

形成 η 介子核束缚态的可能性*

柳 继 锋

(广西师范大学物理系, 桂林)

沈 建 平 厉 光 烈

(中国科学院高能物理研究所, 北京)

摘 要

本文使用多体问题的标准格林函数方法研究 η 介子核束缚态的形成. 我们的计算结果表明, 耦合常数及谐振子势在物理合理的范围内, 确实有可能形成 η 介子核 $^{16}\text{O}_\eta$ 的束缚态, 这主要是由于 $\eta\text{NN}^*\left(\frac{1}{2}, \frac{1}{2}^-\right)$ 相互作用是吸引的. 但是, 束缚态宽度 Γ 比结合能 B_E 大, 这将给观测束缚态带来困难.

一、引 言

通常, 由于 ηNN 相互作用甚弱, 一般认为在核物质内不会存在 η 介子自由度. 但是, 在高能 π -核碰撞实验中已经观察到有 η 介子产生^[1], Bhalariao 和 Liu^[2] 对 $\pi\text{N} \rightarrow \eta\text{N}$ 反应截面的理论分析也表明, η 介子在 πN 反应中可通过形成核子共振态 $\text{N}^*(1535)$ 而产生, 且 ηNN^* 耦合常数并不小. 不久前, Haider 和 Liu^[3] 利用由文献[2]给出的 $t_{\eta\text{N}}$ 矩阵所导出的 η -核光学势, 通过求解三维相对论波动方程, 进而发现, η 介子有可能束缚在一些原子核中. 他们还指出, 形成 η 介子核束缚态的关键在于 $\text{N}^*(1535) \rightleftharpoons \eta\text{N}$ 的 S_{11} 道强相互作用是吸引的, 这里 $\text{N}^*(1535)$ 是 $(I, J^P) = \left(\frac{1}{2}, \frac{1}{2}^-\right)$ 的核子共振态, 其质量和平均宽度分别为 $M_{\text{N}^*} = 1535\text{MeV}$ 和 $\Gamma_{\text{N}^*} = 150\text{MeV}$. 如果 Haider 和 Liu 预言的 η 介子核确实存在, 那么, 不仅又多了一类核物质新形态, 而且, 由于 η 介子核与 $\pi(\text{K})$ 介原子不同, 其中的 η 介子是束缚在一个核轨道上, 因此, 研究它还可为我们提供有关 ηN 相互作用的新知识. 鉴于研究 η 介子核有如此重要的意义, 有必要更好地理解 η 介子核的形成机制. 为此, 我们采用与 Haider 和 Liu 完全不同的方式, 重新分析了形成 η 介子核束缚态的可能性.

以 η 介子核 $^{16}\text{O}_\eta$ 为例, η 介子在 $^{16}\text{O}_\eta$ 中的结合能 E_B 可表示为

$$E_B = m_\eta - \varepsilon_0, \quad (1)$$

其中

本文 1990 年 3 月 30 日收到.

* 国家自然科学基金资助课题.

$$\varepsilon_0 = E_0(^{16}\text{O}_\eta) - E_0(^{16}\text{O}), \quad (2)$$

即 η 介子核 $^{16}\text{O}_\eta$ 和普通原子核 ^{16}O 的基态能量之差, $m_\eta = 548.8\text{MeV}$ 是 η 介子的静止质量. 在本文中, 我们利用标准格林函数方法通过自洽求解 η 介子的自能来计算 ε_n (详见第二节). 在计算中, 我们假设: (1) 对 η 介子自能的主要贡献来自 N^*N 中间态, 其中 N^* 是 $(I, J^P) = \left(\frac{1}{2}, \frac{1}{2}^\pm\right)$ 的核子共振态; (2) 在 η 介子核 $^{16}\text{O}_\eta$ 内, η 、 N 和 N^* 分别在各自的平均场中独立地运动. 为简单起见, 这些平均场被取为唯象谐振子势: $U(r) = \frac{1}{2} m\omega^2 r^2$. 我们的计算结果表明, 确实有可能形成 η 介子核 $^{16}\text{O}_\eta$ 的束缚态. 这主要是因为 $\eta\text{NN}^*\left(\frac{1}{2}, \frac{1}{2}^-\right)$ 相互作用是吸引的. 这结果与 Haider 和 Liu 的结论是一致的, 但是我们所采用的 ηN 相互作用与他们的是不同的, 而且, 我们的结果有助于提供有关 η 介子核束缚态结构知识.

