

ЗАСТОСУВАННЯ ТЕОРІЇ ПОТЕНЦІАЛЬНИХ МОДЕЛЕЙ ДО РОЗРАХУНКІВ СПЕКТРУ МАС ГЛЮБОЛІВ.

О.О. Шпеник, Ю.Ю. Фекете, Я.І. Кіс.

Ужгородський національний університет, 88000 Ужгород, вул. Волошина 32

В даній роботі розраховано спектр-мас глюболів на основі потенціальної моделі. При розрахунках було використано найбільш поширені потенціали, які в більшій чи меншій мірі є фізично обґрунтованими. З результатів розрахунків видно, що до дослідження цих явно релятивістських двочастинкових утворень треба застосовувати релятивістську модель.

Вступ

За останні десятиріччя квантова хромодинаміка як теорія сильних взаємодій досягла значного розвитку. Одним із важливих передбачень квантової хромодинаміки є існування зв'язаних станів двох глюонів – глюболів. Відкриття експериментально цих частинок стане ще одним важливим підтвердженням квантової хромодинаміки як теорії сильних взаємодій.

Фізичні дослідження, проведені в області елементарних частинок, вченими-експериментаторами, показали можливість утворення зв'язаних станів двох глюонів, які були названі глоболами. Ці нестійкі утворення матерії мають порівняно малий час життя та малу масу, тому їхнє дослідження є нелегкою справою для науковців.

Однією з перших робіт на цю тему була доповідь К. Петерса [1] у якій поверхнево висвітлено деякі питання, але найбільш конструктивний вклад в даній області був зроблений в роботі [2] де були розглянуті основні властивості глюболів на основі квантової хромодинаміки (КХД). В роботі [3] були розглянуті не тільки системи “глюон-глюон” та “кварк-антикварк”, але і гібриди “кварк – два глюони”, “два кварки – глюон” та інші.

Але вся різноманітність проведених наукових робіт, та правило сум КХД [2], є лише спробою пояснити дійсність, бо жодна з них не описує цілком правильно

поведінку та фізичні характеристики глюболів.

Найбільш велика складність проведення цих теоретичних робіт, полягає в тому, що ми знаходимося в тій області мікросвіту де вступають у силу закони як квантової так, і релятивістської фізики. Тому для опису станів глюболів необхідно розв'язувати релятивістське рівняння. Але на сьогоднішній день, ще кінцево не створено повністю релятивістське двочастинкове рівняння. Для того щоб якось обійти цю “перешкоду” оператор H записують не як

релятивістський ($\hat{H} = \alpha\vec{p}c + \beta mc^2$), а як щось середнє між релятивістичним і нерелятивістичним ($\hat{H} = -\frac{\hbar^2}{2m} + V(r)$).

Різні автори роблять це по-різному, але в цілому загальною для всіх є процедура розкладу гамільтоніана H , по якомусь маленькому параметру, що в деякій мірі нагадує методи теорії збурень. Ми ж використаємо нерелятивістичну модель і побачимо наскільки вона придатна в даній області.

Утворюються глоболи у так званих мезонних струменях. Ці струмені виникають внаслідок зіткнення двох високо енергетичних мезонних пучків (рис. 1)

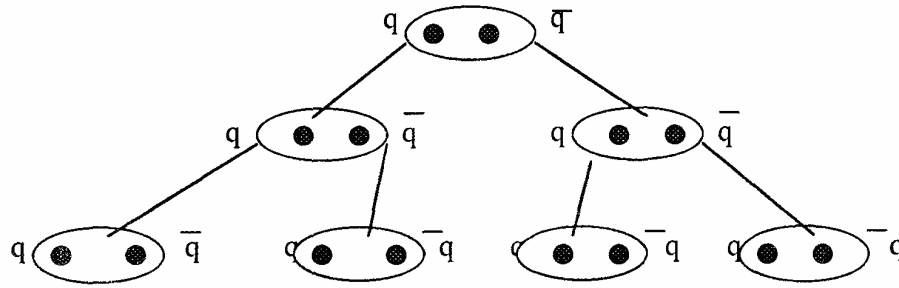


Рис. 1. Народження мезонів в струменях.

Глюболи мають тенденцію утворюватися на периферіях мезонного струменя, в “багатих” глюонами середовищах, таких як $J/\Psi \rightarrow \gamma + X$. Питання пов’язані з утворенням глюболів і гібридів висвітлені в роботі [3]. В залежності від перерозподілу енергії в мезоні розрізняють “жорсткий” і “м’який” кварк та антикварк. Виявляється що глюболи утворюються по “лінії” жорсткого кварка.

Експериментально було виявлено, що у 3P_0 - нонеті з $I=2$ зафіксовані чотири стани: $f(400-1200)$, $f(980)$, $f(1370)$ і $f(1500)$, а кваркова модель теоретично дає лише три стани. Отже один “зайвий” стан можна ідентифікувати як глюбол.

