ЖУРНАЛ ФІЗИЧНИХ ДОСЛІДЖЕНЬ
т. 6, № 1 (2002) с. 55–59

JOURNAL OF PHYSICAL STUDIES
v. 6, No. 1 (2002) p. 55–59

НАДТОНКЕ РОЗЩЕПЛЕННЯ І РОЗПАДИ ВАЖКИХ МЕЗОНІВ

І. І. Гайсак, В. С. Морохович
Ужгородський національний університет, кафедра теоретичної фізики,
вул. Волошина, 32, Ужгород, 88000, Україна

(Отримано 10 жовтня 2001 р.; в остаточному вигляді — 26 грудня 2001 р.)

Проведено дослідження впливу тензорних сил на спектр мас та ширини розпаду важких кварконіїв. Використано квазірелятивістський підхід Брейта–Фермі, де зв'язані стани мезонів описано системою рівнянь Раріти–Швінґера. Розраховано й порівняно з експериментальними даними надтонке розщеплення та лептонні ширини розпаду важких мезонів.

Ключові слова: кварк, тензорний потенціял, спін-спінова взаємодія, розпади.

PACS number(s): 12.39.Pn, 12.40.Yx, 13.20.Gd

I. ВСТУП

На сьогодні послідовна релятивістська теорія, яка могла б дати хороші результати не тільки для спектрів мас, але і для спін-орбітального та спін-спінового розщеплення як для легких, так і для важких кваркових систем, ще не розроблена. Для того щоб описати зв'язані стани кварків, необхідно так чи інакше звертатися до комп'ютера і чисельно розв'язувати рівняння Шредінґера для заданого потенціялу. Відомо, що спектроскопією спочатку успішно займалися для важких кварконіїв, таких, як чармоній і боттомоній [1–3]. У цьому випадку через великі маси кварків залежні від спіну члени гамільтоніяна можна вивчати за теорією збурень, і, крім того, для важких кварконіїв виправданий нерелятивістський підхід.

Вивчення мезонів дозволяє одержати інформацію про потенціял взаємодії кварка з антикварком, яка необхідна для розуміння характеру сильної взаємодії на великих відстанях. Різним авторам вдається добре описати лише певну частину характеристик мезонів з різними видами потенціялу міжкваркової взаємодії [4–7]. Але опис в єдиному підході тонкої й надтонкої структури енерґетичних рівнів, зумовленої спіновими ефектами, а також ширин розпадів мезонних станів є проблематичним. Тому доцільно розглянути особливості спектра мас кварконію на прикладі енерґетичних рівнів, спінове розщеплення між псевдоскалярними ${}^1S_0(0^{-+})$ й векторними мезонами ${}^3S_1(1^{--})$ (так зване надтонке розщеплення), спінове розщеплення зі станами $L \neq 0$ (так зване тонке розщеплення) та розпади кварконіїв у межах однієї моделі з одним і тим же потенціялом взаємодії.

Відомо, що врахування тензорних сил приводить до змішування S- і D-хвиль [8]. Більшість авторів уважають, що внесок тензорних сил у спектр мас зв'язаних станів кварконія незначний [9,10]. Однак у праці [11] показано, що врахування D-хвилі дає поправку в енерґетичний спектр близько 1–5 %.

У цій роботі досліджено вплив тензорних сил на параметри мезонів. При цьому використано квазірелятивістський підхід, причому змішані стани описано системою рівнянь Раріти–Швінґера. Розраховано надтонке розщеплення та лептонні ширини розпаду важких кваркових систем.

II. КВАЗІРЕЛЯТИВІСТСЬКИЙ ПІДХІД

Нерелятивістська потенціяльна кваркова модель у різних підходах дає добрий опис спектра мас як псевдоскалярних мезонів, так і векторних [11–13]. При цьому для узгодження з експериментом автори варіюють і функціональний вид, і лоренцівську структуру потенціялу [14–16], беруть різні параметри потенціялів для опису синґлетних і триплетних станів. Крім того, відзначимо, що векторні мезони розглядають як чисті стани з визначеним орбітальним моментом L. Для аналізу релятивістських ефектів, а також для дослідження тензорних сил ми використали квазірелятивістське рівняння Шредінґера з потенціялом, у який уключена спін-орбітальна, спін-спінова й тензорна взаємодії

$$V(r) = V_0 + V_{SL} + V_{SS} + V_T. \tag{1}$$

Тут V_0 — центральна частина потенціялу, V_{SL} — спін-орбітальна взаємодія, V_{SS} — спін-спінова та V_T — тензорна частини взаємодії.

