

# $\eta$ -N 相互作用势和 $\eta$ 介子在核物质中的 单粒子位阱深度\*

柳继锋 伍培云

(广西师范大学物理系, 桂林 541001)

沈建平 厉光烈

(中国科学院高能物理研究所, 北京 100039)

## 摘 要

本文由量子场论出发, 考虑  $N^* \rightleftharpoons N\eta$  衰变方式, 导出  $\eta$ -N 相互作用势, 然后利用这种势计算了  $\eta$ -N S 波弹性散射长度以及  $\eta$  介子在核物质中的单粒子位阱深度. 得到的结果表明, 散射长度  $a_0$  的理论值与实验分析得出的数值定性符合,  $\eta$  介子在核物质中的单粒子位阱深度的理论值与现有文献在有限核上的理论预计值相符合.

## 一、引 言

众所周知, 在传统核物理中,  $\eta$  介子所扮演的角色与  $\pi$  介子相比, 重要性要差得多. 由于  $\eta$ NN 耦合常数比较小, 人们对核物质中  $\eta$  介子自由度重视不够. 但是近几年的实验结果表明  $\eta$  介子有可能束缚在原子核内<sup>[1]</sup>, 理论上也有人<sup>[2,3]</sup> 预言可能存在  $\eta$  介子核. 这方面的工作已经引起核物理学家的兴趣.

Haider 和 Liu 首先预言在  $\eta$  介子和一些较重的原子核 ( $A \geq 12$ ) 之间有形成束缚态的可能性<sup>[2]</sup>, 按照他们的理论分析, 束缚态的形成主要与以下事实密切相关:  $N^*(1535) \rightleftharpoons \eta N$  的  $S_{11}$  道强相互作用是吸引的, 其中  $N^*(1535)$  是具有  $(I, J^P) = \left(\frac{1}{2}, \frac{1}{2}^-\right)$  的  $\pi N$  共振态, 其质量和平均宽度分别为  $m_{N^*} = 1535\text{MeV}$  和  $\Gamma = 150\text{MeV}$ . 稍后, 我们采用核多体理论中的标准格林函数方法计算了  $\eta$  介子核  $^{16}\text{O}_\eta$  的结合能<sup>[3,4]</sup>, 得到了与上述工作相类似的结论.

鉴于现有的理论, 无论是用  $\eta$ -核光学势方法<sup>[2]</sup> 还是用多体格林函数方法计算  $\eta$  介子束缚态的结合能, 其中的相互作用都有未确定的因素, 为了进一步探讨形成  $\eta$ -核束缚态的可能性, 澄清束缚态的形成机制, 本文由量子场论出发, 考虑  $N^* \rightleftharpoons N\eta$  衰变方式, 导出  $\eta$ -N 相互作用势. 作为初步检验, 我们使用这种势计算了  $\eta$ -N S 波弹性散射长度以及

本文 1990 年 8 月 11 日收到.

\* 国家自然科学基金资助项目.

$\eta$  介子在核物质中的单粒子位阱深度。

在第二节里,比较详细地给出动量空间  $\eta$ -N 势的推导;在第三节里,使用反应矩阵方法由所得到的  $\eta$ -N 势计算了  $\eta$ -N S 波散射长度  $a_0$ ;在第四节里,使用  $g$  矩阵方法计算  $\eta$  介子在核物质中的单粒子位阱深度  $D_\eta$ ;最后在第五节里给出本文的结论。

## 二、 $\eta$ -N 相互作用势

我们用量子场论中的微扰方法,考虑  $N^* \rightleftharpoons N\eta$  衰变方式(见图 1),来导出  $\eta$ -N 相互作用势。

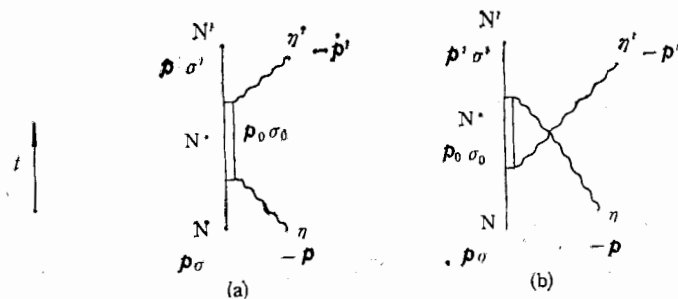


图 1

按照微扰理论,二顶角费曼图 1 的散射振幅的表达式如下:

$$\begin{aligned} V_{\eta N}^{(1)} &= T_{\eta N}^{(1)} \\ &= \sum_{m_a} \langle f | H_{NN^*\eta} | m_a \rangle \frac{1}{E_i - E_{m_a}} \langle m_a | H_{NN^*\eta} | i \rangle \\ &\quad + \sum_{m_b} \langle f | H_{NN^*\eta} | m_b \rangle \frac{1}{E_i - E_{m_b}} \langle m_b | H_{NN^*\eta} | i \rangle, \end{aligned} \quad (1)$$

