

氘核上 η 介子的光产生*

俞涛 姜焕清

(中国科学院高能物理研究所 北京 100039)

摘要 计算了阈能附近氘核上 η 介子的光生反应 $\gamma d \rightarrow \eta X$. 其中核子上 η 光生过程主要考虑 $N_{11}^*(1535)$ 的贡献. 氘-核子-核子顶角 $\Gamma_{d\eta N}^*$ 矩阵元处理成非相对论氘核波函数. 所得截面和微分截面能够很好地符合最新的实验数据, 并得出了 $\gamma n N^*$ 耦合的大小.

关键词 氘核上 η 光生 $N_{11}^*(1535)$ $\gamma n N^*$ 耦合

1 引言

η 介子的光产生反应, 一方面作为研究重子结构的重要领域, 另一方面用于研究 η 介子的强相互作用, 从六十年代开始, 已经展开了许多实验和理论的研究^[1]. 最新的实验^[2]提供了 η 介子光产生阈能附近从 $E_\gamma = 707\text{MeV}$ 到 $E_\gamma = 790\text{MeV}$ 的非常精确的数据. 这些数据使得精确的 $\gamma p \rightarrow \eta p$ 反应机制研究和 η -核相互作用研究成为可能.

已有的实验和理论分析都指出, $N_{11}^*(1535)$ 的传播是阈能附近 η 介子产生的主要机制. 核子波恩项以及矢量介子交换项只是作为反应背景对 η 产生提供很小的贡献. 而其它核子共振态如 $P_{11}(1440)$, $D_{13}(1520)$ 对反应贡献的大小, 需要进一步更精确更丰富的实验数据才能确定. MAMI实验组在文献[2]中对他们的实验数据分析的结论是: $N_{11}^*(1535)$ 对实验截面提供了绝大部分的贡献. 核子波恩项, 矢量介子交换项以及 $P_{11}(1440)$ 对微分截面的贡献, 实验显示是小于1%的份额. $D_{13}(1520)$ 将贡献于微分截面的 $\cos^2(\theta)$ 项, 而对总截面的贡献可以忽略. 基于这些考虑, H.C.Jiang等^[3]曾提出一个简洁的有效拉氏量, 其中只考虑 $N_{11}^*(1535)$ 对 η 介子光生反应的贡献, 去分析该反应的实验截面. 这个模型能够给出较好的与实验的符合.

核上 η 介子光生的产生截面是核内质子和中子共同贡献的结果. 由于没有中子靶, $\gamma n N^*$ 的耦合只能通过核上 η 产生来得到. 氘核是最简单的原子核, 其波函数结构非常清楚, 并且氘核上 η 光生已有精确的实验^[4], 我们期望通过研究氘核上 η 光生的实验数据提取出 $\gamma n N^*$ 的耦合, 并进一步检验 η 光生的机制.

本文将利用文献[3]中提出的有效拉氏量去分析核子上 η 介子的光生. 采用

1997-08-28收稿

* 国家自然科学基金资助

J. M. Larget^[5]等处理 π 介子在氦核上产生的办法, 将 DNP 顶角处理成氦核波函数, 分析 $\gamma d \rightarrow \eta X$ 反应.

在第二节将给出有关理论推导, 第三节给出数值结果以及对结果的讨论.

2 理论计算

2.1 $\gamma p \rightarrow \eta p$ 反应的 $N_{11}^*(1535)$ 模型

首先讨论 $\gamma p \rightarrow \eta p$ 反应. 如前所述, 在阈能附近反应截面主要来源于 $N_{11}^*(1535)$ 传播的贡献, 取与 $N_{11}^*(1535)$ 耦合的相互作用拉氏量为:

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\gamma p N^*} &= -i f_{\gamma p N^*} \bar{\psi}_{N^*} \gamma_\mu \gamma_5 \psi_p A_\mu + \text{h.c.}, \\ \mathcal{L}_{\eta p N^*} &= -i f_{\eta p N^*} \bar{\psi}_{N^*} \psi_p \phi_\eta + \text{h.c.} \end{aligned} \quad (1)$$

拉氏量中的耦合参数 $f_{\eta p N^*}, f_{\gamma p N^*}$ 可以通过 $N_{11}^*(1535)$ 的两个衰变道宽度来确定.