二、公 式

η 介子的单粒子格林函数可表示为

$$G_\eta(t' - t) = \langle \Psi_0 | T \{ \Phi(t') \Phi^\dagger(t) \} | \Psi_0 \rangle, \quad (3)$$

这里 Φ^\dagger 和 Φ 分别是在海森堡绘景中 η 介子的产生和消灭算符, Ψ_0 表示 ^{16}O 的基态. 若用 $G_\eta(\omega)$ 表示 $G_\eta(t' - t)$ 的傅里叶变换, 则 η 介子核 $^{16}\text{O}_\eta$ 激发态(用量子数 n 标记)相对于 ^{16}O 基态的激发能 ε_n 可作为 $G_\eta(\omega)$ 的极点得到, 而 $G_\eta(\omega)$ 的极点可通过求解下列的自洽的久期方程定出^[4]:

$$\begin{cases} \varepsilon_n(\omega) = h_\eta + \Gamma(\omega), \\ \omega = \varepsilon_n(\omega), \end{cases} \quad (4)$$

这里 h_η 是 η 介子在 ^{16}O 中的相对论单粒子能量, $\Gamma(\omega)$ 是不可约自能图的贡献. 在图 1 中, (b) 和 (c) 就是包含中间态 (N^*N) 的最低级不可约自能图.

假设 η 、 N 和 N^* 分别在各自的平均场中独立地运动, 并用谐振子势唯象地表示这些平均场

$$U_i(r) = \frac{1}{2} m_i \omega_i^2 r^2, \quad (i = \eta, \text{N} \text{ 或 } \text{N}^*), \quad (5)$$

则 h_η 是 η 介子所满足的 Klein-Gordon 方程:

$$[-\nabla^2 + (m_\eta + U_\eta(r))^2] \phi(\vec{r}) = h_\eta^2 \phi(\vec{r}) \quad (6)$$

的能量本征值. N 和 N^* 的相对论单粒子能量和波函数由 Dirac 方程:

$$[\gamma_0 h_\alpha + i\vec{\gamma} \cdot \vec{\nabla} - (m_\alpha + U_\alpha(r))] \phi_\alpha(\vec{r}) = 0 \quad (\alpha = \text{N} \text{ 或 } \text{N}^*) \quad (7)$$

确定. 如何选取(5)式中的谐振子频率 ω_η 、 ω_N 和 ω_{N^*} 将在后面讨论.

现在, 利用文献[5, 6]给出的公式计算与图 1 (b) 和 (c) 相应的 $\Gamma(\omega)$. 以图 1 (b) 为例, 有

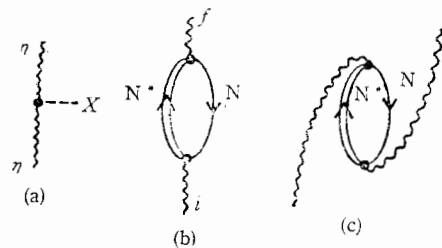


图 1 η 介子顶角函数的不可约图

$$\Gamma_b(\omega) = \sum_m \frac{\langle j | H(0) | m \rangle \langle m | H(0) | i \rangle}{\omega - E_m + i0^+}, \quad (8)$$

其中

$$H(t) = \int d\vec{x} \left[i\sqrt{4\pi}g_{\eta NN^*} \bar{\Psi}_{N^*}(\vec{r}, t) \left(\gamma_5 \right) \Psi_N(\vec{r}, t) \Phi(\vec{r}, t) \right] + h.c. \quad (9)$$

