

最小二乘法运动学拟合程序设计*

黄性涛¹⁾ 马连良 王孔森 张学尧 何瑁 张乃健
(山东大学物理系 济南 250100)

摘要 根据北京谱仪物理分析中所使用的运动学拟合软件包(Telesis)的原理和方法,采用面向对象的程序设计语言 C++ 开发了一个新的运动学拟合软件包——Telesis++。该软件包具有灵活、兼容、易扩展的特点,其拟合结果与 Telesis 软件包的结果一致。该软件包可作为未来 BES III 的物理分析工具。

关键词 运动学拟合 最小二乘法 北京谱仪 Telesis

1 引言

北京谱仪(BES)^[1]是一个通用型的大型粒子探测器,用于探测 2—5.6GeV 能区 e^+e^- 对撞所产生的次级粒子,以研究该能区丰富的粒子物理问题。探测器对次级粒子径迹的测量误差,影响了某些物理量的测量精度。为了提高测量的精度,通常采用运动学拟合的方法:利用 e^+e^- 对撞过程中的能量动量守恒的条件,采用约束条件下的最小二乘法^[2]拟合的方法,估计径迹参数的真值,以提高一些物理量(如粒子的动量和能量)的精度。

北京谱仪物理分析中所使用的运动学拟合程序为 Telesis^[3]。该程序包用 Fortran 语言编写,是 BES 物理分析过程中常用且非常重要的一个处理工具,可以显著改善粒子动量分辨,进而提高共振态的质量分辨,大大压低本底事例,以提高信噪比水平选出目标事例,为获得良好的物理分析结果奠定了基础。随着北京正负电子对撞机和北京谱仪等硬件的升级,其软件也需要同时升级,普遍使用的 Fortran 语言将被当前广泛流行的面向对象程序设计语言 C++ 所取代。为了配合这种数据分析软件的发展趋势,在仔细分析和研究 Telesis 软件包的基础上,用 C++ 语言开发了一个全新的运动学拟合程序(Telesis++)。

介绍了运动学拟合的基本原理和方法,以及

Telesis++ 程序的结构和运行结果。

2 基本原理及公式推导

2.1 运动学关系

考虑正负电子对撞产生 N 个末态粒子的过程

$$e^+ + e^- \rightarrow (1) + (2) + \dots + (N). \quad (1)$$

通过测量这些次级粒子在探测器中与探测物质相互作用而产生的信息可得到这些粒子的径迹。每条径迹可用 3 个参数来描述:

$$\mathbf{x}_i = (x_{i1}, x_{i2}, x_{i3}).$$

北京谱仪所测量的带电径迹和中性径迹的径迹参数如表 1 所示。

表 1 北京谱仪测量的带电径迹和中性径迹的径迹参数

径迹种类	x_1	x_2	
带电径迹	φ	$1/p_T$	$\text{ctg}\theta$
中性径迹(桶部)	φ	$\text{ctg}\theta$	\sqrt{E}
中性径迹(端盖)	x/z	y/z	\sqrt{E}

在表 1 中, θ, φ 分别是径迹的方位角和极角。 x, y, z 是粒子在探测器内的坐标, \sqrt{E} 是末态中性粒子能量的平方根。这些径迹参数的测量误差由下面的协方差矩阵^[4]给出:

2003-01-20 收稿

* 国家自然科学基金资助

1) E-mail: huangxt@hepg.sdu.edu.cn

$$\tilde{v}_{ik} = \begin{bmatrix} \sigma_{x_{i1}}^2 & \text{cov}(x_{i1}, x_{i2}) & \text{cov}(x_{i1}, x_{i3}) \\ \text{cov}(x_{i2}, x_{i1}) & \sigma_{x_{i2}}^2 & \text{cov}(x_{i2}, x_{i3}) \\ \text{cov}(x_{i3}, x_{i1}) & \text{cov}(x_{i3}, x_{i2}) & \sigma_{x_{i3}}^2 \end{bmatrix}. \quad (2)$$

假定 m_0 为带电粒子的质量, E_i 和 P_i 分别为第 i 个次级粒子的能量和动量, 则 E_i 和 P_i 与径迹参数的关系如下:

(1) 带电粒子:

$$\begin{aligned} P_x &= \cos\varphi \cdot P_{xy} = \frac{\cos x_1}{x_2} \\ \sin\varphi \cdot P_{xy} &= \frac{\sin x_1}{x_2}, \\ P_z &= \cot\theta \cdot P_{xy} = \frac{x_3}{x_2}, \\ E &= \sqrt{p_x^2 + p_y^2 + p_z^2 + m_0^2} = \\ &= \sqrt{1 + \frac{x_3^2}{x_2^2} + m_0^2} \end{aligned} \quad (3)$$

(2) 桶部簇射计数器探测的光子:

$$\begin{aligned} p_{xy} &= \frac{(\sqrt{E})^2}{\sqrt{1 + \text{ctg}^2\theta}} \cdot \frac{x_3^2}{\sqrt{1 + x_2^2}} \\ p_x &= p_{xy} \times \cos\varphi = \frac{x_3^2}{\sqrt{1 + x_2^2}} \times \cos x_1, \\ p_y &= p_{xy} \times \sin\varphi = \frac{x_3^2}{\sqrt{1 + x_2^2}} \times \sin x_1, \\ p_z &= p_{xy} \times \text{ctg}\theta = \frac{x_3^2}{\sqrt{1 + x_2^2}} \times x_2, \\ E &= x_3^2. \end{aligned} \quad (4)$$

(3) 端盖簇射计数器探测的光子:

$$\begin{aligned} p_x &= \frac{(\sqrt{E})^2}{\sqrt{1 + \left(\frac{x}{z}\right)^2 + \left(\frac{y}{z}\right)^2}} = \\ &= \frac{x_3^2}{\sqrt{1 + x_1^2 + x_2^2}}, \\ p_x &= p_z \times \frac{x}{z} = \frac{x_3^2}{\sqrt{1 + x_1^2 + x_2^2}} \times x_1, \\ p_y &= p_z \times \frac{y}{z} = \frac{x_3^2}{\sqrt{1 + x_1^2 + x_2^2}} \times x_2, \\ E &= x_3^2. \end{aligned} \quad (5)$$

E_i 和 P_i 应满足下面的能量和动量守恒方程:

$$\left. \begin{aligned} &= \sum_{i=1}^N E_i \\ \sum_{i=1}^N P_i &= 0 \end{aligned} \right\}, \quad (6)$$

其中 $E_{e^+e^-}$ 为 e^+e^- 的质心系能量. 带电粒子的种类可由探测器所测量的其他信息, 如飞行时间和电离能损给出.

2.2 约束条件下的最小二乘拟合

由于测量误差的存在, 如果直接用径迹参数的测量值计算 E_i 和 P_i , 则守恒方程(6)不成立. 运动学拟合的目的是利用约束条件下的最小二乘法拟合, 求出径迹参数的真值, 使方程(6)成立并满足其他的一些约束条件.

设第 i 个粒子的径迹参数的真值为 $\eta_i = (\eta_{i1}, \eta_{i2}, \eta_{i3})$, η_i 应满足 K 个约束方程

$$f_k(\eta_1, \eta_2, \dots, \eta_N) = 0, \quad k = 1, 2, \dots, K. \quad (7)$$

其中 f_k 可以由方程(6)给出的约束条件, 也可以是其他的一些约束条件, 例如共振态约束. 利用拉格朗日乘子法, 可得到如下约束条件下的 χ^2 :

$$\chi^2(\eta, \lambda) = (\mathbf{x} - \boldsymbol{\eta})^T V_x^{-1} (\mathbf{x} - \boldsymbol{\eta}) + 2\boldsymbol{\lambda}^T \mathbf{f}(\boldsymbol{\eta}). \quad (8)$$