考虑动量为 p_γ 的入射光子与动量为 p_p 的质子相互作用, 产生了动量为 p_η 的 η 介子, 而质子以 p_p 动量反冲. 这样, 这个过程的费曼图如图 1 所示. 用标准的费曼图方法, 可以得到:

$$\sigma = \frac{1}{F \cdot V} \frac{m_p}{p_p^0} \frac{1}{2p_\gamma^0} \int \frac{d^3 p_\eta}{(2\pi)^3} \frac{1}{2p_p^0} \int \frac{d^3 p_p}{(2\pi)^3} \frac{m_p}{2p_p^0} (2\pi)^4 \delta^4(p_\eta + p_p - p_\gamma - p_p) \overline{\Sigma} \Sigma |T_{\gamma p \rightarrow \eta p}|^2, \quad (2)$$

其中 $\frac{1}{F \cdot V}$ 为入射流强因子, $\overline{\Sigma} \Sigma$ 表示对入射粒子自旋方向求平均, 对末态粒子的自旋求和, 各粒子线动量见图示. 反应的矩阵元 $T_{\gamma p \rightarrow \eta p}$ 为:

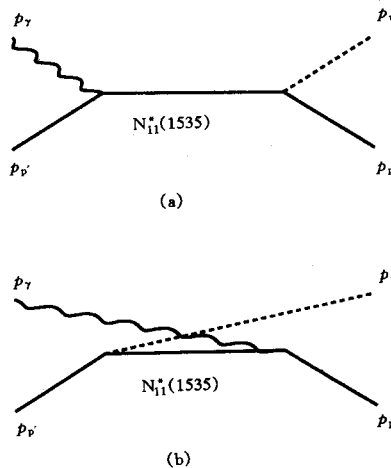


图1 $\gamma p \rightarrow \eta p$ 过程

$$T_{\gamma p \rightarrow \eta p} = \bar{u}_{p_p} (i f_{\eta p N}) \frac{-(\gamma p_{n_1} + i m_n)}{p_{n_1}^2 + m_n^2 + i m_n \Gamma_n} (-i f_{\gamma p N} \gamma_{\mu_1} \gamma_5) u_{p_p} e_{p_p}^{\mu_1} + \bar{u}_{p_p} (-i f_{\gamma p N} \gamma_{\mu_2} \gamma_5) \frac{-(\gamma p_{n_2} + i m_n)}{p_{n_2}^2 + m_n^2 + i m_n \Gamma_n} (i f_{\eta p N}) u_{p_p} e_{p_p}^{\mu_2}. \quad (3)$$

其中各物理量及符号的定义与标准的场论中的定义一致. 在文中的第三部份, 将给出有关的计算结果.

2.2 $\gamma d \rightarrow \eta pn$ 反应

氘核上 η 光生有两个过程, 一是 $\gamma d \rightarrow \eta pn$ 反应, 另一个是 $\gamma d \rightarrow \eta d$ 反应. 这里先分析氘核被打散的过程. 在这个过程中, 一个核子作为旁观者没有参加末态反应, 有关的费曼图如图 2 所示:

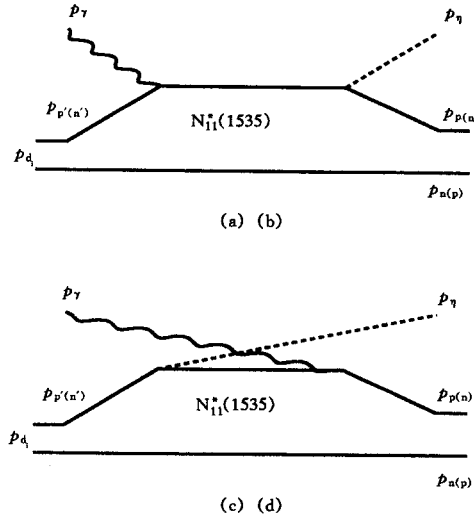


图2 $\gamma d \rightarrow \eta pn$ 过程
p, n 分别代表质子和中子.

图 2 中各粒子的线动量定义类似于图 1 的定义.