是描写 ηNN^* 强相互作用的哈密顿量。在本文的计算中, N^* 只取 $(I, J^P) = \left(\frac{1}{2}, \frac{1}{2}^\pm\right)$ 和 $N^* \rightarrow N\eta$ 分枝比大于 25% 的那些核子共振态。(9)式中的 Dirac 矩阵 γ_5 和单位矩阵 I 分别相应于 $J^P = \frac{1}{2}^+$ 和 $\frac{1}{2}^-$ 的 N^* 。中间态能量 $E_m = h_{N^*} - h_N$, 这里 $h_{N^*(N)}$ 是(7)式给出的 $N^*(N)$ 的相对论单粒子能量。显然 $h_{N^*(N)}$ 依赖于 $\omega_{N^*(N)}$ 。对于 ω_N , 我们可近似取作 ^{16}O 核中核子的谐振子频率, 即 $\hbar\omega_N = 16\text{MeV}$ 。至于 ω_{N^*} , 由于我们对 N^*N 相互作用知道得很少, 故只能把它看作为一个可调参数。另外, 由于 N^* 是平均宽度约为 100MeV 的核子共振态, 因此, 我们在 h_{N^*} 中附加一个经验宽度, 其值取自 Particle Data Group^[7]。这样, 方程(4)变成一个复本征值方程。当然, 这只是处理 $N^*(N)$ 相对论单粒子运动的一种近似方法。与图 1(c) 相应的 $\Gamma_c(\omega)$ 的计算公式和(8)式相类似, 只是中间态能量 $E_m = (2h_\eta + h_{N^*} - h_N)$, 这里 h_η 是 η 介子的相对论单粒子能量。由于在确定 $\phi(\vec{r})$ 和 h_η 时引入一个平均场 $U_\eta(r)$, 因此, 在(4)式中还应包含带有一个 U_η 顶点的图, 即图 1(a), 以扣除平均场的贡献。

现在我们来讨论如何求解方程(6)和(7)。首先在球坐标系中展开 η 介子的标量波函数 $\phi(\vec{r})$ 和 $N^*(N)$ 的狄拉克旋量波函数 $\phi_a(\vec{r})$:

$$\phi(\vec{r}) \rightarrow \phi_{nLM}(r, \theta, \varphi) = \frac{1}{r} R_{nL}(r) Y_{LM}(\theta, \varphi), \quad (10)$$

和

$$\phi_a(\vec{r}) \rightarrow \phi_{anlijm\tau}(r, \theta, \varphi) = \frac{1}{r} \left(\begin{array}{c} ig_{anlij}(r) y_{lijm\tau}(\theta, \varphi) \\ \vec{\sigma} \cdot \hat{r} f_{anlij}(r) y_{lijm\tau}(\theta, \varphi) \end{array} \right), \quad (11)$$

其中

$$y_{lijm}(\theta, \varphi) = \sum_s C_{lm-s, \frac{1}{2}s}^i Y_{l, m-s}(\theta, \varphi) \chi_s \chi_c. \quad (12)$$

然后, 将(10)和(11)式分别代入方程(6)和(7), 得

$$R''_{nL}(r) + \left\{ h_{\eta nL}^2 - [U_\eta(r) + m_\eta]^2 - \frac{L(L+1)}{r^2} \right\} R_{nL}(r) = 0, \quad (13)$$

和

$$g'_{anlij}(r) = [U_a(r) + h_{anlij}] f_{anlij}(r) - \frac{K}{r} g_{anlij}(r), \quad (14)$$

$$f'_{anlij}(r) = [U_a(r) - h_{anlij}] g_{anlij}(r) + \frac{K}{r} f_{anlij}(r),$$

