

奇异介子光生反应的 QCD 描述*

周丽娟¹ 马维兴^{2,3} 彭光雄²

1 (广西工学院信息与计算科学系 柳州 545006)

2 (中国科学院高能物理研究所 北京 100039)

3 (中国科学院理论物理研究所 北京 100080)

摘要 从低能 QCD 有效拉氏量出发,利用重子夸克结构的 $[SU_{3c}(6) \otimes O(3)]_{sym} \otimes SU_3(3)$ 波函数,研究了在核子上的奇异介子光生反应. 计算了 $\gamma + p \rightarrow K^* + \Delta$ 反应的微分截面. 结果表明:与传统唯象的强子理论相比,仅有一个自由参数(即强相互作用耦合常数)的 QCD 理论成功地描述了反应过程,很好地解释了实验结果.

关键词 QCD 奇异介子 光电产生

1 引言

奇异介子光电产生反应和其相应的辐射俘获过程是研究重子的夸克结构以及奇异介子产生机制的重要物理过程,是了解核子和原子核中奇异性存在,寻找奇异物质,进而检验强相互作用的基本理论 QCD 的途径. 研究奇异介子光生反应和其相应的辐射俘获过程是当前国内外中能物理学界的重要课题,引起了广泛的兴趣.

30 多年来,理论物理学家提出了许许多多的模型理论^[1-5]解释各种各样的实验结果. 但概括地讲,他们都是在强子层次上利用费曼图的技术,计算 s 道, u 道共振态和 Born 项的贡献. 其理论近似类似于处理共振区 π 介子的光电产生的办法. 然而,奇异介子的光电产生不同于 π 介子的光电产生. 在 π 介子的光电产生反应中, $\Delta(1232)$ 共振态的激发是最重要的反应机制,其他机制的贡献是很小的. 对于奇异介子光电产生的机制,我们至今还知之甚少. 各种不同的理论所得到的结果不同,有时差别很大,甚至相互矛盾.

所以,用传统的模型理论来描述奇异介子光电产生反应和其相应的辐射俘获过程显然是不合适的. 寻找一个新的基本理论,统一地描述奇异介子光电产生反应和其相应的辐射俘获过程是十分需要的. 我们认为,用 QCD 描述这种反应是解决问题的可能途径.

本文想超越出强子层次上的模型理论,试图用强相互作用的基本理论 QCD 来统一地描述奇异介子光电产生反应和其相应的辐射俘获过程. 为了克服非微扰 QCD 所引起的困

2000-12-25 收稿

* 国家自然科学基金(19975053, 19835010, 10075081 和 19905011)

难,我们引入了满足低能定理和手征变换不变的低能 QCD 拉氏量.

2 奇异介子光生反应的 QCD 描述

2.1 低能 QCD 拉氏量

一般认为, QCD 是描述强相互作用的基本理论,是把不同味道的夸克(u, d, s, c, b, t)和胶子结合起来的一个 $SU_c(3)$ 色规范理论. QCD 的拉氏量是

$$\mathcal{L}_{\text{QCD}} = \sum_f \bar{\psi}_f (i\gamma^\mu D_\mu - m_f) \psi_f - \frac{1}{4} G_\mu^a G_\mu^a, \quad (1)$$

它在非阿贝尔的定域规范变换下是不变的. 其中 D_μ 是协变微商

$$D_\mu = \partial_\mu + igA_\mu^a \frac{1}{2} \lambda^a, \quad (2)$$

G_μ^a 是色量子数为 a 的胶子场强张量

$$G_\mu^a = \partial_\nu A_\mu^a - \partial_\nu A_\mu^a - gf^{abc} A_\mu^b A_\nu^c, \quad (3)$$

$\lambda^a (a = 1, 2, \dots, N^2 - 1)$ 是 Gell-Mann 矩阵, f^{abc} 是 $SU(3)$ 群的结构常数, m_f 是夸克的流质量, ψ_f 和 A_μ^a 分别是夸克场和胶子场, γ^μ 是 Dirac 矩阵, g 是夸克和胶子的耦合常数. 在不考虑夸克质量的情况下,公式(1)中的拉氏量在手征 $SU(N_f)_R \otimes SU(N_f)_L$ 群的整体变换下

$$\psi(x) \rightarrow \exp(i\alpha^a \frac{1}{2} \lambda^a) \psi(x), \quad (4)$$

$$\psi(x) \rightarrow \exp(i\gamma_5 \beta^a \frac{1}{2} \lambda^a) \psi(x) \quad (5)$$