反应的总截面可以表示为:

$$\sigma = \frac{1}{F \cdot V} \frac{m_d}{p_d^0} \frac{1}{2p_\gamma^0} \int \frac{d^3 p_\eta}{(2\pi)^3} \frac{1}{2p_\eta^0} \int \frac{d^3 p_p}{(2\pi)^3} \frac{m_p}{2p_p^0} \int \frac{d^3 p_n}{(2\pi)^3} \frac{m_n}{2p_n^0} \cdot (2\pi)^4 \delta^4(p_\eta + p_p + p_n - p_\gamma - p_d) \bar{\Sigma} \Sigma |T_{\gamma d \rightarrow \eta pn}|^2, \quad (4)$$

其中

$$T_{\gamma d \rightarrow \eta pn} = T_a + T_b + T_c + T_d. \quad (4.1)$$

这里 T_a 和 T_b 是图 2(a) 和 (b) 的散射矩阵元, 分别对应于入射光子与氘核中的质子和中子作用产生 η 介子的直接项. T_c 和 T_d 是图 2(c) 和 (d) 的散射矩阵元, 对应于交换项.

以 T_a 为例进行计算. T_b , T_c , T_d 经过类似的计算可以得到.

T_a 可以写成

$$T_a = \bar{u}(p_{p'}, \mu_{p'}) \Theta \frac{-1}{\gamma p_{p'} - i m_p} \Gamma_{\text{dnp}} \phi_d^\mu \bar{u}(p_n, \mu_n). \quad (5)$$

其中 Γ_{dnp} 为氦核-质子-中子顶角算符, ϕ_d 为氦核波函数, Θ 包含了耦合顶点和 $N_{11}^*(1535)$ 传播子项.

$$\Theta = (i f_{\eta p N^*}) \frac{-(\gamma p_{n_1} + i m_{n_1})}{p_{n_1}^2 + m_{n_1}^2 + i m_{n_1} \cdot \Gamma_{n_1}} (-i f_{\gamma p N^*} \gamma_\mu \gamma_5) e_{p_\gamma}^{\mu_1}. \quad (6)$$

对 p' 传播子作展开

$$\frac{-1}{\gamma p_{p'} - i m_p} = i \frac{m_p}{E_{p'}} \left(\frac{\sum_{\mu_{p'}} u(p_{p'}, \mu_{p'}) \bar{u}(p_{p'}, \mu_{p'})}{p_{p'}^0 - E_{p'}} + \frac{\sum_{\mu_{p'}} v(-p_{p'}, \mu_{p'}) \bar{v}(-p_{p'}, \mu_{p'})}{p_{p'}^0 + E_{p'}} \right). \quad (7)$$

其中第二项为 p' 传播子的负能部分, 这一部分来源于 p' 的 off-shell 的相对论效应, Holstein and Gross^[6] 已指出这一部分只会影响氦核中核子动量大于 $1 \text{ GeV}/c$ 的部分, 在 η 介子光生反应阈能附近, 我们可以略去这一项, 而只计算 p' 的 on-shell 的贡献. 因此:

$$T_a = \bar{u}(p_{p'}, \mu_{p'}) \Theta \left(i \frac{m_p}{E_{p'}} \frac{\sum_{\mu_{p'}} u(p_{p'}, \mu_{p'}) \bar{u}(p_{p'}, \mu_{p'})}{p_{p'}^0 - E_{p'}} \right) \Gamma_{\text{dnp}} \phi_d^\mu \bar{u}(p_n, \mu_n) =$$

$$\sum_{\mu_{p'}} T_{\gamma p' \rightarrow \eta p} \left(i \frac{m_p}{E_{p'}} \frac{\sum_{\mu_{p'}} u(p_{p'}, \mu_{p'}) \bar{u}(p_{p'}, \mu_{p'})}{p_{p'}^0 - E_{p'}} \right) \Gamma_{\text{dnp}} \phi_d^\mu \bar{u}(p_n, \mu_n). \quad (8)$$