Як центральний потенціял міжкваркової взаємодії взято корнельський потенціял. Причому кулонівська частина потенціялу є чисто векторною, а лінійна — розглянута зі змішаною лоренцівською структурою, тобто вона містить як скалярну, так і векторну частини:

$$V_0 = V_V + V_S = \left(-\frac{\alpha}{r} + \beta_v r\right) + \beta_s r, \tag{2}$$

де V_V — векторна частина, а V_S — скалярна частина потенціялу.

У квазірелятивістському підході спінзалежні члени, як правило, беруть із так званого узагальненого гамільтоніяна Брейта–Фермі (коли маси кварка й антикварка рівні, тобто $m_1 = m_2 = m$), а саме

$$V_{LS} = \frac{1}{2m^2 r}\left\{3\frac{dV_V}{dr} - \frac{dV_S}{dr}\right\}(\mathbf{LS}), \tag{3}$$

$$V_T = \frac{1}{m^2}\left\{\frac{1}{r}\frac{dV_V}{dr} - \frac{d^2V_V}{dr^2}\right\}\widehat{S}_{12},$$

$$V_{SS} = \frac{2}{3m^2}\nabla^2 V_V\left(\mathbf{S}_1\mathbf{S}_2\right),$$

де $\widehat{S}_{12} = \frac{(s_1 r)(s_2 r)}{r^2} - \frac{s_1 s_2}{3}$ — тензорний оператор.

В узагальненому гамільтоніяні Брейта–Фермі ми нехтуємо членом $\sim \mathbf{p}^4/m^3$, оскільки в нашій статті розглядаємо важкі кваркові системи [3].

Підставляючи формулу (2) в (3), отримаємо такі вирази для спінзалежних членів:

$$V_{LS} = \frac{1}{2m^2}\left[3\frac{\alpha}{r^3} + 3\frac{\beta_v}{r} - \frac{\beta_s}{r}\right](\mathbf{LS}), \tag{4}$$

$$V_T = \frac{1}{m^2}\left\{\frac{3\alpha}{r^3} + \frac{\beta_v}{r}\right\}\widehat{S}_{12},$$

$$V_{SS} = \frac{4}{3m^2}\left\{\frac{\beta_v}{r} - 2\pi\alpha\delta(r)\right\}(\mathbf{S}_1\mathbf{S}_2).$$

Обчислення власних значень енерґії і хвильової функції рівняння Шредингера з узагальненим гамільтоніяном Брейта–Фермі дає енерґетичний спектр мезонів та дозволяє розрахувати ширини розпаду кварконіїв.

III. НАДТОНКЕ РОЗЩЕПЛЕННЯ ДВОКВАРКОВИХ СИСТЕМ

У загальному випадку стан двоферміонної системи визначається енерґією, повним моментом $\mathbf{J}$, проекцією моменту M та парністю P. Оператор орбітального моменту L не комутує з тензорною частиною потенціялу, тобто орбітальний момент не зберігається. Але орбітальним моментом визначається парність системи $P = (-1)^{L+1}$, тому для ідентифікації станів використовують спектроскопічні позначення $S, P, D, F, \ldots$ (що відповідають $L = 0, 1, 2, 3, \ldots$).

Зауважимо, що повний спін системи $\mathbf{S}$ ($\mathbf{S} = \mathbf{s}_1 + \mathbf{s}_2$) зберігається, якщо система є істинно нейтральною. У цьому разі стан системи додатково характеризується зарядовою парністю $C = (-1)^{L+S}$. В інших випадках повний спін системи невизначений. Триплетний стан з $J = 1$, який має парність (-1), є сумішшю станів $^3S_1$ і $^3D_1$, а стан з $J = 1$, що має парність $(+1)$, є чистим $^3P_1$-станом [11].