上式中第一、二项分别对应图 1(a)、(b);对于中间态  $N^*$ ,我们选取  $N^* \rightleftharpoons \eta N$  分枝比较大的核子共振态<sup>[5]</sup>:  $N^*(1535)$  和  $N^*(1710)$ , 它们的  $(I, J^P)$  和分枝比分别为  $(\frac{1}{2}, \frac{1}{2}^-)$  (45~55%) 和  $(\frac{1}{2}, \frac{1}{2}^+)$  ( $\sim 25\%$ )。

为了方便,利用质心坐标系计算图 1,它们初、末态和中间态的动量及自旋量子数已在图中标记出。(1)式的初态  $|i\rangle$ 、末态  $|f\rangle$  和中间态  $|m_a\rangle$ 、 $|m_b\rangle$  可分别表示为:

$$\begin{cases} |i\rangle = a_{\sigma\tau}^+(\mathbf{p})\alpha^+(-\mathbf{p})|0\rangle, \\ |f\rangle = a_{\sigma'\tau'}^+(\mathbf{p}')\alpha^+(-\mathbf{p}')|0\rangle, \\ |m_a\rangle = a_{\sigma_0\tau_0}^+(\mathbf{p}_0)|0\rangle, \\ |m_b\rangle = a_{\sigma_0\tau_0}^+(\mathbf{p}_0)\alpha^+(-\mathbf{p})\alpha^+(-\mathbf{p}')|0\rangle, \end{cases} \quad (2)$$

在此,初、末态的能量及中间态的能量分别为:

$$\begin{cases} E_i = E_N + E_\eta, \\ E_f = E_{N'} + E_{\eta'}, \\ E_{m_a} = E_{N^*}, \\ E_{m_b} = E_{N^*} + E_\eta + E_{\eta'}, \end{cases} \quad (3)$$

其中  $E_N = \sqrt{m_N^2 + p^2}$ ,  $E_{N'} = \sqrt{m_{N'}^2 + p'^2}$ ,  $E_{N^*} = \sqrt{m_{N^*}^2 + p_0^2}$ ,  $E_\eta = \sqrt{m_\eta^2 + p^2}$ ,  $E_{\eta'} = \sqrt{m_{\eta'}^2 + p'^2}$ ;  $m_N$ 、 $m_{N^*}$  和  $m_\eta$  分别为核子、核子共振态和  $\eta$  介子的质量。

对于  $N^* \rightleftharpoons \eta N$  过程, 其哈密顿量密度为:

$$\mathcal{H}_{NN^*\eta} = i\sqrt{4\pi} g_{NN^*\eta} \left[ \bar{\psi}_{N^*} \begin{pmatrix} I \\ \gamma_5 \end{pmatrix} \psi_N \varphi_\eta + \bar{\psi}_N \begin{pmatrix} -I \\ \gamma_5 \end{pmatrix} \psi_{N^*} \varphi_\eta \right], \quad (4)$$

在上式中, 对  $J^P = \frac{1}{2}^-$  的  $N^*(1535)$  用单位矩阵  $I$ ; 对  $J^P = \frac{1}{2}^+$  的  $N^*(1710)$  用 Dirac  $\gamma_5$  矩阵; 这里  $\psi_{N(N^*)}$  是核子(核子共振态)的场量:

$$\begin{cases} \psi_{N(N^*)}(t=0) = \frac{1}{\sqrt{\Omega}} \sum_{\mathbf{k}\lambda} a_\lambda(\mathbf{k}) u_\lambda(\mathbf{k}) e^{i\mathbf{k}\cdot\mathbf{r}}, \\ u_\lambda(\mathbf{k}) = \sqrt{\frac{m+E}{2E}} \begin{pmatrix} 1 \\ \boldsymbol{\sigma}\cdot\mathbf{k} \\ m+E \end{pmatrix} \chi_\lambda, \end{cases} \quad (5)$$