其中 Γ_{dnp} 顶角矩阵元在动量空间与氦核波函数有以下关系:

$$\left(i \frac{m_p}{E_{p'}} \frac{\sum_{\mu_{p'}} u(p_{p'}, \mu_{p'}) \bar{u}(p_{p'}, \mu_{p'})}{p_{p'}^0 - E_{p'}} \right) \Gamma_{\text{dnp}} \phi_d^\mu \bar{u}(p_n, \mu_n) =$$

$$\sum_{l_s} u_{l_s}(|p_{p'}^d|) \sum_{m_l m_s} (l m_l s m_s | 1 \mu_d) \sum_{\mu_{p'} \mu_n} \left(\frac{1}{2} \mu_{p'} \frac{1}{2} \mu_n | s m_s \right) Y_{l m_l} \left(-p_{p'}^d \right). \quad (9)$$

这样:

$$T_a = -T_{\gamma p' \rightarrow \eta p} \sum_{\mu_{p'}} \sum_{l_s} u_{l_s}(|p_{p'}^d|) \sum_{m_l m_s} (l m_l s m_s | 1 \mu_d) \sum_{\mu_{p'} \mu_n} \left(\frac{1}{2} \mu_{p'} \frac{1}{2} \mu_n | s m_s \right) \cdot$$

$$Y_{l m_l} \left(-p_{p'}^d \right). \quad (10)$$

其中的氦核波函数, 采用 J.M. Larget^[5] 在附录中给出的结构. 类似地计算了 T_b , T_c , T_d 后, 可以计算出总截面, 微分截面和双重微分截面. 计算结果在文中的第三部份给出.

2.3 $\gamma d \rightarrow \eta d$ 反应

氘核上 η 介子光生的另一个过程是 $\gamma d \rightarrow \eta d$ 反应. 这是一个相干产生的过程, 与 2.2 节中描述的过程的不同之处在于旁观的核子与末态核子重新耦合成氘核, 这样在跃迁矩阵元 $T_{\gamma d \rightarrow \eta d}$ 中将出现两个氘核波函数. 图 3 是有关的费曼图.

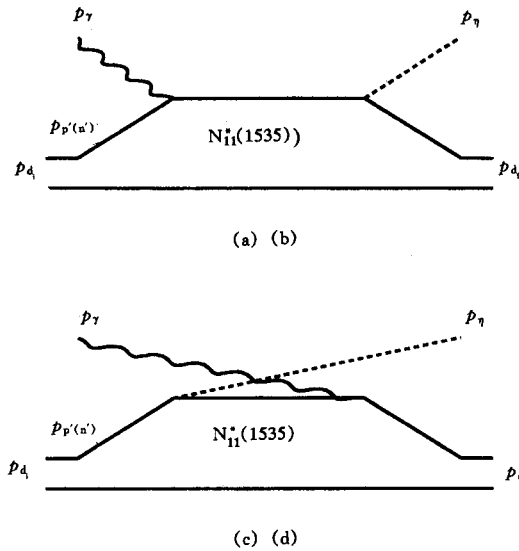


图3 $\gamma d \rightarrow \eta d$ 过程
p, n 分别代表质子和中子.

总截面为:

$$\sigma = \frac{1}{F \cdot V} \frac{m_d}{p_{d_i}^0} \frac{1}{2p_\gamma^0} \int \frac{d^3 p_\eta}{(2\pi)^3} \frac{1}{2p_\eta^0} \int \frac{d^3 p_{d_f}}{(2\pi)^3} \frac{m_d}{p_{d_f}^0} \cdot (2\pi)^4 \delta^4(p_\eta + p_{d_f} - p_\gamma - p_{d_i}) \bar{\Sigma} \Sigma |T_{\gamma d_i \rightarrow \eta d_f}|^2. \quad (11)$$

类似于对 $\gamma d \rightarrow \eta pn$ 过程的处理, 将 p' , p , n' , n 的传播子作展开后, 略去相对论性的负能项, 并用氘核的非相对论波函数与 $\Gamma_{d_{pn}}$ 顶点的关系, 以 (a) 为例, 得到:

$$\bar{\Sigma} \Sigma |T_{\gamma d_i \rightarrow \eta d_f}|^2 = \frac{1}{2} \frac{1}{3} \sum_{\mu_i} \sum_{\mu_f} A^+(\mu_i, \mu_f) A(\mu_i, \mu_f), \quad (12)$$