Синґлетні стани $q\overline{q}$-системи описуються рівнянням Шредингера

$$\frac{d^2 v}{dr^2} + \left[k^2 - \frac{l(l+1)}{r^2} - V_C\right]v = 0. \tag{5}$$

Змішані триплетні стани описуються системою рівнянь Раріти–Швінґера [8], де включено спін-орбітальну, спін-спінову й тензорну взаємодії, а саме

$$\begin{cases} u'' + \left[k^2 - V_C\right]u = \sqrt{8}V_T w, \\ w'' + \left(k^2 - \frac{6}{r^2} - V_C + 2V_T + 3V_{SL}\right)w = \sqrt{8}V_T u, \end{cases} \tag{6}$$

де $u(r)$ — радіяльна хвильова функція при $L = 0$, $w(r)$ — хвильова функція при $L = 2$; $V_C = V_0 + V_{SS}$ — центральна частина потенціялу; $k^2 = \frac{2mE}{\hbar^2}$.

Як бачимо, через наявність у потенціялі кулонівського члена в спінзалежних членах гамільтоніяна (4) виникають синґулярні члени ($\delta(r)$ та $\frac{1}{r^3}$). Тому, як правило, розраховують надтонке розщеплення в межах теорії збурень [12,17]. У праці [18] було реґуляризовано кулонівський потенціял так:

$$V_C = -\frac{\alpha}{r+a} + (\beta_v + \beta_s)\,r,$$

де $a > 0$ — довільна стала. Тоді, очевидно, при $r = 0$ немає особливостей, і всі залежні від спіну члени можна розглядати поза межами теорії збурень.

У цій роботі розрахунки власних значень енерґій і хвильових функцій отримано чисельним розв'язком рівнянь (5) і (6) з реґулярною частиною потенціялу (4). Синґулярні члени потенціялу враховано в межах теорії збурень.

Знаючи хвильову функцію, можна визначити внесок кожної компоненти гамільтоніяна у величину енерґії системи

$$E = \left\langle (\psi_S + \psi_D)\left|\widehat{H}\right|(\psi_S + \psi_D)\right\rangle, \tag{7}$$

де ψ_S і ψ_D — компоненти хвильових функцій, що відповідають $L = 0$ і $L = 2$.

Хвильова функція має вигляд

$$\psi = \psi_S + \psi_D = \frac{u(r)}{r}Y^1_{101} + \frac{w(r)}{r}Y^1_{121}, \tag{8}$$

де для спін-орбітальної частини хвильової функції взято позначення Y^M_{JLS}. Результат дії тензорного оператора дорівнює

$$\widehat{S}_{12}Y^1_{101} = \sqrt{8}Y^1_{121}, \tag{9}$$

$$\widehat{S}_{12}Y^1_{121} = \sqrt{8}Y^1_{101} - 2Y^1_{121},$$

а відповідно оператор спін-орбітальної взаємодії $(\widehat{\mathbf{L}}\widehat{\mathbf{S}}) = 0$ при $L = 0$ і $(\widehat{\mathbf{L}}\widehat{\mathbf{S}}) = -3$ при $L = 2$. Тоді величину енерґії можна розбити на компоненти

$$E = E_S + E_D + E_{SD}, \tag{10}$$

де виділено відповідно внески S-, D-хвиль та інтерференційний член E_{SD} і враховано внески збурених частин потенціялу, а саме $\Delta V_T = \frac{3\alpha}{m^2 r^3}\widehat{S}_{12}$ та $\Delta V_{SL} = \frac{3\alpha}{2m^2 r^3}\left(\widehat{L}\widehat{S}\right)$.

Член з $\delta(r)$ дає внесок лише при $L = 0$ (S-стани), а при $L \neq 0$ $\delta(r)$ в спін-спіновому члені V_{SS} внеску не дає. Спінзалежна корекція нерелятивістського гамільтоніяна, яка відповідальна за надтонке розщеплення для енерґетичних рівнів, має вигляд

$$H_{SS} = \frac{32\pi\alpha_S}{9m_q m_{\overline{q}}}\left(S_1 S_2 - \frac{1}{4}\right)\delta(r). \qquad (11)$$

Таким чином, перший порядок ефекту збурення повинен змістити положення енерґетичного рівня ${}^1S_0$ на величину:

$$\Delta E = -\frac{8\alpha_S}{9m_q m_{\overline{q}}}|R(0)|^2, \qquad (12)$$

де $R(0)$ — радіяльна хвильова функція в нулі для S-хвилі; α_S — стала сильної взаємодії $\left(\alpha = \frac{4}{3}\alpha_S\right)$.