其中  $a_\lambda(\mathbf{k})$  代表粒子的消灭算符, 附标  $\lambda$  为自旋的量子数,  $\mathbf{k}$  为粒子的动量。应当指出, 这里我们只考虑核子与  $\eta$  介子之间的相互作用, 故略去了反核子的贡献。  $\varphi_\eta$  是介子场量:

$$\begin{cases} \varphi_\eta(t=0) = \frac{1}{\sqrt{\Omega}} \sum_{\mathbf{q}} \frac{1}{\sqrt{2\omega_q}} [\alpha(\mathbf{q}) e^{i\mathbf{q}\cdot\mathbf{r}} + \alpha^+(\mathbf{q}) e^{-i\mathbf{q}\cdot\mathbf{r}}], \\ \omega_q = \sqrt{m_\eta^2 + q^2}, \end{cases} \quad (6)$$

这里  $\mathbf{q}$  是介子的动量,  $\alpha^+(\mathbf{q})$  和  $\alpha(\mathbf{q})$  分别代表  $\eta$  介子的产生与消灭算符,  $\Omega$  为归一化体积元。

因此  $\eta N$  散射过程的哈密顿量为:

$$\begin{aligned} H_{NN^*\eta} &= \int d\mathbf{r} \mathcal{H}_{NN^*\eta}(t=0) \\ &= i\sqrt{4\pi} g_{NN^*\eta} \frac{1}{\sqrt{\Omega}} \sum_{\mathbf{k}^*\lambda^*} \sum_{\mathbf{k}\lambda} \sum_{\mathbf{q}} \frac{1}{\sqrt{2\omega_q}} \\ &\quad \cdot \left\{ \bar{u}_{\lambda^*}(\mathbf{k}^*) \begin{pmatrix} I \\ \gamma_5 \end{pmatrix} u_\lambda(\mathbf{k}) a_{\lambda^*}^+(\mathbf{k}^*) a_\lambda(\mathbf{k}) \alpha(\mathbf{q}) \delta_{\mathbf{q}, \mathbf{k}^* - \mathbf{k}} \right. \\ &\quad + \bar{u}_{\lambda^*}(\mathbf{k}^*) \begin{pmatrix} I \\ \gamma_5 \end{pmatrix} u_\lambda(\mathbf{k}) a_{\lambda^*}^+(\mathbf{k}^*) a_\lambda(\mathbf{k}) \alpha^+(\mathbf{q}) \delta_{\mathbf{q}, \mathbf{k} - \mathbf{k}^*} \\ &\quad + \bar{u}_\lambda(\mathbf{k}) \begin{pmatrix} -I \\ \gamma_5 \end{pmatrix} u_{\lambda^*}(\mathbf{k}^*) a_{\lambda^*}^+(\mathbf{k}^*) a_\lambda(\mathbf{k}) \alpha(\mathbf{q}) \delta_{\mathbf{q}, \mathbf{k} - \mathbf{k}^*} \\ &\quad \left. + \bar{u}_\lambda(\mathbf{k}) \begin{pmatrix} -I \\ \gamma_5 \end{pmatrix} u_{\lambda^*}(\mathbf{k}^*) a_{\lambda^*}^+(\mathbf{k}^*) a_\lambda(\mathbf{k}) \alpha^+(\mathbf{q}) \delta_{\mathbf{q}, \mathbf{k}^* - \mathbf{k}} \right\}, \quad (7) \end{aligned}$$

(7) 式中的四项分别与图 2 中的四个顶角函数相对应。利用该式不难计算出这些顶角的

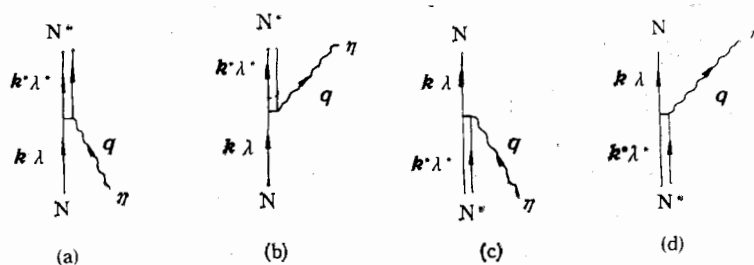


图 2

相互作用矩阵元。再由(1)式,可以得到图 1(a)、(b)对  $\eta$ -N 相互作用势的贡献分别为:

$$\begin{aligned} & \langle \mathbf{p}'\sigma' | V | \mathbf{p}\sigma \rangle_a \\ &= \frac{2\pi}{Q} g_{NN^*\eta}^2 H_a^{(-)} \delta_{\sigma'\sigma} \\ &+ \frac{2\pi}{Q} g_{NN^*\eta}^2 H_a^{(+)} \chi_{\sigma'}^+ \frac{(\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{p}')(\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{p})}{W_{N'} W_N} \chi_{\sigma}, \end{aligned} \quad (8a)$$

$$\begin{aligned} & \langle \mathbf{p}'\sigma' | V | \mathbf{p}\sigma \rangle_b \\ &= \frac{2\pi}{Q} g_{NN^*\eta}^2 H_b^{(-)} \chi_{\sigma'}^+ \left[ 1 - \frac{(\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{p}') \boldsymbol{\sigma} \cdot (\mathbf{p}' + \mathbf{p})}{W_{N'} W_{N^*}} \right] \left[ 1 + \frac{\boldsymbol{\sigma} \cdot (\mathbf{p}' + \mathbf{p})(\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{p})}{W_N W_{N^*}} \right] \chi_{\sigma} \\ &+ \frac{2\pi}{Q} g_{NN^*\eta}^2 H_b^{(+)} \chi_{\sigma'}^+ \left[ \frac{\boldsymbol{\sigma} \cdot (\mathbf{p}' + \mathbf{p})}{W_{N^*}} - \frac{\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{p}'}{W_{N'}} \right] \\ &\cdot \left[ \frac{\boldsymbol{\sigma} \cdot (\mathbf{p}' + \mathbf{p})}{W_{N^*}} - \frac{\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{p}}{W_N} \right] \chi_{\sigma}, \end{aligned} \quad (8b)$$

其中

$$\begin{cases} H_a^{(\mp)} = \sqrt{\frac{1}{\omega_p' \omega_p}} \sqrt{\frac{m_N + E_{N'}}{2E_{N'}}} \sqrt{\frac{m_N + E_N}{2E_N}} \frac{1}{E_N + E_{\eta} - m_{N^*}}, \\ H_b^{(\mp)} = \sqrt{\frac{1}{\omega_p' \omega_p}} \sqrt{\frac{m_N + E_{N'}}{2E_{N'}}} \sqrt{\frac{m_N + E_N}{2E_N}} \frac{m_{N^*} + E_{N^*}}{2E_{N^*}} \frac{1}{E_N - E_{\eta} - E_{N^*}}, \\ W_N = m_N + E_N, \\ W_{N'} = m_N + E_{N'}, \\ W_{N^*} = m_{N^*} + E_{N^*}, \end{cases} \quad (8c)$$

在实际计算中,我们对中间过程的核子共振态能量取角平均近似,即

$$E_{N^*} = \sqrt{m_{N^*}^2 + p'^2 + p^2}.$$

借助于矢量代数运算,(8)式可以简洁地写为:

$$\begin{aligned} & \langle \mathbf{p}'\sigma' | V | \mathbf{p}\sigma \rangle \\ &= \frac{2\pi}{Q} \{ g_{NN^*\eta}^2 H_a^{(-)} \delta_{\sigma'\sigma} \\ &+ g_{NN^*\eta}^2 H_a^{(+)} \chi_{\sigma'}^+ G[(\mathbf{p}' \cdot \mathbf{p}) + i\boldsymbol{\sigma} \cdot (\mathbf{p}' \times \mathbf{p})] \chi_{\sigma} \\ &+ g_{NN^*\eta}^2 H_b^{(-)} \chi_{\sigma'}^+ [A + B(\mathbf{p}' \cdot \mathbf{p}) + B i\boldsymbol{\sigma} \cdot (\mathbf{p}' \times \mathbf{p})] \chi_{\sigma} \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
& + C(\mathbf{p}' \cdot \mathbf{p})^2 + C(\mathbf{p}' \cdot \mathbf{p})i\sigma \cdot (\mathbf{p}' \times \mathbf{p})] \chi_\sigma \\
& + g_{NN^*\eta}^2 H_b^{(+)} \chi_\sigma^+ [D + E(\mathbf{p}' \cdot \mathbf{p}) + F i\sigma \cdot (\mathbf{p}' \times \mathbf{p})] \chi_\sigma,
\end{aligned} \tag{9a}$$