其中

$$A^+(\mu_i, \mu_f) = \sum_{l_i m_i} \sum_{l_f m_f} \sum_{s m_s} (l_i m_i s m_s | 1 \mu_i) (l_f m_f s m_s | 1 \mu_f) \int \frac{d^3 p_n}{(2\pi)^3} \frac{m_n}{E_n} \cdot T_{\gamma p_p \rightarrow \eta p_p} u_{l_i}(|p_{p'}^d|) u_{l_f}(|p_p^d|) Y_{l_i m_i}(\hat{p}_{p'}^d) Y_{l_f m_f}^*(\hat{p}_p^d). \quad (13)$$

最后的计算需要考虑四种图的干涉.

3 数值计算及讨论

在计算中, 用到的 $N_{11}^*(1535)$ 的质量, 宽度及衰变分支比取自文献 [7]. 其值是 $m_{N^*} = 1535\text{MeV}$, $\Gamma_{N^*} = 150\text{MeV}$, $f_{\eta p N^*} = 2.02$, $f_{\gamma p N^*} = 0.041$, 相应于 $f_{\gamma p N^*}$ 的 helicity amplitude 是:

$$A_{\frac{1}{2}}^p = 95 + 11\text{GeV}^{-\frac{1}{2}} \times 10^{-3}. \quad (14)$$

质子上 η 介子光生反应的计算总截面同实验的比较见图 4. 实线为我们的计算结果, 点为实验值. 从与实验的比较, 可以看出在越接近阈能的地方, 理论曲线与实验值符合得越好. 可以说 $N^*(1535)$ 模型贡献了绝大部分的 η 光生机制. 这一结论与 MAMI 组及其它分析文章的结论是一致的.

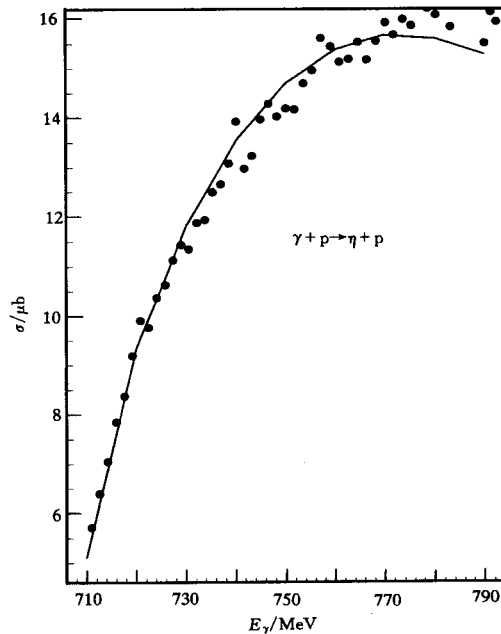


图4 不同能量的光子在质子上产生
 η 介子的总截面

实验点取自文献[2].

氘核上的 η 光产生的过程之一 $\gamma d \rightarrow \eta pn$, 光子与氘核中的一个核子反应, 这个核子由于束缚在氘核中有一动量分布, 这样就需要对氘核波函数作积分. 而氘核上 η 光生的另一反应 $\gamma d \rightarrow \eta d$, 由于末态的 p 和 n 重新耦合成氘核, 在计算过程中将会涉及到两个氘核波函数的积分, 这样过程的截面会被严重的压低. 我们的计算确实显示相干过程的截面很小, $\gamma d \rightarrow \eta x$ 的主要贡献来源于氘核被打散的过程.

氘核上的 η 光生, 一是涉及到质子, 这有实验给出有关的耦合数据, 一是涉及中子, 有

关的耦合 $f_{\gamma nN}$, 正是本文要提取的信息. 当取 $f_{\gamma nN} = 0.039$ 时, 图 5 给出了 $\gamma d \rightarrow \eta X$ 的总截面与实验值的比较. 图 6 给出了微分截面的情况. 此时理论与实验值有很好的符合.