Сталу сильної взаємодії визначаємо за формулою

$$\alpha_S\left(q^2\right) = 12\pi / \left[(33 - 2n_j)\ln\left(q^2/\Lambda^2\right)\right], \qquad (13)$$

де $\Lambda = \Lambda_{\text{КХД}} = 140$ МеВ; $n_j = 3$ для легких і змішаних мезонів; $n_j = 4$ для $c\overline{c}$- і $b\overline{b}$-кварконіїв. Для корнельського потенціялу надтонке розщеплення мезонів можна описати з доброю точністю, якщо взяти $q = 2\mu$ (μ — зведена маса) [17].

Беручи до уваги поправки, які дають синґулярні члени, ми розрахували надтонке розщеплення з урахуванням і без урахування тензорних сил для важких кварконіїв. Тобто при нехтуванні тензорних сил триплетні стани описано першим рівнянням системи (6) (чиста S-хвиля). Обчислення проводили з такими параметрами потенціялу: $\beta_V = 0.04$ ҐеВ ^{2}, $\beta_S = 0.14$ ҐеВ^2; а сталу сильної взаємодії ми розраховували за формулою (13) і для $c\overline{c}$-системи $\alpha_S = 0.38$, для $b\overline{b}$-системи — $\alpha_S = 0.24$. Розрахунки виконали для таких значень мас кварків: $m_c = 1.4$ ҐеВ і $m_b = 4.7$ ҐеВ. При описі $q\overline{q}$ системи ми варіювали параметр β_V при умові, що $\beta_V + \beta_S = 0.18$ ҐеВ^2.

Стан	S-хвиля $E_{\text{ТЕОР}}$, МеВ	SD-хвилі $E_{\text{ТЕОР}}$, МеВ	[6], $E_{\text{ТЕОР}}$, МеВ	[19], $E_{\text{експ}}$, МеВ	E_{SD}, %	P_D, %	$\sqrt{\langle r^2\rangle}$, Фм
1^1S_0	2980	–	–	2980	–	–	–
1^3S_1	3153	3097	–	3097	16	0.05	0.43
1^3S_1–1^1S_0	173	117	110	117	–	–	–
2^1S_0	3642	–	–	3590	–	–	–
2^3S_1	3759	3734	–	3685	3	0.8	0.85
2^3S_1–2^1S_0	117	92	67	95	–	–	–
3^1S_0	4107	–	–	–	–	–	–
3^3S_1	4208	4192	–	4040	1	1.3	1.18
3^3S_1–3^1S_0	101	85	–	–	–	–	–

Таблиця 1. Надтонке розщеплення $c\overline{c}$-системи.

Стан	S-хвиля $E_{\text{ТЕОР}}$, МеВ	SD-хвилі $E_{\text{ТЕОР}}$, МеВ	[6], $E_{\text{ТЕОР}}$, МеВ	[19], $E_{\text{експ}}$, МеВ	E_{SD}, %	P_D, %	$\sqrt{\langle r^2\rangle}$, Фм
1^1S_0	9415	–	–	–	–	–	–
1^3S_1	9462	9460	–	9460	2.1	0.004	0.26
1^3S_1–1^1S_0	47	45	46	–	–	–	–
2^1S_0	9883	–	–	–	–	–	–
2^3S_1	9911	9911	–	10023	0.2	0.04	0.55
2^3S_1–2^1S_0	28	28	26	–	–	–	–
3^1S_0	10201	–	–	–	–	–	–
3^3S_1	10224	10224	–	10355	0.1	0.1	0.77
3^3S_1–3^1S_0	23	23	–	–	–	–	–

Таблиця 2. Надтонке розщеплення $b\overline{b}$-системи.

У таблицях 1 і 2, крім спектра мас псевдоскалярних та векторних мезонів, наведено також величину домішку D-хвилі у хвильовій функції векторного мезона P_D, внесок інтерференційного члена E_{SD} та середньоквадратичний радіус $\sqrt{\langle r^2 \rangle}$.