З іншого боку, у квантовій хромодинаміці доказано, що глюони є кольоровими зарядами, тобто між ними існує сильна взаємодія, а отже вони мають утворювати зв’язані стани – глюболи. Тому у сучасній теоретичній фізиці виникає проблема опису цих станів теоретично. У даній роботі зроблено спробу описати спектр мас глюболів на основі нерелятивістичної потенціальної моделі.

Потенціал взаємодії

Ми в даній роботі використовуємо для розрахунків два типи потенціалу, які найбільш часто використовуються в кварковій фізиці. Крім того, слідуючи багатьом авторам, ми записуємо потенціал у вигляді суми векторної та скалярної частин:

$$V(r) = V_V(r) + V_S(r).$$

Тут

$$V_V = \varepsilon \frac{g^2}{6\pi\mu} (1 - e^{-\mu r}) - \frac{\alpha_S}{r},$$

$$V_S = (1 - \varepsilon) \frac{g^2}{6\pi\mu} (1 - e^{-\mu r}) \quad (1)$$

або

$$V_V = \varepsilon kr - \frac{\alpha_S}{r}, \quad V_S = (1 - \varepsilon) kr, \quad (2)$$

де ε – параметр змішування. Явний вигляд потенціала (1) можна отримати, стартуючи з глюонного пропагатора $D(q^2)$, явний вигляд якого приведено нижче, який є КХД мотивованим:

$$D(q^2) = \frac{c}{(q^2 - \mu^2)^2} - \frac{1}{q^2 - M^2}, \quad (3)$$

і замінивши одноступеневу взаємодію наступним чином

$$\frac{16\pi}{25} \cdot \frac{e^{-Mr}}{\ln(b + 1/(Ar)^2)} \approx$$

$$\approx \frac{12\pi}{33 - 2N} \cdot \frac{1}{\ln(1/Ar)^2} = \alpha_S(r). \quad (4)$$

Сталу сильної взаємодії α_S ми розраховували по вищенаведеній формулі, де $A \approx 140$ ГеВ.

Лоренцівська структура потенціалу проявляється лише при розрахунках тонких і надтонких ефектів. Ми ж в даній роботі будемо розраховувати усереднений спектр мас частинок, і тому надалі не

будемо звертатися до лоренцівської структури, оскільки при таких розрахунках вона не проявляється.

Нерелятивістична потенціальна модель

При вивченні властивостей елементарних частинок користуються різними теоріями: решітковими теоріями, польовою теорією, потенціальними моделями. Всі ці моделі справедливі в тій чи іншій мірі і тому поки що не можна говорити яка з них в майбутньому залишиться як теорія сильних взаємодій. Ми на основі теорії потенціальних моделей опишемо спектр мас глюоболів і порівняємо наші результати з результатами отриманими при розрахунках на решітці.

Розрахунки проводимо стартуючи з нерелятивістського рівняння Шредінгера, вводячи в нього феноменологічний потенціал. Ми працюємо в системі одиниць $\hbar = c = 1$,

$$H = -\frac{1}{2\mu} \Delta + V(r). \quad (5)$$

Надалі використовуємо екранований потенціал оскільки з фізичних міркувань саме він найбільше задовільняє силам які діють між кварками. А ми вважаємо, що природа сил які діють між кварками і глюонами одна й та ж сама. Переваги застосування такого потенціалу приведені в роботі [4].

Причому рівняння Шредінгера з вищеприведеним потенціалом матиме вигляд

$$H = -\frac{1}{2m} \Delta - \frac{\alpha_S}{r} + \frac{g^2}{6\pi\mu} (1 - e^{-\mu r}), \quad (6)$$

де m – приведена маса.

Розв'язуючи це рівняння знаходимо енергію зв'язку E_{sv} .

Повна ж маса двочастинкової системи визначається за формулою

$$M_{повн} = 2m_g + E_{sv} + V_0. \quad (7)$$

Для того щоб порівняти отримані нами результати з результатами інших авторів ми проводимо перенормування $M_{повн}$

$$M_{норм} = \frac{M_{повн}}{\sqrt{0.288}}$$

як це зроблено в роботі [5].

Релятивістична потенціальна модель.

В роботі [6] була використана система рівнянь Дірака для опису спектру мас глюоболів. Але використання діраківського підходу у даному випадку є не коректним, оскільки рівняння Дірака описує частинки з напівцілим спіном, а ми маємо справу з частинками, спін яких цілий. Ми ж для глюоболів використаємо підхід запропонований в роботі [7-9], який є квантнерелятивістичним.