其中 $\boldsymbol{\lambda} = (\lambda_1, \lambda_2, \dots, \lambda_k)$ 为拉格朗日不定乘子, V_x^{-1} 是 V_x 的逆矩阵, 而

$$V_x = \begin{pmatrix} \tilde{v}_1 & & & & \\ & \tilde{v}_2 & & & \\ & & \ddots & & \\ & & & \tilde{v}_i & \\ & & & & \tilde{v}_N \end{pmatrix}_{3N \times 3N}$$

是总的误差矩阵, 该矩阵的非对角线矩阵的元素均为 0, 而 \tilde{v}_i 由(2)式给出. (8)式中包括了 $3N + K$ 个待定参数. 根据最小二乘法原理, $\boldsymbol{\eta}$ 和 $\boldsymbol{\lambda}$ 的值可通过求解下列方程组得到

$$\left. \begin{aligned} \nabla_{\boldsymbol{\eta}} \chi^2 &= -2V_x^{-1}(\mathbf{x} - \boldsymbol{\eta}) + 2F_{\boldsymbol{\eta}}^T \boldsymbol{\lambda} = \mathbf{0}, & (3N \text{ 个方程}) \\ \nabla_{\boldsymbol{\lambda}} \chi^2 &= 2\mathbf{f}(\boldsymbol{\eta}) = \mathbf{0}. & (K \text{ 个方程}) \end{aligned} \right\} \quad (9)$$

其中 $F_{\boldsymbol{\eta}}$ 是 $K \times 3N$ 维矩阵, 其矩阵元为约束方程对径迹参数的偏导数:

$$(F_{\boldsymbol{\eta}})_{ki} = \frac{\partial f_k}{\partial \eta_i} \quad (10)$$

式(9)可简化为

$$\left. \begin{aligned} V_x^{-1}(\boldsymbol{\eta} - \mathbf{x}) + F_{\boldsymbol{\eta}}^T \boldsymbol{\lambda} &= \mathbf{0}, & (3N \text{ 个方程}) \\ \mathbf{f}(\boldsymbol{\eta}) &= \mathbf{0}. & (K \text{ 个方程}) \end{aligned} \right\} \quad (11)$$

方程组(11)的求解可采用牛顿迭代法. 假设经过 ν

次迭代后,得到的近似解为 $(\boldsymbol{\eta}^v, \boldsymbol{\lambda}^v)$, 对应的 $\chi^2 = (\chi^2)^v$. 将约束方程 $f(\boldsymbol{\eta}) = \mathbf{0}$ 在 $\boldsymbol{\eta} = \boldsymbol{\eta}^v$ 处进行泰勒级数展开,并略去高次项,得到

$$\mathbf{f}^v + F_\eta^v(\boldsymbol{\eta}^{v+1} - \boldsymbol{\eta}^v) = \mathbf{0}. \quad (12)$$

其中 f^v 和 F^v 是在 $\boldsymbol{\eta} = \boldsymbol{\eta}^v$ 处计算得到的. 当 $\boldsymbol{\eta} = \boldsymbol{\eta}^{v+1}$ 时,由(11)式中的第一组方程得到

$$\boldsymbol{\eta}^{v+1} = \mathbf{x} - V(F_\eta^v)^v \boldsymbol{\lambda}^{v+1}. \quad (13)$$

把式(13)代入式(12)可得:

$$\mathbf{f}^v + F_\eta^v(\mathbf{x} - \boldsymbol{\eta}^v) - F_\eta^v V(F_\eta^v)^v \boldsymbol{\lambda}^{v+1} = \mathbf{0}. \quad (14)$$

若令

$$\begin{aligned} \mathbf{r} &= \mathbf{f}^v + F_\eta^v(\mathbf{x} - \boldsymbol{\eta}^v), \\ \mathbf{s} &= F_\eta^v V(F_\eta^v)^v. \end{aligned} \quad (15)$$

则得

$$\begin{aligned} \boldsymbol{\lambda}^{v+1} &= \mathbf{s}^{-1} \mathbf{r}, \\ \boldsymbol{\eta}^{v+1} &= \mathbf{x} - VF_\eta^v \boldsymbol{\lambda}^{v+1} \end{aligned} \quad (16)$$