IV. РОЗПАДИ КВАРКОНІЇВ

Ширини лептонних розпадів векторних мезонів обчислено за формулою Ван Роєна–Вайскопфа [20]

$$\widetilde{\Gamma}\left({}^3S_1 \to e^+e^-\right) \doteq \frac{4\alpha^2 Q^2}{M_{q\overline{q}}^2} \left|R(0)\right|^2 . \qquad (14)$$

Тут $M_{q\overline{q}}$ — маса векторного мезона, α є сталою тонкої структури, Q — заряд кварків. З урахуванням перших радіаційних і релятивістських поправок ця формула набуває вигляду [21]

$$\Gamma\left({}^3S_1 \to e^+e^-\right) \doteq \widetilde{\Gamma}\left[1 - \frac{16\alpha_S\left(m_q^2\right)}{3\pi}\right] . \qquad (15)$$

Однак Айхтен і Квіґ у своїй роботі [22] відзначили, що КХД-корекція значно зменшує величину ширини розпаду. Для векторних мезонів, які містять легкі кварки, ця формула веде до парадоксів. У праці [12] Л. Мотика і К. Залевський розрахували лептонні ширини розпаду за формулою

$$\Gamma_{V \to e^+e^-} = F(q)\, \frac{32\alpha_S}{9M_V^2} \cdot \left|R(0)\right|^2 , \qquad (16)$$

де величини поправки для чармонію й боттомонію відповідно дорівнюють $F(c) = 4.73 \times 10^{-5}$ і $F(b) = 2.33 \times 10^{-5}$. Формула (16) отримана інтерполяцією виразу (15) раціональною та експоненціяльною функціями.

Ми розрахували лептонні ширини розпаду важких кварконіїв за допомогою формули Ван Роєна–Вайскопфа (14) та формули (16), яка враховує КХД-корекції. Результати обчислень подано в табл. 3 і порівняно з експериментальними даними.

Обчислювали лептонні ширини розпаду з урахуванням і без урахування тензорних сил. Зазначимо, що в дужках подано значення ширин, розрахованих за формулою (16).

Стан	S-хвиля $\Gamma_{\text{ТЕОР}}$, кеВ	SD-хвилі $\Gamma_{\text{ТЕОР}}$, кеВ	[12] $\Gamma_{\text{ТЕОР}}$, кеВ	[23] $\Gamma_{\text{ТЕОР}}$, кеВ	[24] $\Gamma_{\text{ТЕОР}}$, кеВ	[19] $\Gamma_{\text{експ}}$, кеВ
$J/\Psi 1S$	8.2(5.63)	7.8(5.41)	4.5	4.24	8.0	5.26 ± 0.37
$\Psi' 2S$	4.0(2.79)	3.7(2.59)	1.9	1.81	3.7	2.12 ± 0.18
$\Psi'' 3S$	2.9(2.01)	2.6(1.82)	–	1.22	–	0.75 ± 0.15
$\Upsilon 1S$	1.2(1.01)	1.14(0.96)	1.36	0.85	1.7	1.32 ± 0.04
$\Upsilon' 2S$	0.63(0.53)	0.58(0.49)	0.59	0.38	0.8	0.52 ± 0.03
$\Upsilon'' 3S$	0.49(0.42)	0.44(0.37)	0.4	0.27	0.6	0.48 ± 0.08

Таблиця 3. Лептонні ширини розпаду.

V. ВИСНОВКИ

Аналіз результатів, поданих у таблицях 1 і 2, показує, що теоретичні розрахунки спектра мас збігаються з експериментальними даними в межах 1–4 %. Характерним є той факт, що нам вдалося добре описати величину надтонкого розщеплення для $c\overline{c}$-системи, а також оцінити величину розщеплення для $b\overline{b}$-системи. Причому D-хвиля дає дуже малий внесок у повну хвильову функцію (долі відсотка), але в енерґетичний спектр внесок D-хвилі вже становить 0.1–16%. Слід відзначити, що наші значення $\sqrt{\langle r^2 \rangle}$ узгоджуються зі значеннями, наведеними в праці [25]. Середньоквадратичний радіус 0.7 Фм відповідає умовам утворення кварк-антикваркової пари. Для станів, у яких ця величина перекривається, необхідно модифікувати потенціяльну модель з урахуванням відкриття нового каналу.

Для ширин лептонних розпадів аналіз результатів показує, що для чармонію теоретичні значення ширин, які розраховані за формулою Ван Роєна–Вайскопфа, систематично більші за експериментальні дані, а для боттомонію — менші. Як бачимо, для Ψ-мезона ліпші значення ширин розпаду отримано за формулою (16), яка враховує КХД-корекції. Тут вплив D-хвилі становить від 4% для основного стану до 25% для другого збудженого, а для значень, розрахованих за формулою Ван Роєна–Вайскопфа, — від 8 до 50%. Для Υ-мезона, навпаки, точнішими є розрахунки, виконані за формулою (14), а КХД-корекція дещо занижує результат. Причому D-хвиля дає менший внесок, ніж для чармонію, а саме: від 4% для основного стану до 11% для другого збудженого.