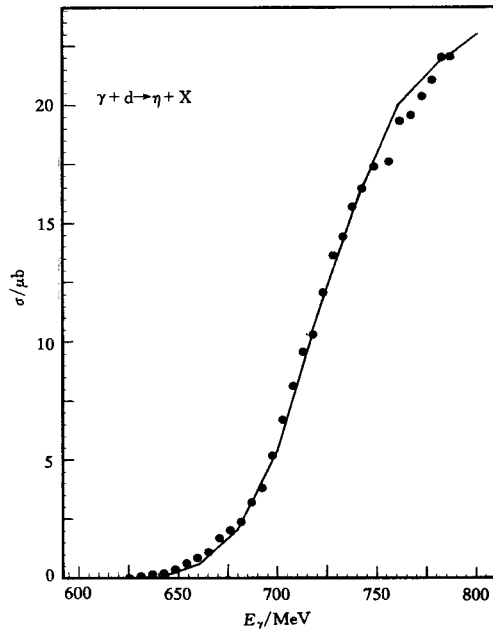


图5 氘核上 η 介子光生总截面
实验点取自文献[4].

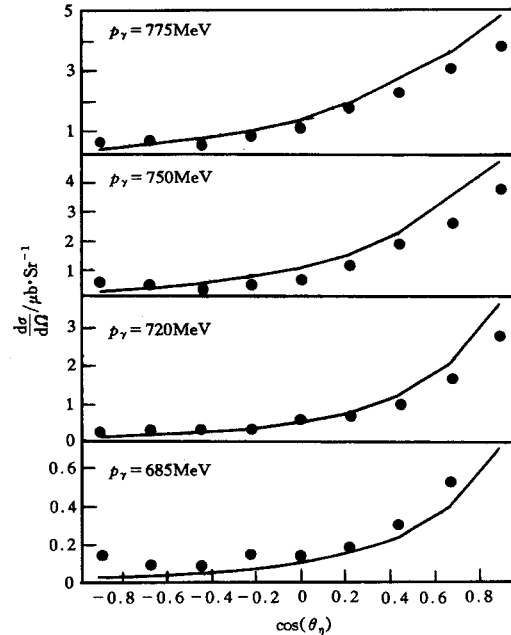


图6 氘核上 η 介子产生的微分截面
实验点取自文献[4].

另外看到在从阈能到 750 MeV 的区域中, 如果只考虑 $N^*(1535)$ 的贡献, 核上 η 光生过程也可以描述得很好, 而几乎可以不考虑其它核子共振态的影响.

总之, $N^*(1535)$ 模型能够给出很好的对核子上 η 介子光生反应过程的描述. 由此模型可以进一步研究其它核上 η 光产生及 η 介子与核的相互作用. 进一步的相关工作正在进行中.

参 考 文 献

- [1] Benmerrouche M. Phys. Rev. Lett., 1991, 67(9):1070; Benmerrouche M. Phys. Rev., 1995, D51(7):3237; Hicks H R. Phys. Rev., 1973, D7(9):2614; Homma S. Journal of the Physical Society of Japan, 1988, 57(3):328
- [2] Krusche B. Phys. Rev. Lett., 1995, 74(19):3736
- [3] Chiang H C, Chen L. Phys. Lett., 1994, B329: 424; Chiang H C, Oset E. Phys. Rev., 1991, 44(2):738
- [4] Krusche B. Phys. Lett., 1995, B358:40
- [5] Larget J M. Nucl. Phys., 1977, A280:405; Larget J M. Nucl. Phys., 1978, A296:388; Larget J M. Nucl. Phys., 1978, A296:413
- [6] Hornstein J, Gross J. Phys. Lett., 1973, B47:205
- [7] Review of Particle Properties, Phys. Rev., 1994, D50(3)

η Photoproduction off the Deuteron *

Yu Tao Jiang Huanqing

(*Institute of High Energy Physics, The Chinese Academy of Sciences, Beijing 100039*)

Abstract The η meson photoproduction off deuteron $\gamma d \rightarrow \eta X$ are calculated, where assuming the η photoproduction from nucleon is dominated by the $N_{11}^*(1535)$, and the η -nucleon-nucleon vertex matrix element Γ_{dpn} is approximated using the non-relativistic deuteron wave function. The cross section and differential cross section can fit the new data well, and the coupling constant of γnN^* is obtained.

Key words η photoproduction off deuteron, $N_{11}^*(1535)$, γnN^* coupling