是不变的. 其相应的 Noether 守恒流是向量流 V_μ^a 和轴向量流 A_μ^a . 在强相互作用不存在的情况下,弱电相互作用所产生的夸克的流质量,也将会使手征对称性明显地破缺,即 $\partial^\mu A_\mu^a(x) \neq 0$. 所以将会产生 8 个赝标介子,即 8 个 Goldstone 玻色子 π, K, η . 这 8 个玻色子可以用一个 3×3 矩阵场

$$\pi(x) = \begin{Bmatrix} \frac{1}{\sqrt{2}}\pi^0 + \frac{1}{\sqrt{6}}\eta & \pi^+ & K^+ \\ \pi^- & -\frac{1}{\sqrt{2}}\pi^0 + \frac{1}{\sqrt{6}}\eta & K^0 \\ K^- & \bar{K}^0 & -\sqrt{\frac{2}{3}}\eta \end{Bmatrix}, \quad (6)$$

来统一地描述. 定义一个场 $\Sigma(x)$,

$$\Sigma(x) = e^{2i\pi(x)/f}, \quad (7)$$

其中 f 是介子衰变常数($f_\pi = 93\text{MeV}$). 那么我们就可以用场 $\Sigma(x)$ 很方便地描述 8 个玻色子的动力学问题. 另外,再由场 $\Sigma(x)$ 来定义另一个新的场 ξ , 即

$$\xi = e^{i\pi(x)/f}, \quad \Sigma(x) = \xi \cdot \xi. \quad (8)$$

由于 QCD 的渐近自由性质,在 高能区,我们可以用微扰方法很方便地处理强相互作用

用的问题. 然而在低能区, 特别是对于涉及到强子结构的能区, 由于 QCD 的禁闭性质, 耦合常数很大, 加之胶子的自相互作用也将产生非线性项, 所以引起了许多问题, 微扰 QCD 不再适用. 但是, 在对称性破缺标度 λ_{SB} 和禁闭效应标度 λ_{QCD} 之间的能区, 可以采用有效场理论^[6].

QCD 有效拉氏量包括夸克场, 胶子场以及 Goldstone 玻色子场. 它的一般形式为

$$\mathcal{L}_{\text{QCD}}^{\text{eff}} = \bar{\psi}(i\gamma^\mu D_\mu + \gamma^\mu V_\mu + g_A \gamma^\mu A_\mu \gamma_5 - m)\psi + \frac{1}{4}f^2 \text{tr} \partial^\mu \Sigma^\dagger(x) \partial_\mu \Sigma(x) - \frac{1}{2} \text{tr} G_{\mu\nu}(x) G^{\mu\nu}(x) + \dots, \quad (9)$$

其中

$$V_\mu = \frac{1}{2}(\xi^\dagger \partial_\mu \xi + \xi \partial_\mu \xi^\dagger), \quad (10)$$

$$A_\mu = i \frac{1}{2}(\xi^\dagger \partial_\mu \xi - \xi \partial_\mu \xi^\dagger). \quad (11)$$

分别是前边提到的矢量流和轴矢量流, ψ 是夸克场. 对于具有 $SU(3)$ 对称性的轻夸克系统

$$\psi = \begin{pmatrix} \psi(u) \\ \psi(d) \\ \psi(s) \end{pmatrix}, \quad (12)$$

在低能区, 假若只考虑夸克和 Goldstone 玻色子自由度, 则公式(9)变为

$$\mathcal{L}_{\text{QCD}}^L = \bar{\psi}(\gamma_\mu(i\partial_\mu + V^\mu + g_A A^\mu \gamma_5) - m)\psi, \quad (13)$$

公式(13)是在夸克模型中研究奇异介子光生反应的出发点, 通常被叫做低能 QCD 拉氏量, 它在手征变换下是不变的.