其中  $A, \dots, G$  是  $p^2$  和  $p'^2$  的函数:

$$\left\{ \begin{aligned}
A &= 1 - \frac{p'^2 + p^2}{W_N W_{N^*}}, \\
B &= \frac{p'^2 + p^2}{W_{N'} W_N W_{N^*}^2} - \frac{1}{W_{N'} W_{N^*}} - \frac{1}{W_N W_{N^*}}, \\
C &= \frac{2}{W_{N'} W_N W_{N^*}^2}, \\
D &= \frac{1}{W_{N^*}^+} \left( \frac{1}{W_{N^*}^+} - \frac{1}{W_{N'}} \right) p'^2 + \frac{1}{W_{N^*}^+} \left( \frac{1}{W_{N^*}^+} - \frac{1}{W_N} \right) p^2, \\
E &= \frac{1}{W_{N^*}^2} + \left( \frac{1}{W_{N^*}^+} - \frac{1}{W_{N'}} \right) \left( \frac{1}{W_{N^*}^+} - \frac{1}{W_N} \right), \\
F &= \frac{1}{W_{N'} W_N} - \frac{1}{W_{N^*}^+} \left( \frac{1}{W_{N'}} + \frac{1}{W_N} \right), \\
G &= (W_{N'} W_N)^{-1},
\end{aligned} \right. \tag{9b}$$

应当指出, (8)和(9)式给出的是在动量空间中的  $\eta$ -N 相互作用势, 原则上, 通过傅里叶变换可将其变换到坐标表象, 但对应的  $\eta$ -N 势将是非定域的, 用它作计算将会很复杂. 我们的计算是在动量空间中通过分波展开方法来实现的.

实际上, 用上述方法得到的  $\eta$ -N 相互作用势与核子共振态  $N^*$  的宽度  $\Gamma$  和耦合常数  $g_{NN^*\eta}$  密切相关. 在我们的计算中,  $N^*$  的宽度近似取为

$$\Gamma = \begin{cases} 150 \text{ MeV, 对 } N^*(1535) \left( \frac{1}{2}, \frac{1}{2}^- \right) \text{ 态} \\ 110 \text{ MeV, 对 } N^*(1710) \left( \frac{1}{2}, \frac{1}{2}^+ \right) \text{ 态} \end{cases}$$

通过分析现有的资料<sup>[3,6]</sup>, 我们选取耦合常数

$$g_{NN^*\eta}^2 = \begin{cases} 0.31, \text{ 对 } N^*(1535) \left( \frac{1}{2}, \frac{1}{2}^- \right) \text{ 态,} \\ 0.10, \text{ 对 } N^*(1710) \left( \frac{1}{2}, \frac{1}{2}^+ \right) \text{ 态.} \end{cases}$$

### 三、 $\eta$ -N $S$ 波散射长度 $a_0$ 的计算

在形式散射理论中, 反应矩阵  $\mathbf{R}$  满足下列方程:

$$\mathbf{R} = \mathbf{V} + \mathbf{R} \frac{\mathcal{P}}{E_s - H_0} \mathbf{V}, \tag{10}$$

这里,  $\mathbf{V}$  是  $\eta$ -N 两体相互作用势; 符号  $\mathcal{P}$  表示积分取主值;  $E_s$  为  $\eta$ -N 散射的初态能量.

对(10)式作分波展开:

$$R_{l',l}^{j,m}(k',k;k_0) = V_{l',l}^{j,m}(k',k) + \sum_{l''} \mathcal{D} \int k''^2 dk'' R_{l',l''}^{j,m}(k',k'',k_0) \frac{1}{E(k_0) - E(k'')} V_{l'',l}^{j,m}(k'',k), \quad (11)$$

其中

$$V_{l',l}^{j,m}(k',k) = \sum_{\sigma'\sigma m_l m_l'} C_{l'm_l\frac{1}{2}\sigma'}^{jm} C_{l'm_l\frac{1}{2}\sigma}^{jm} \cdot \iint d\Omega_{\rho'} d\Omega_{\rho} Y_{l'm_l'}^*(\hat{k}') V(\mathbf{k}'\sigma', \mathbf{k}\sigma) Y_{l'm_l}(\hat{k}). \quad (12)$$