Наведені результати вказують на те, що внеском D-хвилі не можна нехтувати при розгляді лептонних ширин розпаду кварконіїв. Слід відзначити, що для вибору реалістичного виду потенціялу міжкваркової взаємодії доцільно розглядати в комплексі всі характеристики системи (енерґетичний спектр, тонке й надтонке розщеплення, ширини розпадів).

---

[1] S. Ono, F. Schoberl, Phys. Lett. B **118**, 419 (1982).
[2] S. Godfrey, N. Isgur, Phys. Rev. D **32**, 189 (1985).
[3] В. Люха, Ф. Шёберл, *Сильное взаимодействие* (Академ. Экспресс, Львов, 1996).
[4] T. Matsuki, T. Morii, Phys. Rev. D **56**, 5646 (1997).
[5] M. Hirano, T. Honda, K. Kato *et al.*, Phys. Rev. D **51**, 2353 (1995).
[6] V. Lengyel, Yu. Fekete, I. Haysak, A. Shpenik, Eur. Phys. J. C **21**, 355 (2001).
[7] D. Ebert, R. N. Faustov, V. O. Galkin, Phys. Rev. D **62**, 034014 (2000).
[8] W. Rarita, J. Schwinger, Phys. Rev. **59**, 436 (1941).
[9] P. Moxhay, J. L. Rosner, Phys. Rev. D **28**, 1132 (1983).
[10] L. Motyka, K. Zalewski, Acta Phys. Pol. B **29**, 1437 (1998).
[11] I. I. Гайсак, В. I. Лендєл, В. С. Морохович, Наук. Вісн. Уж. ун-ту, сер. фіз. 5, 193 (1999).
[12] L. Motyka, K. Zalewski, Eur. Phys. J. C **4**, 107 (1998).
[13] E. Eichten, K. Gottfried, T. Kinoshita *et al.*, Phys. Rev. D **21**, 203 (1980).
[14] D. Ebert, R. N. Faustov, V. O. Galkin, Eur. Phys. J. C **7**, 539 (1999).
[15] V. Lengyel, V. Rubish, Yu. Fekete, S. Chalupka, M. Salak, Condens. Matter Phys. **13**, 575 (1998).
[16] D. B. Lichtenberg, E. Predazzi, R. Roncaglia, Phys. Rev. D **45**, 3268 (1992).
[17] А. М. Бадалян, Яд. физ. **46**, 1213 (1987).
[18] D. Flamm, F. Schoberl, H. Uematsu, Nuovo Cimento A **98**, 559 (1987).
[19] Particle Data Group, Eur. Phys. J. C **15**, 650 (2000).
[20] R. Van Royen, V. F. Weisskopf, Nuovo Cimento A **50**, 617 (1967).
[21] W. Buchmuller, S.-H. Tye, Phys. Rev. D **24**, 132 (1981).
[22] E. Eichten, C. Quigg, Fermilab preprint 95/045 (1995).
[23] V. Lengyel, V. Makkay, S. Chalupka, M. Salak, Ukr. Fiz. Zh. **42**, 773 (1997).
[24] E. J. Eichten, C. Quigg, Phys. Rev. D **49**, 5845 (1994).
[25] N. Brambilla, A. Vairo, HEPHY–PUB 696/98 UWThPh-1998-33 (1998).

HYPERFINE SPLITTING AND DECAY OF HEAVY MESONS

I. I. Haysak[1], V. S. Morokhovych[2]
Uzhgorod National University, Department of Theoretical Physics,
32 Voloshyn Str., UA–88000, Uzhgorod
[1]*e-mail: haysak@univ.uzhgorod.ua,*
[2]*e-mail: morv@univ.uzhgorod.ua*

The influence of tensor forces on the mass spectra and the decay widths of heavy quarkonia is studied. The quasirelativistic Breit–Fermi approach is used. The bound states of mesons are described by the system of Rarita–Schwinger equations. The calculated results are compared with the experimental hyperfine splitting and leptonic decay widths of heavy mesons.