2.2 奇异介子光生反应的 QCD 描述

从公式(13)的低能 QCD 拉氏量出发, 奇异介子光生的跃迁振幅, $M_{\bar{n}}$, 由 4 个部分组成^[7]

$$M_{\bar{n}} = M_c + M_s + M_u + M_t, \quad (14)$$

其中

$$M_c = \langle N_f | H_{K,c} | N_i \rangle, \quad (15)$$

$$M_s = \sum_j \frac{\langle N_f | H_K | N_j \rangle \langle N_j | H_c | N_i \rangle}{E_i + \omega - E_j}, \quad (16)$$

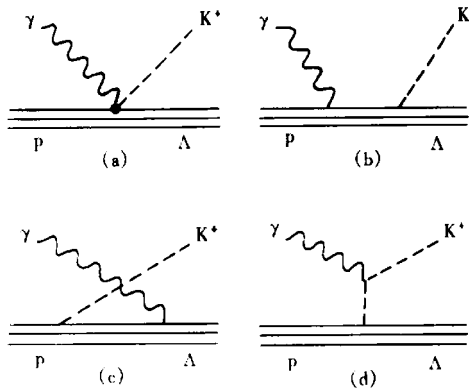
$$M_u = \sum_j \frac{\langle N_f | H_c | N_j \rangle \langle N_j | H_K | N_i \rangle}{E_i - \omega_K - E_j}, \quad (17)$$

$$M_t = \langle N_f | \hat{M}_t | N_i \rangle. \quad (18)$$

这里 $|N_i\rangle$ ($|N_f\rangle$) 是初(末)态, ω (ω_K) 是入(出)射光子(介子)的能量, E_i (E_j) 是核子初态 $|i\rangle$ (中间态 $|j\rangle$) 的能量, $H_{K,c}$, H_K , H_c 和 M_t 是跃迁算符.

公式(14)中第一项是 Seagull 项, 图 1(a) 表示其相应的费曼图. 公式(13)中的轴矢量 A_μ 的规范变换的不变性产生了夸克-光子-介子顶点相互作用

$$H_{K,e} = \sum_j \frac{e_K}{f_K} \phi_K \bar{\psi}_j(s) \gamma_\mu^j \gamma_5^j \psi_j(u) A^\mu(\mathbf{K}, \mathbf{r}), \quad (19)$$



所以 M_e 是手征变换不变性的直接结果. 公式(19)中, e_K 是出射介子的电荷, $A^\mu(\mathbf{K}, \mathbf{r})$ 和 ϕ_K 分别是电磁场和介子场. Seagull 项正比于出射介子的电荷 e_K , 因此, 对于中性介子的光生反应, Seagull 项是没有贡献的.

公式(14)中的第二项 M_s 和第三项 M_u 分别是 s 道和 u 道的贡献. 图 1(b)和(c)分别是它们相应的费曼图. 第四项 M_t 是 t 道交换介子的贡献, 图 1(d)是其相应的费曼图.

用 Goldstone 玻色子场 $\pi(x)$ 展开公式(8)

图 1 奇异介子光生反应 $\gamma + p \rightarrow K^* + \Lambda$ 的费曼图 中的非线性场 ξ

(a) Seagull 项; (b) s 道; (c) u 道; (d) t 道.

$$\xi = 1 + i\pi/f + \dots, \quad (20)$$

并作变换 $\partial_\mu \rightarrow \partial_\mu - ieA_\mu$, 得到了树图近似下介子与夸克的赝矢耦合

$$H_K = \sum_j \frac{1}{f_K} \bar{\psi}_j(s) \gamma_\mu^j \gamma_5^j \psi_j(u) \partial^\mu \phi_K.$$

公式(16,17)中所示的电磁相互作用 H_e 为

$$H_e = - \sum_j e_j \gamma_\mu^j A^\mu(\mathbf{K}, \mathbf{r}). \quad (22)$$

从低能 QCD 拉氏量出发而得到的跃迁算符(公式(19),(21))是手征变换不变的, 满足低能定理.

2.3 奇异介子光生反应的截面和 CGLN 振幅

2.3.1 反应的微分截面

对于 K 介子的光生反应, 其微分截面是

$$\left(\frac{d\sigma}{d\Omega} \right)_{c.m.} = \frac{\alpha_e \alpha_K (E_N + M_N)(E_t + M_t)}{4s(M_t + M_N)^2} \frac{|\mathbf{q}|}{|\mathbf{K}|} |M_{\bar{n}}|^2$$

$\sqrt{s} = E_N + \omega = E_t + \omega_K$ 是质心系的总能量, α_K 是本文中惟一的自由参数.