将(9a)代入上式,得

$$V_{l',l}^{j,m}(k',k) = \delta_{l'l} V_l^j(k',k), \quad (13a)$$

这里

$$\begin{aligned} V_l^j(k',k) = & \frac{1}{\pi} g_{NN^*\eta}^2 H_a^{(-)} \delta_{j\frac{1}{2}} \delta_{l0} \\ & + \frac{1}{\pi} g_{NN^*\eta}^2 H_a^{(+)} \frac{1}{3} G k' k (1 + 2\delta_{j\frac{1}{2}} - \delta_{j\frac{3}{2}}) \delta_{l1} \\ & + \frac{1}{\pi} g_{NN^*\eta}^2 H_b^{(-)} \left\{ A \delta_{j\frac{1}{2}} \delta_{l0} + \frac{1}{3} B k' k (1 + 2\delta_{j\frac{1}{2}} - \delta_{j\frac{3}{2}}) \delta_{l1} \right. \\ & \left. + \frac{1}{15} C k'^2 k^2 [5\delta_{l0} + (2 + 3\delta_{j\frac{1}{2}} - 2\delta_{j\frac{3}{2}}) \delta_{l2}] \right\} \\ & + \frac{1}{\pi} g_{NN^*\eta}^2 H_b^{(+)} \left\{ D \delta_{j\frac{1}{2}} \delta_{l0} + \frac{1}{3} k' k [E + F(2\delta_{j\frac{1}{2}} - \delta_{j\frac{3}{2}})] \delta_{l1} \right\}, \quad (13b) \end{aligned}$$

于是,方程(11)式可改写为:

$$R_l^j(k',k;k_0) = V_l^j(k',k) + \mathcal{D} \int k''^2 dk'' R_l^j(k',k'';k_0) \frac{1}{E(k_0) - E(k'')} V_l^j(k'',k). \quad (14)$$

由上式可以计算出反应矩阵各分波的矩阵元,再由下式可以得到相应分波的散射相移:

$$\rho(E) R_l^j = -\text{tg } \delta_l^j, \quad (15a)$$

其中

$$\begin{cases} \rho(E) = k_0 E_{\eta}(k_0) E_N(k_0) \cdot [E_{\eta}(k_0) + E_N(k_0)]^{-1}, \\ R_l^j = R_l^j(k_0, k_0; k_0). \end{cases} \quad (15b)$$

同时,由散射长度与相移的关系式

$$\delta_l^j(k_0) \rightarrow n\pi - a_l^j k_0^{2l+1}, \quad (16)$$

可以得到 S 波的散射长度为:

$$a_0 = - \left[ \frac{d\delta_0(k_0)}{dk_0} \right]_{k_0 \rightarrow 0}. \quad (17)$$

在本文的计算中,我们用高斯分点数值积分方法将(14)式化成矩阵形式,用矩阵求逆方法求解此方程,由(15)一(17)式便可以计算出 S 波的散射长度  $a_0$ .

#### 四、 $\eta$ 介子在核物质中单粒子位阱深度

实验上发现,对于  $A \geq 12$  的原子核,核子密度近似为一常数  $\rho_0 (\sim 0.173 \text{fm}^{-3})$ ,即核物质密度.核物质就是忽略了质子之间的库仑作用,忽略了边界效应影响的等量中子和质子的理想物质.对某些物理过程,将  $A \geq 12$  的原子核近似看成核物质具有一定的合理性. $\eta$  介子在核物质中单粒子位阱深度  $D_\eta$  是一个很有用的物理量,它与可能存在的  $\eta$  介子核基态结合能有密切的关系<sup>[7]</sup>.本文借助于单粒子格林函数  $g$  矩阵方法计算  $D_\eta$ ,它的计算公式与文献[8]相类似.

$$D_\eta = - \sum_{i'l} 2(2j+1) \left( \frac{M}{m_\eta} \right)^3 \int_0^{\frac{m_\eta k_F}{M}} G_i^l(q, q; \omega_0) q^2 dq, \quad (18)$$

其中  $G_i^l$  满足下列积分方程:

$$G_i^l(q', q; \omega) = V_i^l(q', q) + \int_0^\infty V_i^l(q', q'') \frac{Q_N(p, q'', k_F)}{e(p, q''; \omega)} G_i^l(q'', q; \omega) q''^2 dq'', \quad (19)$$

$$\omega = \frac{p^2}{2m_N^*} - \Delta_N - \Delta_\eta, \quad (20)$$

$$e(p, q''; \omega) = \omega - \frac{p^2}{2M} - \frac{q''^2}{2\mu}, \quad (21)$$

$$Q_N(p, q; k_F) = \begin{cases} 1, & q > k_F + \frac{m_N}{M} p; \\ 0, & q < k_F - \frac{m_N}{M} p; \\ \frac{\left( q + \frac{m_N}{M} p \right)^2 - k_F^2}{4 \frac{m_N}{M} qp}, & \text{其它情况,} \end{cases} \quad (22)$$

这里,  $V_i^l(q', q)$  由(13)式给出,  $m_\eta$ 、 $m_N$  分别为  $\eta$  介子和核子的质量,  $m_N^*$  为中间态核子在核物质中的有效质量,  $\Delta_N$  和  $\Delta_\eta$  分别是核子和  $\eta$  介子在核物质中的单粒子位阱深度,实际上  $\Delta_\eta$  就是  $D_\eta$ ,由自洽条件  $D_\eta(\Delta_\eta) = \Delta_\eta$  定出;  $M = m_\eta + m_N$  和  $\mu = \frac{m_\eta \cdot m_N}{M}$ ;  $p$  和  $q$  分别是  $\eta$ -N 质心系的质心动量和相对动量.