Ми стартуємо з релятивістичного рівняння для двох вільних частинок з масами M_1 , та M_2 відповідно.

$$E = \sqrt{M_1^2 + \vec{P}_1^2} + \sqrt{M_2^2 + \vec{P}_2^2} \quad (8)$$

де \vec{P}_1 та \vec{P}_2 – відповідні імпульси частинок. Крім того, в нашій задачі маси глюонів однакові, тому перейшовши в систему центра мас $\vec{P} = \vec{P}_1 = -\vec{P}_2$ отримаємо:

$$E^2 = M^2 + \vec{P}^2, \quad (9)$$

де під E будемо розуміти загальну енергію ділену на два. Далі, слідуючи принципу відповідності, перейдемо від величин до відповідних ім операторів.

Тобто, $\vec{P} \rightarrow \hat{\vec{P}}$ де, оператор імпульсу $\hat{\vec{P}} = -i\vec{\nabla}$. Отже наше рівняння набуде такого вигляду:

$$(\Delta + E^2 - M^2)\psi(\vec{r}) = 0. \quad (10)$$

Для того щоб отримати реальні результати нам потрібно ввести взаємодію

між частинками. В даному випадку взаємодію можна ввести двома шляхами. По-перше можна вважати взаємодію скалярною, і тоді взаємодія вводиться до маси, а можна вважати її векторною і ввести як четверту компоненту вектора. Ми в даній роботі використовуємо так звану "м'яку модель", в якій вважається,

що одноглюонний обмін є повністю векторним, а багатоглюонний повністю скалярним. Далі ми використаємо так званий "корнельський потенціал", який себе дуже добре зарекомендував у кварковій фізиці [10] при розрахунку усередненого спектру мас мезонів.

$$E^2 - M^2 \rightarrow (E - V_v)^2 - (M + V_s)^2, \\ E^2 - M^2 \xrightarrow{\text{Введ. взаємодії}} \left(E + \frac{\alpha}{r}\right)^2 - (M + \kappa r)^2, \quad (11)$$

тут $\alpha=0.5$ – константа сильного взаємодії. А $\kappa=0.5 \text{ GeV}^2$ – натяг струни. Тут ми поклали параметр змішування $\varepsilon = 0$. Це

означає, що конфайнментна частина є повністю скалярною.

Розпишемо останній вираз більш детально:

$$\left(E + \frac{\alpha}{r}\right)^2 - (M + \kappa r)^2 = E^2 + 2\frac{\alpha}{r}E + \left(\frac{\alpha}{r}\right)^2 - M^2 - 2M\kappa r - \kappa^2 r^2. \quad (12)$$

Отже після введення взаємодії наше рівняння набуде такого вигляду:

$$\left\{ \frac{d^2}{dr^2} + \left\{ E^2 - M^2 \right\} + 2\frac{\alpha}{r}E + \frac{\alpha^2 - l(l+1)}{r^2} - 2M\kappa r - \kappa^2 r^2 \right\} \varphi(r) = 0. \quad (13)$$

Ці рівняння ми розв'язували чисельно.

Також дуже цікавий підхід до розв'язку проблеми двох частинок у релятивістичній квантовій механіці був запропонований Гайдою у роботі [11], і потім розвинений у роботах [12-14]. Вони використали метод квантування Вейля, і

застосували його для розв'язку проблеми двох релятивістичних частинок з механізмом взаємодії між осциляторного типу.

Якщо ми використаємо наші позначення то ми прийдемо до наступного явного вигляду формули

$$M = \sqrt{\left(2m_s + \sqrt{\frac{2A}{M+m_s}} \cdot (4N + 2l + 3) \right)^2 + \frac{2A}{M+m_s}} + V_0 \quad (14)$$

Цінність роботи полягає в тому що в роботі одержано аналітичну формулу для розрахунку спектру мас двочастинкової системи. Також цікавим є той факт, що

отриманий результат є подібним до результату отриманому в релятивістичному наближенні в роботі [15] яка ґрунтується на спеціальному припущенні

коваріантності релятивістичного наближення. Результати отримані в їх наближенні приведені в таблиці 1.

Результати розрахунків та їх аналіз

Результати розрахунків приведені в таблиці 1. При розрахунках ми використали наступні параметри

$$m_g = 0.525 \text{ GeV}, \quad \frac{g^2}{6\pi} = 0.224 \text{ GeV}^2,$$

$$\alpha_s = 0.52, \quad \mu = 0.054 \text{ GeV}, \quad V_0 = 1.123 \text{ GeV}$$

для екранованого потенціалу. Для корнелського потенціалу були взяті наступні параметри $k = 0.5 \text{ GeV}^2$, $\alpha_s = 0.5$. Для осциляторного потенціалу були вибрані наступні параметри $A = 0.04 \text{ GeV}^3$, $V_0 = 0.863 \text{ GeV}$.