这里 $K = \pm \left(j + \frac{1}{2}\right)$ 分别对应于 $j = l \mp \frac{1}{2}$; $g_{anlij}(r)$ 和 $f_{anlij}(r)$ 满足归一化条件:

$$\int_0^{\infty} dr [g_{\alpha n i j}^2(r) + f_{\alpha n i j}^2(r)] = 1. \quad (15)$$

引入变换^[3]

$$\tilde{g}_{\alpha n i j}(r) = [u_{\alpha}(r) + h_{\alpha n i j}]^{-\frac{1}{2}} g_{\alpha n i j}(r), \quad (16)$$

其中 $u_{\alpha}(r) = U_{\alpha}(r) + m_{\alpha}$, 联立方程(14)便可简化为二阶常微分方程

$$\begin{aligned} \tilde{g}_{\alpha n i j}''(r) + \left\{ \frac{u_{\alpha}''(r)}{2[h_{\alpha n i j} + u_{\alpha}(r)]} - \frac{3}{4} \left[\frac{u_{\alpha}'(r)}{h_{\alpha n i j} + u_{\alpha}(r)} \right]^2 - \left[\frac{u_{\alpha}'(r)}{h_{\alpha n i j} + u_{\alpha}(r)} \right] \cdot \frac{K}{r} \right. \\ \left. + [E_{\alpha n i j}^2 - u_{\alpha}^2(r)] - \frac{l(l+1)}{r^2} \right\} \tilde{g}_{\alpha n i j}(r) = 0. \end{aligned} \quad (17)$$

这样, 方程(13)和(17)均具有以下形式

$$U''(r) + A(r)U(r) = 0. \quad (18)$$

这类方程可用 Blatt 提出的数值方法求解^[9].

最后, 我们给出(8)式中哈密顿量矩阵元的计算公式. 以图 1(b)为例, 初态 $|i\rangle$ 、末态 $|f\rangle$ 和 (N^*N^{-1}) 中间态 $|m\rangle$ 分别为

$$\begin{aligned} |i\rangle = |f\rangle = |\eta, nLM\rangle, \\ |m\rangle = |[N^*, n_1l_1j_1], (N, n_2l_2j_2)^{-1}L, M; T=0\rangle, \end{aligned} \quad (19)$$

其中 T 是总同位旋. 用 Kuo 等^[10]提出的角动量耦合方法, 由(9)式可以得到

(i) 对正宇称的核子共振态 $N^*\left(\frac{1}{2}, \frac{1}{2}^+\right)$

$$\begin{aligned} \langle m|H(0)|i\rangle = i\sqrt{4\pi}g_{NN^*\eta}[2h_{\eta nL} \cdot (2L+1)]^{-1/2} \\ \cdot [I(n_1l_1n_2l_2nL)\langle l_1j_1|L|l_2j_2\rangle^0 + I(n_2l_2n_1l_1nL)\langle l_1j_1|L|l_2j_2\rangle^0], \end{aligned} \quad (20)$$

(ii) 对负宇称的核子共振态 $N^*\left(\frac{1}{2}, \frac{1}{2}^-\right)$

$$\begin{aligned} \langle m|H(0)|i\rangle = i\sqrt{4\pi}g_{NN^*\eta}[2h_{\eta nL} \cdot (2L+1)]^{-1/2} \\ \cdot [J(n_1l_1n_2l_2nL)\langle l_1j_1|L|l_2j_2\rangle^0 - K(n_1l_1n_2l_2nL)\langle l_1j_1|L|l_2j_2\rangle^0], \end{aligned} \quad (21)$$

其中径向积分

$$I(n_1l_1n_2l_2nL) = -i \int \frac{dr}{r} f_{n_1l_1j_1}(r)g_{n_2l_2j_2}(r)R_{nL}(r), \quad (22)$$

$$J(n_1l_1n_2l_2nL) = \int \frac{dr}{r} g_{n_1l_1j_1}(r)g_{n_2l_2j_2}(r)R_{nL}(r), \quad (23)$$