对于  $D_\eta$  的计算,由于核物质中  $\eta$  介子处于基态,则  $p = \frac{M}{m_\eta} q$ ,只要求解自洽方程组(19)-(22),便可得到  $D_\eta$ .

#### 五、结果与讨论

我们用第二节中给出的  $\eta$ -N 相互作用势,在动量空间中用矩阵求逆方法求解(14)和(19).

我们计算得到的  $\eta$ -N S 波的散射长度:

$$a_0 = 0.275 + i0.392\text{fm}, \quad (23)$$

这与由分析  $\pi$ N 实验数据给出的  $\eta$ -N 散射长度  $0.27 + i0.22$  或  $0.28 + i0.19\text{fm}^{[6]}$  相比较, 所得到的理论结果是比较合理的.

在  $D_\eta$  的计算中, 我们选取了 S 波与 P 波, 并选取了如下三组核物质参数<sup>[8]</sup> 做计算:

(i)  $k_F = 1.366\text{fm}^{-1}$ ,  $\Delta_N = 81.4\text{MeV}$ ,  $m_N^*/m_N = 0.638$ ;

(ii)  $k_F = 1.366\text{fm}^{-1}$ ,  $\Delta_N = 60.0\text{MeV}$ ,  $m_N^*/m_N = 0.653$ ;

(iii)  $k_F = 1.36\text{fm}^{-1}$ ,  $\Delta_N = 63.96\text{MeV}$ ,  $m_N^*/m_N = 0.746$ .

计算结果给在表 1 中. 表 1 的 B、C 和 A 列分别对应考虑  $N^*(1535)$ 、 $N^*(1710)$  和包括两者的  $\eta$ -N 相互作用势得到的  $D_\eta$  (或  $D_\eta^{(j)}$ ) 值.

由表 1 的  $\eta$  介子在核物质中的单粒子位阱深度理论值  $D_\eta$  (A 列) 表明,  $\eta$  介子可以在核物质中形成束缚态, 而且  $D_\eta$  的主要贡献来自  $N^*(1535) \rightleftharpoons \eta N$  (B 列), 另一道  $N^*(1710) \rightleftharpoons \eta N$  的贡献很小, 可以忽略掉. 由表 1 还可看出, 收敛性较好,  $D_\eta$  主要由 S 波的  $D_\eta^{(s)}$  决定. 应当指出,  $D_\eta$  的能量半宽度(虚部)与束缚能(实部)几乎同样大, 这与现有文献在有限核上的理论预计值<sup>[4,9]</sup> 相符合, 这是否会给实验观测这类束缚态带来困难

表 1

核参数组	位阱深度 (MeV)		A	B	C
(i)	$D_\eta^{(s)}$	$j = \frac{1}{2}$	$31.08 + i30.08$	$31.07 + i30.08$	0.00
	$D_\eta^{(p)}$	$j = \frac{1}{2}$	0.01	-0.01	0.01
		$j = \frac{3}{2}$	0.00	0.00	0.00
	$D_\eta$		$31.08 + i30.08$	$31.06 + i30.08$	0.01
(ii)	$D_\eta^{(s)}$	$j = \frac{1}{2}$	$31.10 + i29.87$	$31.09 + i29.86$	0.00
	$D_\eta^{(p)}$	$j = \frac{1}{2}$	0.01	-0.01	0.01
		$j = \frac{3}{2}$	0.00	0.00	0.00
	$D_\eta$		$31.11 + i29.87$	$31.08 + i29.86$	0.01
(iii)	$D_\eta^{(s)}$	$j = \frac{1}{2}$	$30.56 + i29.80$	$30.55 + i29.80$	0.00
	$D_\eta^{(p)}$	$j = \frac{1}{2}$	0.01	-0.01	0.01
		$j = \frac{3}{2}$	0.00	0.00	0.00
	$D_\eta$		$30.57 + i29.80$	$30.54 + i29.80$	0.01