2.3.2 CGLN 振幅

一般情况下, 用 CGLN^[8] 振幅来讨论奇异介子在核子上的光生反应是特别方便的. 重写公式(14)中跃迁矩阵 $M_{\bar{n}}$ 为

$$M_{\bar{n}} = \mathbf{J} \cdot \boldsymbol{\epsilon}, \quad (24)$$

其中 $\boldsymbol{\epsilon}$ 是光子的极化矢量, \mathbf{J} 是矢量流. 在质心系中, \mathbf{J} 可写成如下的形式

$$\mathbf{J} = f_1 \boldsymbol{\sigma} + if_2 \frac{(\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{q})(\mathbf{K} \times \boldsymbol{\sigma})}{|\mathbf{q}| |\mathbf{K}|} + f_3 \frac{\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{K}}{|\mathbf{q}| |\mathbf{K}|} \mathbf{q} + f_4 \frac{\boldsymbol{\sigma} \cdot \mathbf{q}}{q^2} \mathbf{q},$$

σ 是自旋算符, f_i 是所谓的 Chew-Goldberger-Low-Nambu (CGLN) 振幅. 它们是四动量转移 Q^2 和 Mandelstam 变量 s, u 和 t 的函数(由于 $K \cdot q = 0, f_3$ 和 f_6 为零, f_i 描述流 J 的横向分量). 现在, 微分截面可以用 f_i 来表示^[9]

$$|M_{fi}|^2 = R_c \{ |f_1|^2 + |f_2|^2 - 2\cos(\theta)f_2f_1^* + \frac{\sin^2\theta}{2} [|f_3|^2 + |f_4|^2 + 2f_4f_1^* + 2f_3f_2^* + 2\cos(\theta)f_4f_3^*] \}, \quad (26)$$

其中 θ 是质心系中动量为 K 的入射光子和动量为 q 的出射介子之间的夹角. 极化观测量也可以用 CGLN 振幅来表示^[9].

3 $\gamma + p \rightarrow K^+ + \Lambda$ 反应的理论计算

为了计算方程式(14)中各项对光生过程的贡献(即计算图 1 中各费曼图对光生过程的贡献), 我们首先考虑光子与核子(质子)的电磁相互作用. 这一光核子共振吸收的过程可以完全地用螺旋性振幅 $A_{1/2}$ 和 $A_{3/2}$ 来描述^[10]. 因为入射光子是横的实光子($\lambda = \pm 1$), 所以纵向螺旋性振幅 $S_{1/2}(\lambda = 0)$ 的贡献为零. 螺旋性振幅 $A_{1/2}$ 和 $A_{3/2}$ 的定义^[10]是

$$A_{1/2} \equiv \langle {}^d[\underline{B}]_J, [\underline{A}, L^P]_{N, s_z} \rangle = + \frac{1}{2} |H_T^{cm}|^2 [{}^8]_{\frac{1}{2}}, [{}^{56}, 0^+]_{0, s_z} = - \frac{1}{2} \rangle, \\ A_{3/2} \equiv \langle {}^d[\underline{B}]_J, [\underline{A}, L^P]_{N, s_z} \rangle = + \frac{3}{2} |H_T^{cm}|^2 [{}^8]_{\frac{1}{2}}, [{}^{56}, 0^+]_{0, s_z} = + \frac{1}{2} \rangle. \quad (28)$$

其中 ${}^d[\underline{B}]_J, [\underline{A}, L^P]_{N, s_z}$ 是在 $[SU_{SF}(6) \otimes O(3)]_{sym} \otimes SU_c(3)$ 夸克模型中重子波函数的自旋-味道和空间部分. $[\underline{A}, L^P]_N$ 是 $SU_{SF}(6)$ 的多重态, $\underline{A} = 56, 70$ 或 $20, L$ 是总的轨道动量, N 是所有激发方式的总的主量子数, $P = (-1)^N$ 是态的宇称. ${}^d[\underline{B}]_J$ 是味 $SU_F(3)$ 的多重态, $\underline{B} = 1, 8$ 或 10 (相应于单态, 八重态, 或十重态), $d = 2s + 1$ 是自旋多重数, J 是总角动量. 初态质子态是 ${}^2[{}^8]_{1/2}, [{}^{56}, 0^+]_{0, s_z}$. 电磁相互作用 H_T^{cm} 由三项组成^[11], 即