和

$$K(n_1l_1n_2l_2nL) = \int \frac{dr}{r} f_{n_1l_1j_1}(r)f_{n_2l_2j_2}(r)R_{nL}(r), \quad (24)$$

式中的径向波函数 f 、 g 和 R 分别求解方程(13)和(14)得到. 交叉耦合标量矩阵元为

$$\langle l_1j_1|L|l_2j_2\rangle^0 = \frac{1}{\sqrt{4\pi}} (-1)^{j_2 - \frac{1}{2} - L} \hat{l}_1 \hat{l}_2 \hat{l}_2 \hat{l}_2 \frac{1}{2}$$

$$\cdot C_{l_1 l_2 l_0}^{l_0} W\left(l_1 l_2 j_1 j_2; L \frac{1}{2}\right), \quad (25)$$

这里 $\hat{l} = (2l + 1)^{\frac{1}{2}}$, C 是 Clebsch-Gordan 系数, W 是 Racah 系数.

三、结果和讨论

利用上述的格林函数方法和图 1 给出的顶点函数, 我们在各种物理条件下计算了处在 ^{16}O 的 $0S$ 轨道上的 η 介子的结合能 E_B .

为了讨论形成 η 介子核 $^{16}\text{O}_\eta$ 束缚态与 ηNN^* 相互作用的关系, 我们首先分别利用 $\text{N}^*\left(\frac{1}{2}, \frac{1}{2}^+\right)$ 和 $\text{N}^*\left(\frac{1}{2}, \frac{1}{2}^-\right)$ 来计算 (4) 式中的自能项 $\Gamma(\omega)$. 计算结果列在表 1 中. 为了便于与 Haider 和 Liu 的结果相比较, N^* 的质量和 ηNN^* 耦合常数选用文献 [2] 中给出的两组数值. 至于 N^* 和 η 平均场的谐振子的频率, 我们假设它们与核子 N 的平均场的谐振子频率一样, 即 $\hbar\omega_\eta = \hbar\omega_{\text{N}^*} = \hbar\omega_{\text{N}} = 16\text{MeV}$. 从表 1 可以看到, 对 N^*

表 1

共振态	$m_{\text{N}^*}(\text{MeV})$	$g_{\eta\text{NN}^*}^2$	$\text{Re}(e_0)(\text{MeV})$
$\text{N}^*\left(\frac{1}{2}, \frac{1}{2}^+\right) P_{11}$	1589	0.0713	572.48
	1665	0.0930	572.48
$\text{N}^*\left(\frac{1}{2}, \frac{1}{2}^-\right) S_{11}$	1608	0.3795	532.98
	2088	0.5914	554.88

$\left(\frac{1}{2}, \frac{1}{2}^-\right)$, η 介子束缚在 ^{16}O 的 $0S$ 轨道上是可能的, 但对 $\text{N}^*\left(\frac{1}{2}, \frac{1}{2}^+\right)$, 则不行. 因此, 我们得出结论: $\text{N}^*\left(\frac{1}{2}, \frac{1}{2}^-\right) \rightleftharpoons \eta\text{N}$ 的 S_{11} 道吸引相互作用对形成 η 介子核 $^{16}\text{O}_\eta$ 束缚态至关重要. 这与 Haider 和 Liu 的结论是一致的. 但是应当指出, E_B 对 ηNN^* 的耦合常数 $g_{\eta\text{NN}^*}^2$ 是很敏感的, 以只考虑负宇称态 $\text{N}^*(1608)$ 为例, 表 2 列出了选取不同

表 2

$g_{\eta\text{NN}^*}^2\left(\frac{1}{2}, \frac{1}{2}^-\right)$	$e_0(\text{MeV})$
0.48	524.11
0.43	528.44
0.3795	532.98
0.33	537.60
0.28	542.45