有待作进一步的研究。

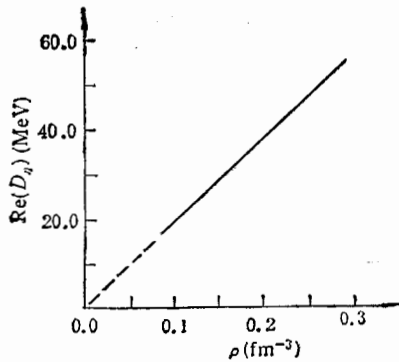


图 3

此外,本文还计算了  $D_\eta$  随核物质密度  $\rho$  的变化关系,图 3 显示了核物质参数为  $\Delta_N = 63 \text{ MeV}$  和  $m_N^*/m_N = 0.653$  时  $D_\eta$  实部随着  $\rho$  (即  $k_F$ ) 的变化曲线。从图 3 可看到,它几乎接近直线,即  $D_\eta$  与  $\rho$  成正比。密度越小,位阱深度就越浅,当  $\rho$  小于某个值时,不再形成束缚态。一般说来,核子数  $A$  较小的原子核,相应的核密度  $\rho$  也较小<sup>[10]</sup>,因此,我们的计算结果表明,形成重的  $\eta$  介子核的可能性比形成轻的  $\eta$  介子核的可能性要大些,这个结论与文献 [2] 提出的  $A \geq 12$  的原子核才有  $\eta$  介子核束缚态的说法是定性相符的。

我们认为本文所导出的  $\eta$ -N 相互作用势以及由计算确定的  $\eta$  介子在核物质中的单粒子位阱深度对于今后进一步定量研究  $\eta$  介子核结构是非常重要的,但是由于  $\eta$ -NN\* 的耦合常数至今还未精确确定, $\eta$ - $\eta'$  的混合是否会对我们的计算结果产生影响尚待澄清,以及 N\* 的宽度如何选取更符合真实物理过程等等还没有很好地予以研究,因此,本文的计算还是初步的,形成  $\eta$  介子核束缚态的理论预言还有待进一步的实验验证。

### 参 考 文 献

- [1] J. C. Peng, Hadronic probes and nuclear interactions, AIP Conf. proc. No.133 (AIP, New York), 1985, P255;  
P. Berthet et al., *Nucl. Phys.*, **A443**(1985), 589.
- [2] Q. Haider and L. C. Liu, *Phys. Lett.*, **B172**(1986), 257;  
Q. Haider and L. C. Liu, *Phys. Rev.*, **C34**(1986), 1845.
- [3] G. L. Li, W. K. Cheng and T. T. S. Kuo, *Phys. Lett.*, **B195**(1987), 515.
- [4] 柳继锋、沈建平、厉光烈,高能物理与核物理,**14**(1990),1096.
- [5] Particle Data Group, *Physics Letters*, **B204**(1988), 1.
- [6] R. S. Bhalerao and L. C. Liu, *Phys. Rev. Lett.*, **54**(1985), 865.
- [7] B. Poyh, *Ann. Rev. Nucl. Part. Sci.*, **28**(1978), 1.
- [8] 沈建平、厉光烈,高能物理与核物理,**9**(1985),307.
- [9] H. C. Chiang, E. Oset and L. C. Liu, to be published in *Phys. Rev.*, C.
- [10] 曾谨言、孙洪洲著,原子核结构理论,上海科学技术出版社,1987,第一版, P32.

## The $\eta$ -N Interaction Potential and the Potential Well Depth of $\eta$ -meson in Nuclear Matter

LIU JIFONG    WU PEIYUN

*(Department of Physics Guang-Xi Normal University, Guilin 541001)*

SHEN JIANPING    LI GUANGLIE

*(Institute of High Energy Physics, Academia Sinica, Beijing 100039)*

### ABSTRACT

In this paper, the  $\eta$ -N interaction potential via the Channel:  $N^* \rightarrow \eta N$  is derived within the framework of quantum field theory. By using this  $\eta$ -N potential, the  $\eta$ -N  $S$  wave scattering length and the potential well depth of  $\eta$ -meson in nuclear matter are calculated. It is shown that the theoretical value of the  $\eta$ -N  $S$  wave scattering length is in good agreement with that obtained by analysing the  $\pi N$  scattering experimental data and our computational result for the potential well depth of  $\eta$ -meson in nuclear matter is about the same as other theoretical predictions for finite nuclei.