其中 $F_\eta = (\tilde{F}_1 \quad \tilde{F}_2 \quad \dots \quad \tilde{F}_i \quad \dots \quad \tilde{F}_N)$, 而 $(\tilde{F}_i)_{k \times 3} = \tilde{F}_{pi} \times \tilde{P}_{i\eta}$,

$$= \begin{pmatrix} \frac{\partial f_1}{\partial p_{ix}} & \frac{\partial f_1}{\partial p_{iy}} & \frac{\partial f_1}{\partial p_{iz}} & \frac{\partial f_1}{\partial E_i} \\ \frac{\partial f_2}{\partial p_{ix}} & \frac{\partial f_2}{\partial p_{iy}} & \frac{\partial f_2}{\partial p_{iz}} & \frac{\partial f_2}{\partial E_i} \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ \frac{\partial f_k}{\partial p_{ix}} & \frac{\partial f_k}{\partial p_{iy}} & \frac{\partial f_k}{\partial p_{iz}} & \frac{\partial f_k}{\partial E_i} \end{pmatrix}_{k \times 4} = \begin{pmatrix} \frac{\partial p_{ix}}{\partial \eta_{i1}} & \frac{\partial p_{ix}}{\partial \eta_{i2}} & \frac{\partial p_{ix}}{\partial \eta_{i3}} \\ \frac{\partial p_{iy}}{\partial \eta_{i1}} & \frac{\partial p_{iy}}{\partial \eta_{i2}} & \frac{\partial p_{iy}}{\partial \eta_{i3}} \\ \frac{\partial p_{iz}}{\partial \eta_{i1}} & \frac{\partial p_{iz}}{\partial \eta_{i2}} & \frac{\partial p_{iz}}{\partial \eta_{i3}} \\ \frac{\partial E_i}{\partial \eta_{i1}} & \frac{\partial E_i}{\partial \eta_{i2}} & \frac{\partial E_i}{\partial \eta_{i3}} \end{pmatrix}_{4 \times 3} \quad (17)$$

上式中矩阵 \tilde{F}_{pi} 的矩阵元是约束方程对四动量分量的偏导数,而矩阵 $\tilde{P}_{i\eta}$ 则与第 i 个粒子的种类有关且有如下关系:

(1) 带电粒子:

$$\tilde{P}_{i\eta} = \begin{pmatrix} -p_{iy} & -\frac{p_{ix}}{\eta_{i2}} & 0 \\ p_{ix} & -\frac{p_{iy}}{\eta_{i2}} & 0 \\ 0 & -\frac{p_{iz}}{\eta_{i2}} & \frac{1}{\eta_{i2}} \\ 0 & -\frac{(p_{ix} + p_{iy} + p_{iz})^2}{E_i \times \eta_{i2}} & \frac{p_{ix}}{E_i \times \eta_{i2}} \end{pmatrix}$$

(2) 桶部簇射计数器探测的光子:

$$\tilde{P}_{i\eta} = \begin{pmatrix} -p_{iy} & -p_{ix} \times \frac{\eta_{i2}}{1 + \eta_{i2}^2} & p_{izy} \times \cos \eta_{i1} \times \frac{2}{\eta_{i3}} \\ p_{ix} & -p_{iy} \times \frac{\eta_{i2}}{1 + \eta_{i2}^2} & p_{izy} \times \sin \eta_{i1} \times \frac{2}{\eta_{i3}} \\ 0 & -p_{iz} \times \frac{\eta_{i2}}{1 + \eta_{i2}^2} + p_{ixy} & p_{izy} \times \eta_{i2} \times \frac{2}{\eta_{i3}} \\ 0 & 0 & 2\eta_{i3} \end{pmatrix}$$