Таблиця 1. Спектр мас глюболів.

Квантові числа	рівняння (6)	рівняння (13)	[5]	[6]	[16]	[17]	формула (14)
$l=0, n=0$	4.66	4.68	4.68	4.68	4.66	4.55	4.66
$l=1, n=0$	5.489	5.71	6.0	5.84	6.36	6.1	5.253
$l=2, n=0$	6.03	—	7.0	6.69	9.0	7.7	5.793
$l=0, n=1$	5.793	6.07	6.0	6.22	6.68	6.45	5.793
$l=1, n=1$	6.307	6.82	8.0	6.96			6.295

Як видно з таблиці ми описали спектр мас глюболів на основі нерелятивістичної квантової механіки і отримали результати, які є підставою для твердження, що глюбол є релятивістичною частинкою. З таблиці видно, що в роботі [6], де спектр мас розраховувався вже з введенням релятивізму, результати набагато краще співпадають з результатами, отриманими в роботах [5,16,17]. В роботі [5] при розрахунку спектру мас використовується непертурбативний підхід, який базується на асимптотичній поведінці вільсонівських петель. В [16,17] зроблені розрахунки на решітках. З їх результатів видно, що навіть використовуючи один підхід отримують різні результати. Це є свідченням того, що дана проблема лише зараз починає широко обговорюватися в науковій літературі, і тому поки що не можна судити про

правильність отриманих результатів. Також є дивним той факт, що результати отримані в роботі [6], де розрахунки проводились на основі рівняння Дірака, краще співпадають з результатами отриманими при розрахунках на решітках, ніж результати отримані в підході розвинутому в роботах [7-9]. Правда поясненням може бути те, що бралися різні типи потенціалу взаємодії, але якраз в даному випадку це є не суттєвим, оскільки, корнелський потенціал дуже просто отримати, здійснивши розклад екранованого потенціалу в ряд Тейлора в околі точки 0. Далі про глюболи можна буде говорити лише в тому випадку, коли експериментатори отримають точні експериментальні дані про маси глюболів. Зараз вони говорять лише про кандидатів на глюболи.

Література

1. K. Peters, "Experimental review on scalar and tensor glueballs", In Upton, *Hadron spectroscopy*, 669-681, (1997)

2. H. Chen, J. Sexton, A. Vaccarino and D. Weingarten, *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)* 34, 357-359, (1994).

3. P. Minkovski, W. Ochs, *Phys. Lett. B*, **485**, 139-144, (2000).
4. V. Lengyel, Yu. Fekete, I. Haysak, A. Shpenik, *Eur. Phys. J. C*, **21**, 355 – 359, (2001).
5. A.B. Kaidalov, Yu.A. Simonov, *Phys. Lett. B*, **477**, 163, (2000).
6. A. Shpenik, Yu. Fekete, J. Kis, *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl)* **99A**, 274-277, (2001).
7. D. Lichtenberg, W. Namgung, J. Wills, E. Predazzi, *Zeitschr. Phys. C*, **19**, 19-27 (1989).
8. D. Lichtenberg, W. Namgung, J. Wills, E. Predazzi, M. Rosso, *Zeitschr. Phys. C*, **46**, 75, (1990).
9. D. Lichtenberg, E. Predazzi, R. Roncaglia, C. Rosseti, *Zeitschr. Phys. C*, **40**, 357 (1988).
10. V. Lengyel, V. Rubish, Yu. Fekete, S. Chalupka, M. Salak, *Condensed Matter Physics*, **1**, 575 (1998).
11. R.P. Gaida, *Sov. J. Part. Nucl.* **13**, 179 (1982).
12. V. Tretyak, V. Shpytko, *Ukr. Phys. Journ.*, **40**, 1250 (1995).
13. V. Tretyak, V. Shpytko, *J. Nonlin. Math. Phys.*, **4**, No 1-2, 161 (1997).
14. A. Duviryak, V. Tretyak, V. Shpytko, Proc. Workshop Soft Phys. "Hadrons-94", Uzhhorod, 353 (1994).
15. S. Ishida, M. Oda, *Nuovo Cim. A*, **107**, 2510 (1994).
16. M. Teper, hep-th/9812187.
17. C.J. Morningstar and M. Peardon, *Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.)* **63**, 22, (1998); *Phys. Rev. D*, **60**, 034509, (1999); hep-lat/9901004.

INTRODUCING POTENTIAL MODELS THEORY TO CALCULATIONS OF GLUEBALLS MASS-SPECTRA

A. Shpenik, Yu. Fekete, J. Kis

Uzhgorod National University, 88000 Uzhgorod, Voloshina St. 32

The spectra mas glueballs were calculated in this paper. We have used potentials which are more or less physically grounded. Our calculations show that for research of these two-body systems it is necessary to apply relativistic model.