的 $g_{\eta\text{NN}^*}^2\left(\frac{1}{2}, \frac{1}{2}^-\right)$ 值计算得到的 E_B (其它参数同表 1). 从表 2 中可以看到, E_B 随 $g_{\eta\text{NN}^*}^2\left(\frac{1}{2}, \frac{1}{2}^-\right)$ 减小而很快减小. 但是耦合常数在相当大的范围内作合理的选取, 对

$N^*(\frac{1}{2}, \frac{1}{2}^-)$, η 介子束缚在 ^{16}O 的 $0S$ 轨道上都是可能的. 因此, 我们的理论计算表明由 $N^*(\frac{1}{2}, \frac{1}{2}^-) \rightleftharpoons \eta N$ 的 S_{11} 道吸引相互作用形成 $^{16}\text{O}_\eta$ 束缚态是可信的.

当然, 上面我们假设的谐振子势 U_η , U_{N^*} 和 U_N 有相同的频率, 显然是很牵强的. 下面, 我们将进一步讨论 η 介子在 ^{16}O 的 $0S$ 轨道上的结合能 E_B 与平均场 U_η 和 U_{N^*} 的关系. 由于实验上发现 η_{NN} 相互作用不强, 故对 η 介子应引入弱的平均场, 至于 N^* , 由于缺乏有关 NN^* 相互作用的知识, 因此将把 $\hbar\omega_{N^*}$ 看作一个可调参数. 在保持 $\hbar\omega_N = 16\text{MeV}$, 对 $\hbar\omega_\eta$ 取不同的值下, 我们计算了 E_B 与 $\hbar\omega_{N^*}$ 的关系. 计算结果画在图 2 上. 为了更好地符合实际情况, 计算中选用 N^*

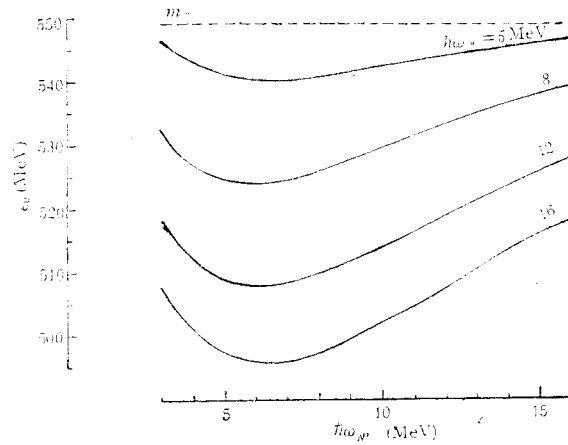


图 2 η 介子激发能 ε_0 对谐振子平均场 ω_η 和 ω_{N^*} 的依赖关系

的质量宽度取自 Particle Data Group^[7] 但耦合常数 $g_{\eta NN^*}^2$ 仍取自文献[2], 顺便指出我们在计算中发现, E_B 对 N^* 质量的变化并不敏感. 从图 2 可以看到, 对于给定的 ω_η , E_B 在 $\hbar\omega_{N^*} = 6-7\text{MeV}$ 处达到最大值. 鉴于在原子核壳层模型中 $\hbar\omega \sim \frac{1}{M}$ 而 $M_{N^*}/M_N \sim 2$, 上述结果似乎表明 N^*N 相互作用比 NN 相互作用稍弱, 这个结果显然是令人感兴趣的. 另外, 从图 2 还可以看到, E_B 随 $\hbar\omega_\eta$ 的增加而增加. 在取 $\hbar\omega_N = 16\text{MeV}$, $\hbar\omega_{N^*} =$

表 3

$\hbar\omega_\eta(\text{MeV})$	$E_B(\text{MeV})$	$\Gamma(\text{MeV})$
3.0	0.77	18.80
4.0	4.20	31.41
5.0	9.13	41.90
6.0	14.65	49.28
7.0	20.04	54.26
8.0	25.04	57.75
9.0	29.63	60.34
10.0	33.83	62.35
11.0	37.70	63.97
12.0	41.28	65.32
13.0	44.59	66.47
14.0	47.66	67.48
15.0	50.53	68.37
16.0	53.21	69.17