(3) 端盖簇射计数器探测的光子:

$$\tilde{P}_{i\eta} = \begin{pmatrix} \left(-p_{iz} \times \frac{\eta_{i1}}{1 + \eta_{i1}^2 + \eta_{i2}^2} \right) \times p_{ix} & \left(-p_{iz} \times \frac{\eta_{i2}}{1 + \eta_{i1}^2 + \eta_{i2}^2} \right) \times & \left(\frac{2\eta_{i3}}{\sqrt{1 + \eta_{i1}^2 + \eta_{i2}^2}} \right) \times \eta_{i1} \\ \left(-p_{ix} \times \frac{\eta_{i1}}{1 + \eta_{i1}^2 + \eta_{i2}^2} \right) \times & \left(-p_{iz} \times \frac{\eta_{i2}}{1 + \eta_{i1}^2 + \eta_{i2}^2} \right) \times & \left(\frac{2\eta_{i3}}{\sqrt{1 + \eta_{i1}^2 + \eta_{i2}^2}} \right) \times \eta_{i2} \\ \times \frac{\eta_{i1}}{1 + \eta_{i1}^2 + \eta_{i2}^2} & -p_{ix} \times \frac{\eta_{i2}}{1 + \eta_{i1}^2 + \eta_{i2}^2} & \frac{2\eta_{i3}}{\sqrt{1 + \eta_{i1}^2 + \eta_{i2}^2}} \\ 0 & & 2\eta_{i3} \end{pmatrix}$$

由(16)式的结果,可根据(8)式求得第 ν 次迭代后的 $(\chi^2)^\nu$ 和 $|f_1(\boldsymbol{\eta})| + |f_2(\boldsymbol{\eta})| + \dots |f_k(\boldsymbol{\eta})|$, 当 $|f_1(\boldsymbol{\eta})| + |f_2(\boldsymbol{\eta})| + \dots |f_k(\boldsymbol{\eta})| \leq \epsilon_{\min}$ 条件时, 停止迭代. 此时的 $\boldsymbol{\eta}$ 即为径迹参数真值的最好估计. 由此计算粒子的动量和能量, 进行其他物理分析. 否则, 继续进行下一次迭代.

2.3 约束条件的确定

由上面可知, 进行运动学拟合时, 约束条件的确定是重要问题之一. 因此, 下面简介常用的几种约束条件.

1) 末态粒子中无共振态

(1) 末态粒子的径迹参数全部测出, 这时应满足(6)式, 即该反应过程满足四动量守恒. 这种拟合称为 4C (Constraint) 拟合.

(2) 末态粒子中, 有一个中性粒子能量没有探测到, 但知道其运动方向. 根据动量守恒, 则该中性粒子的动量由其他粒子的总动量求出, 同时要求所有粒子在与该方向垂直的平面上动量也要守恒. 运算方法如下:

粒子运动方向 \boldsymbol{P} 与 z 轴的夹角为 θ , \boldsymbol{P} 在 xy 平面上的投影与 x 轴的夹角为 φ , 则要求所探测到粒子的总动量矢量 \boldsymbol{R} 在以 \boldsymbol{P} 为 z 轴的另一空间坐标系的投影 \boldsymbol{R} 应满足:

$$\boldsymbol{R} = D\boldsymbol{R} = \tilde{\boldsymbol{g}}(y, \theta)\tilde{\boldsymbol{g}}(z, \varphi)\boldsymbol{R} = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ p \end{pmatrix}. \quad (18)$$

$$\tilde{\boldsymbol{g}}(z, \varphi) = \begin{pmatrix} \cos\varphi & -\sin\varphi & 0 \\ \sin\varphi & \cos\varphi & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix},$$

$$\tilde{\boldsymbol{g}}(y, \theta) = \begin{pmatrix} \cos\theta & 0 & \sin\theta \\ 0 & 1 & 0 \\ -\sin\theta & 0 & \cos\theta \end{pmatrix},$$

其中 p 是粒子动量的大小. $\tilde{\boldsymbol{g}}(z, \varphi)$ ^[6] 表示空间绕 z 轴旋转角度为 φ 的转换矩阵, $\tilde{\boldsymbol{g}}(y, \theta)$ 表示空间绕 y 轴旋转角度为 θ 的转换矩阵. 最后, 还要求能量守恒. 即有 3 个约束条件.

(3) 在末态粒子中, 有一丢失粒子, 即有一中性粒子未探测到任何信息, 此时, 可利用动量守恒条件求出该粒子的动量. 这种情况, 还需要有一个能量守恒的约束条件.