$$H_T^{cm} = H_{NR} + H_{SO} + H_{NA}, \quad (29)$$

其中

$$H_{NR} = - \sum_{i=1}^3 \left\{ \frac{e_i}{2m_i} (\mathbf{p}_i \cdot \mathbf{A}_i + \mathbf{A}_i \cdot \mathbf{p}_i) + \mu_i \cdot \boldsymbol{\sigma}_i \cdot \mathbf{B}_i - e_i \phi_i \right\}, \\ H_{SO} = - \frac{1}{2} \sum_{i=1}^3 \left\{ 2\mu_i - \frac{e_i}{2m_i} \right\} \frac{\boldsymbol{\sigma}_i}{2m_i} (\mathbf{E} \times \mathbf{p}_i - \mathbf{p}_i \times \mathbf{E}), \quad (31)$$

$$H_{NA} = \sum_{i < j}^3 \frac{1}{4M_i} \left\{ \frac{\boldsymbol{\sigma}_i}{m_i} - \frac{\boldsymbol{\sigma}_j}{m_j} \right\} (e_j \mathbf{E}_j \times \mathbf{p}_i - e_i \mathbf{E}_i \times \mathbf{p}_j), \quad (32)$$

分别是非相对论(NR), 自旋轨道(SO)和非相加项(NA). M_i 是夸克体系的总质量. 自旋轨道和非相加项的贡献是非常重要的, 但是在所有的其他人的计算中都略去了它们的贡献. 本文包括了这两项的贡献, 而且 H_T^{cm} 是满足低能定理的. 这就克服了过去所用的相互作用不满足低能定理的困难. 计算的细节详见参考文献[12].

对于强相互作用的顶点, 用本文所给出的低能 QCD 拉氏量的相互作用, 计算了强相互作用的跃迁矩阵元. 为了考虑相对论效应, 我们工作在 Breit 坐标系中并采用了洛仑兹

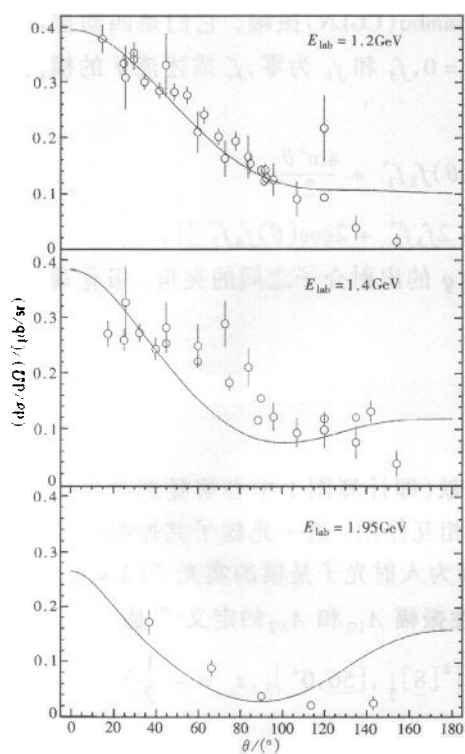


图 2 奇异介子光生反应 $\gamma + p \rightarrow K^* + \Lambda$ 的微分截面

描述了奇异介子的光生反应过程. 计算了奇异介子光生反应 $\gamma + p \rightarrow K^* + \Lambda$ 的截面. 在仅有一个自由参数的情况下, 得到了符合实验的理论结果. 理论与实验比较表明: 低能 QCD 拉氏量很好地描述了奇异介子光生反应, 在只有一个自由参数(即强耦合常数)的情况下, 较好地解释了不同的实验结果, 成功地描述了奇异介子光生反应的机制. 理论本身也是对手征变换不变的, 满足低能定理. 克服了传统理论所遇到的困难.

我们也将相应于 $\gamma + p \rightarrow K^* + \Lambda$ 反应的辐射俘获过程



中进一步检验低能 QCD 拉氏量理论的正确性, 并且系统地研究其他的 $\gamma + N \rightarrow K + Y$ ($Y = \Lambda, \Sigma$) 反应.

