КОНФЕРЕНЦІЯ МОЛОДИХ УЧЕНИХ І АСПІРАНТІВ
Інституту електронної фізики НАН України

ІЕФ-2005

Ужгород, 18–20 травня 2005

ПРОГРАМА І ТЕЗИ ДОПОВІДЕЙ

CONFERENCE OF YOUNG SCIENTISTS AND POST-GRADUATES
Institute of Electron Physics, Ukr. Nat. Acad. Sci.

IEP-2005

Uzhhorod, 18–20 May 2005

PROGRAMME AND ABSTRACTS

КВАЗІКЛАСИЧНИЙ ОПИС ЗВ'ЯЗАНИХ СТАНІВ ВАЖКО-ЛЕГКИХ КВАРКОВИХ СИСТЕМ В РАМКАХ РІВНЯННЯ ДІРАКА

В.Ю. Лазур, В.К. Рейтій, О.К. Рейтій, В.В.Рубіш

Ужгородський національний університет, Ужгород, Україна
e-mail: lazur@univ.uzhgorod.ua, reity@univ.uzhgorod.ua, vrubish@univ.uzhgorod.ua

Дослідження властивостей мезонів у рамках складових кваркових моделей є важливим завданням фізики елементарних частинок. В роботі вивчаються властивості важко-легких кварк-антикваркових систем у релятивістській потенціальній моделі, що базується на рівнянні Дірака [1]. Міжкваркова взаємодія моделюється потенціалом одноглюонного обміну та лінійно зростаючим конфайментом. Однак знайти точні розв'язки рівняння Дірака із такого роду потенціалами не вдається. Тому для знаходження асимптотичних розв'язків було використано розроблену в [2] релятивістську версію методу ВКБ для рівняння Дірака зі скалярним S та векторним V потенціалами взаємодії. Застосування отриманого в [2] правила квантування до задачі про рух ферміона у зовнішньому скалярно-векторному полі з комбінованим потенціалом типу "лійки" ($V = -\alpha/r + \varepsilon(\sigma r + V_0)$, $S = (1-\varepsilon)(\sigma r + V_0)$, де $\alpha = 4/3\alpha_S$, α_S – константа сильної взаємодії, ε – параметр змішування векторної та скалярної частин потенціалу, $\sigma = 0.18\ \underline{\quad}^{2}$ – натяг струни, V_0– константа зсуву) приводить до трансцендентного рівняння відносно енергії E. Розв'язавши його методом послідовних ітерацій (у наближенні $\sigma \ll 1$ та $\tilde{m}^2/\tilde{E}^2 \ll 1$), отримаємо наступний аналітичний вираз для енергії:

$$\tilde{E} = \frac{1}{\left((1-\varepsilon)^2 A - \varepsilon\right) - 2(1-2\varepsilon)\sigma\alpha}\Big[(1-\varepsilon)(1-\varepsilon A)\tilde{m} - 4(1-2\varepsilon)\sigma\,\alpha + \sqrt{1-2\varepsilon}\,\Big[(1-\varepsilon A)\tilde{m}^2$$
$$+ 4(1-2\varepsilon)(1-\varepsilon A)(\sigma\alpha)^2 - 2(1-\varepsilon A)(4(1-\varepsilon)+\varepsilon\,\tilde{m})\tilde{m}\,\sigma\alpha + 2\left((1-\varepsilon)^2 A - \varepsilon\right)(3+\varepsilon A)\,\sigma\alpha$$
$$+ 2\sigma\left((1-\varepsilon)^2 A - \varepsilon - 2(1-2\varepsilon)\sigma\alpha\right)\left(\pi N + \alpha\ln\left[4^{-1}(1-\varepsilon)|k|\sigma\right]\right)\Big]^{2}\Big], \tag{1}$$

де $\tilde{m} = m + (1-\varepsilon)V_0$, $\tilde{E} = E - \varepsilon V_0$, $A = \arccos[\varepsilon\,(1-\varepsilon)]/\sqrt{1-2\varepsilon}$, $N = n_r + \frac{1}{2} + \frac{\operatorname{sgn} k}{4} + \frac{1}{\pi}\left(\arccos[\alpha/|k|] - \alpha\right)$. Порівняння (1) з результатами числового розв'язання рівняння Дірака показує, що квазікласична асимптотика (1), формально справедлива лише для збуджених станів з $n_r \gg 1$, забезпечує прийнятну точність обчислень навіть для станів з $n_r \sim 1$.

[1] V.D.Mur, V.S.Popov, Yu.A.Simonov and V.P.Yurov, ЖЭТФ **105**, 3 (1994).
[2] V.V.Rubish, V.Yu.Lazur, O.K.Reity, S.Chalupka, M.Salak, Czech. J. Phys. **54**, 897 (2004).