Q} \qquad (4.114)$$

$$a = 2$$

نلاحظ أن هناك علاقة تربط البعد الزمكانيD بمعامل شبه ميكانيك الكمي Q. من خلال هذه العلاقة فإن الأبعاد المسموحة لوجود الغشاء البوزوني في الميكانيك شبه كمي هي 4 و5,6,7,9,11,15,27=Dمن أجل24و1,2,3,4,6,8,12=Qعلى الترتيب . نلاحظ أنه من أجل Q= 1 نجد البعد D= 27 ...من أجله الغشاء البوزوني الكمي.



الخاتمة

الخاتمة:

في هذه المذكرة قمنا بدراسة نظرية الأوتار الكلاسيكية والكمية و بينا أهم نتائجها الرياضية والفيزيائية ومختلف طرق تكميمها ثم قدمنا نظرية الغشاء التي تعتبر تعميم لنظرية الأوتار وبينا المشاكل التي تواجهها هذه النظرية من أجل إيجاد الحلول والتكميم ثم عرفنا الميكانيك الشبه كمي وبينا كيفية تعميم الميكانيك الكمي العادي والعلاقات التبدلية الثنائية والتي تصبح عبارة عن علاقات ثلاثية تكون أكثر تعقيدا نوعا ما بالنسبة للميكانيك الكم العادي.

وفي الأخير حاولنا تطبيق مفاهيم الميكانيك شبه الكمي على نظرية الغشاء ولكن من أجل طاقات منخفضة و استطعنا من خلال شبه التكميم المتغاير أن نثبت أن هذه النظرية أن جبر Poincareلايتغير ثم من أجل التكميم شبه الكمي المتعامد حيث استعملنا مركبات مخروط الضوء أثبتنا أن جبر Poincare يكون محقق من أجل البعد $D= 3 + \frac{24}{Q}$ وهي العلاقة التي تربط بعد الزمكان بمعامل الميكانيك شبه الكمي ونلاحظ أنه من أجل $Q= 1$ نجد البعد $D=$ 27 والذي يتوافق مع البعد الذي تبنى من أجله نظرية الغشاء البوزوني في الميكانيك العادي.

المراجع

المراجع

[1]E. Witten, Nucl. Phys. B 443, 85 (1995

[2] P.K. Townsend, arXiv :hep-th/9612121

[3] N. Seiberg and E. Witten, JHEP 9909, 032 (1999)

[4] E. Bergshoeff, D. S. Berman, J. P. van der Schaar and P. Sundell , Nucl . Phys. B 590, 173 (2000)

[5] S. Kawamoto and N. Sasakura, JHEP 0007, 014 (2000)

[6] A. Das, J. Maharana and A. Melikyan, JHEP 0104, 016 (2001)

[7] Ken-IchiTezuka, Eur. Phys. J. C 25, 465 (2002)

[8] S. Gangopadhyay, Phys. Lett. B 659, 399 (2008)

[9] C. S. Chu and P. M. Ho, Nucl. Phys. B 550, 151 (1999)

[10] F. Ardalan, H. Arfaei, M. M. Sheikh-Jabbari, Nucl. Phys. B 576, 578 (2000)

[11] R. Banerjee, B. Chakraborty and K. Kumar, Nucl. Phys. B 668, 179 (2003)

[12] H. Kamo and T Sohkawa, Prog. Theor. Phys. 57, 1749 (1977)

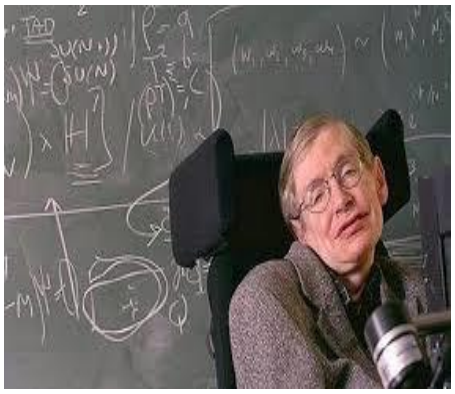
[13] K. Kikkawa and M. Yamasaki, Prog. Theor. Phys. 76, 1379 (1986)

[14] K. Fujikawa and J. Kubo, Phys. Lett. B 199, 75 (1987)

[15] J. Kubo, Phys. Lett. B 202, 315 (1988)

[16] U. Marquard and M. Scholl, Phys. Lett. B 227, 227 (1989)

[17] U. Marquard and M. Scholl, Phys. Lett. B 227, 234 (1989)



***ستيفن ويليام هوكينج** (Stephen William Hawking : ولد في أكسفورد، إنجلترا 8يناير 1942 / 14مارس 2018، هو من أبرز علماء الفيزياء النظريةوعلم الكون على مستوى العالم درس في جامعة أكسفورد وحصل منها على درجة الشرف الأولى في الفيزياء، أكمل دراسته في جامعة كامبريدج للحصول على الدكتوراه فيعلم الكون، له أبحاث نظرية في علم الكون وأبحاث في العلاقة بين الثقوب السوداء والديناميكا الحرارية، كما له أبحاث ودراسات في التسلسل الزمني.

***جوليس هنري بوانكاريه** .Jules Henri Poincaré : ولد **هنري بوانكاريه** في 29أبريل 1854 /17 يوليو 1912،بفرنسا أحد أمهر العلماء الفرنسيين في مجالالرياضيات والفيزياء النظرية كما كان من فلاسفة العلوم.عادة ما يوصف بوان كاريه بأنه آخر العلماء الشموليين- بعد غاوس- والذي كان قادرا على فهم مختلف فروع الرياضيات والمساهمة فيها. يعتبر أيضا بوان كاريه واحدا من مؤسسي الطوبولوجيا.

ملخص:

في هذه المذكرة قمنا بدراسة نظرية الغشاء البوزوني من أجل طاقات منخفضة في إطار الميكانيك شبه الكمي, باستعمال شبه التكميم المتغاير أثبتنا أن بوان كاري لا يتغير من أجل شبه التكميم المتعامد استطعنا أن نبرهن أنه توجد احتمالات أخرى لأبعاد الزمكان D تتعلق بمعامل الميكانيك شبه الكمي Q.

الكلمات المفتاحية: نظرية الأوتار, نظرية الغشاء , الميكانيك شبه الكمي.

Résumé:

Dans ce mémoire nous avons étudié la théorie de la membrane bosniaque à basse énergie dans le cadre de la paraquantification.

En utilisant la paraquantification covariante, on a montré que **l'**algèbre de Poincaré reste inchangée .

Pour la paraquantification transverse, on a montiéqu il y'a d'autres possibilités de dimensions de l'espace-temps **D** qui dépendent du paramètre de la paraquantificaionQ

Mots-clés : Théorie des cordes , théorie des membranes , paraquantification

Abstact:

In this thesis we have studied the low-energybosonicmembrane theory in the formalism of the paraquantization. By the use of the covariant paraquantization, we have shown that the Poincaréalgebra is invariant.

For the transverse paraquantization , we have shown that there are others possibilities of space-time dimensions D which depend on the parameter of the paraquantization Q

Keywords : String theory , Membrane theory , paraquantization.