参考文献 (References)

- 1 Adelseck R A, Saghai B. Phys. Rev., 1990, C42:108
- 2 Bennhold C, Tanable H. Phys. Lett., 1990, B243:12
- 3 Mart T, Bennhold C, Hyde-Wright C E. Phys. Rev., 1995, C51:R1074
- 4 David J C et al. Phys. Rev., 1996, C53:2613

提升因子^[13], 即用 $\frac{M_f M_N}{E_f E_N} f_i \left(\frac{M_N}{E_N} K, \frac{M_f}{E_f} q \right)$ 来代替 CGLN 振幅 $f_i(K, q)$, 其中 $\frac{M_N}{E_N} \left(\frac{M_f}{E_f} \right)$ 是初(末)态的洛伦兹提升因子.

在数值计算中, 取为 $m_u = m_d = 0.34 \text{ GeV}$, $m_s = 0.55 \text{ GeV}$, $\alpha = 0.16 \text{ GeV}^2$, $m_p = 0.938 \text{ GeV}$, $m_K = 0.494 \text{ GeV}$, $m_\Lambda = 1.115 \text{ GeV}$ 和 $\alpha_s = 1/137$. 这些都是夸克模型给出的标准的常用值. 因此, 本文只有一个自由参数 α_K , 即强耦合常数. 它在 $\gamma + p \rightarrow K^* + \Lambda$ 反应的计算中取值为 $\alpha_K = 1.55$.

图 2 表示了 $\gamma + p \rightarrow K^* + \Lambda$ 反应的微分截面的理论预言, 以及与其相应的实验结果的比较. 这些比较说明: 低能 QCD 拉氏量理论成功地预言了实验结果.

4 讨论和结论

本文在重子夸克结构的 $[SU_{sf}(6) \otimes O(3)]_{\text{sym}} \otimes SU_c(3)$ 模型中, 用低能 QCD 拉氏量

- 5 Williams R, Ji C R, Cotanch S. *Phys. Rev.*, 1992, **C46**:1617; *Phys. Rev.*, 1991, **C43**:452; *Phys. Rev.*, 1990, **D41**:1449; Ji C R, Cotanch S R. *Phys. Rev.*, 1988, **C38**:2693
- 6 Manohar A, George H. *Nucl. Phys.*, 1984, **B234**:189
- 7 Ji Z P. *Phys. Rev.*, 1995, **C52**:1648; Ji Z P et al. *Phys. Rev.*, 1997, **C56**:1099
- 8 Chew G F, Goldberger M L, Low F E et al. *Phys. Rev.*, 1957, **106**:1345; Fibini S, Furlan G, Rossetti C. *Nuovo Cimento*, 1965, **40**:1171
- 9 Fasano C G, Tabakin F, Saghai B. *Phys. Rev.*, 1992, **C46**:2430
- 10 MA Wei-Hsing, LU Ding-Hui, Thomas A W. *Nucl. Phys.*, 1998, **A635**:498
- 11 Close F E, Ji Z P. *Phys. Rev.*, 1990, **D42**:2194
- 12 LU Mign-Hui. *Strange Meson Photo-Production and its Corresponding Radiative Capture in Low Energy QCD Lagrangian*. Thesis, 1998; Ji Z P et al. *Phys. Rev.*, 1998, **C56**:1099
- 13 Lichi A L, Pagnamenta A. *Phys. Rev.*, 1970, **D2**:1150

QCD Description of Strange Meson Photo-Production *

ZHOU Li-Juan¹ MA Wei-Xing^{2,3} PENG Guang-Xiong²

¹ (Department of Information and Computing Science, Guangxi University of Technology, Liuzhou 545006, China)

² (Institute of High Energy Physics, The Chinese Academy of Sciences, Beijing 100039, China)

³ (Institute for Theoretical Physics, The Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080, China)

Abstract Based on the low energy QCD Lagrangian and using the wave functions of $[SU_{sf}(6) \otimes O(3)]_{sm} \cdot \otimes SU_c(3)$ quark model of baryon structure, the strange meson photo-production off the proton is studied. Calculations on cross section for $\gamma + p \rightarrow K^+ + \Lambda$ reaction are performed and compared with experimental data. The theoretical predictions are in good agreement with data.

Key words QCD, strange meson, photo-production

Received 25 December 2000

Supported by National Natural Science Foundation of China (19975053, 19835010, 10075081, 19905011)