6MeV下, E_B 与 $\hbar\omega_\eta$ 的关系给在表3中. 显见, 即使在 ^{16}O 中作用于 η 介子的平均场很弱时 ($U_\eta \sim 3.0\text{MeV}$), E_B 仍小于0, 形成 η 介子核 $^{16}\text{O}_\eta$ 束缚态仍然是可能的. 但是, 由表3可以看出, $^{16}\text{O}_\eta$ 的束缚态的宽度 Γ 比结合能 E_B 要大些, 这将对实验上观测束缚态带来一定困难. 这个结果与文献[11]定性相符.

综上所述, 由于 $\eta\text{NN}^* \left(\frac{1}{2}, \frac{1}{2}^- \right)$ 相互作用是吸引的, 而且甚强, 因此 η 介子有可能通过形成粒子 (N^*)-空穴 (N^{-1}) 态束缚于原子核中. 也就是说, η 介子有可能在原子核中不断重复如下的衰变和复合过程: $\eta \rightleftharpoons \text{N}^*\text{N}^{-1}$, 从而形成 η 介子核束缚态. 当然, 这个结论正确与否还有待实验验证. 我们认为, 通过中能 π 核反应, 例如: $\pi^+ + ^{16}\text{O} \rightarrow ^{16}\text{O}_\eta \rightarrow ^{15}\text{O} + \text{p}$, 有可能观测到 η 介子核 $^{16}\text{O}_\eta$. 若果真如此, 测量 $^{16}\text{O}_\eta$ 激发态的能量和宽度可提供有关核物质中 ηNN^* 相互作用的知识.

作者对姜焕清同志所予以的有益讨论深表感谢.

参 考 文 献

- [1] J. C. Peng, Hadronic Probes and Nuclear Interactions, *AIP Conf. Proc.*, No. 133 (AIP, New York, 1985), p. 255.
- [2] R. S. Bhalerao and L. C. Liu, *Phys. Rev. Lett.*, 54(1985), 865.
- [3] Q. Haider and L. C. Liu, *Phys. Lett.*, B172(1986), 257; *Phys. Rev.*, C34(1986), 1845.
- [4] S. S. Wu and T. T. S. Kuo, *Nucl. Phys.*, A430(1984), 110.
- [5] G. L. Li, K. K. Ng and T. T. S. Kuo, *Phys. Rev.*, C25(1982), 2877.
- [6] K. Holinde, *Phys. Rep.*, 68c(1981), 121.
- [7] Particle Data Group, Review of Particle Properties, *Phys. Lett.*, B170(1986), 31.
- [8] R. Brockmann et al., Quark dynamics at intermediate energies, Internal Report, Regensburg (1981).
- [9] J. M. Blatt, *J. comput. Phys.*, 1(1967), 382.
- [10] T. T. S. Kuo, J. Shurpin, K. C. Tam, E. Osnes and P. J. Ellis, *Ann. Phys.*, (NY), 132(1981), 237.
- [11] H. C. Chiang, E. Oset, to be published.

POSSIBILITY ON FORMATION OF η -MESON NUCLEUS BOUND STATES

LIU JIFENG

(Dept. of Physics, Guangxi Normal University, Guilin)

SHEN JIANPING LI GUANGLIE

(Institute of High Energy Physics, Academia Sinica, Beijing)

ABSTRACT

The formation of η -meson-nucleus bound states is investigated, using a standard Green's function of many-body problems. Within physically reasonable range of the parameters (coupling constants and harmonic oscillator potentials), we find that the η - ^{16}O bound state is indeed possible and depends crucially on the $\eta\text{NN}^* \left(\frac{1}{2}, \frac{1}{2}^- \right)$ interaction being attractive. Our results indicate that the widths Γ are larger than the η binding energy in $^{16}\text{O}_\eta$, which would make the observation of such states difficult.