2) 该衰变道末态粒子中有共振态

(1) 一般来讲, 有一个共振态就应增加一个约束条件. 即要求

$$E^2 - P^2 = m_0^2, \quad (19)$$

其中 E 是该共振态衰变的末态粒子的总能量, P 是该共振态衰变的末态粒子的总动量, m_0 是该共振态的质量.

(2) 对末态有两个相同共振态的情况, 可要求这两个共振态的衰变产物的不变质量相等, 即

$$E_1^2 - P_1^2 = E_2^2 - P_2^2, \quad (20)$$

其中 E_1, E_2 分别是两共振态衰变的末态粒子的总能量, P_1, P_2 分别是两共振态衰变的末态粒子的总动量. 这种约束称为等质量约束.

3 运动学拟合程序结构

3.1 事例结构的描述

在 Telesis++ 中, 所用的北京谱仪的事例结构如图 1 所示. 图中每个方框代表一个类, 它们之间的关系采用了统一建模语言^[7] (Unified Modeling Language, 简称 UML) 来描述. 重建得到的 Tracklist 信息由类 BEvent 描述. 类 BTrack 用于描述 BES 所探测到的次级粒子的径迹, 该类包含了由各子探测器探测到的径迹信息. 分别用类 BDCTrack, BSCTrack, BDeDx, BMuon, BTOF, BPrjVC, BPrjDC, BVCTrack 描述. 每个事例可以有一条或多条径迹, 通过一个 BEvent 类的对象可以引用一个或多个 BTrack 类的对象来实现. 如果某条径迹由多个子探测器给出, 则该径迹对应的 BTrack 类的对象可引用一个或多个子探测器径迹类的对象.

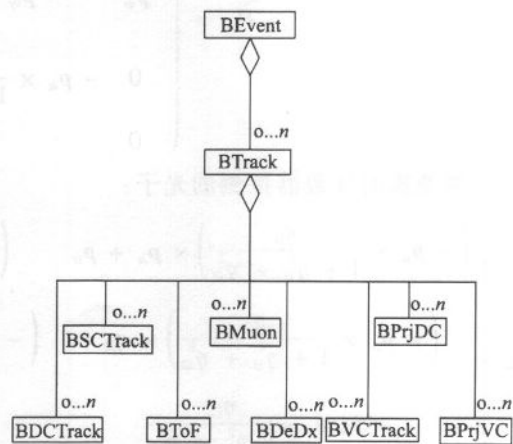


图 1 北京谱仪的数据结构 UML 图

3.2 运动学拟合的 3 个类

Telesis++ 软件包主要由类 BTrackFitParameter、类 BResonanceParameter 和类 BKinematicFit 组成. 图 2 给出了它们之间的相互关系和它们的属性(数据成员)和操作(函数成员). 其中类 BTrackFitParameter 是描述径迹拟合参数的类. 它把径迹的径迹参数、测量误差、四动量以及四动量分量对径迹参数的偏导数等作为其私有属性封装起来, 并提供了对私有属性进行操作函数. 图中给出的这些函数根据(3)~(5)式由径迹参数计算四动量和四动量分量对径迹参数的偏导数, 即式(17)的矩阵元素. 类 BResonanceParameter 是描述共振态参数的类. 它把共振态的质量、四动量以及其衰变产物的数目等作为私有数据成员隐藏起来. 用户根据共振态衰变的末态粒子, 创建一个类 BResonanceParameter 对象. 它调用该类的公有成员函数 Updatef(void), 计算出该共振态的四动量和根据式(19)求约束方程. 类 BKinematicFit 是单一的 (singleton) 类, 进行运动学拟合时, 只能创建一个该类的对象. 它通过调用成员函数 SetTrack() 或 SetResonance() 分别创建一个类 BTrackFitParameter 的实例或一个类 BResonanceParameter 的实例, 并分别将其放在私有属性 *xm* 和 *lr* 中, 然后调用成员函数 fit() 根据式(8)~(16) 进行迭代计算求得 χ^2 的最小值和拟合后末态粒子的动量.

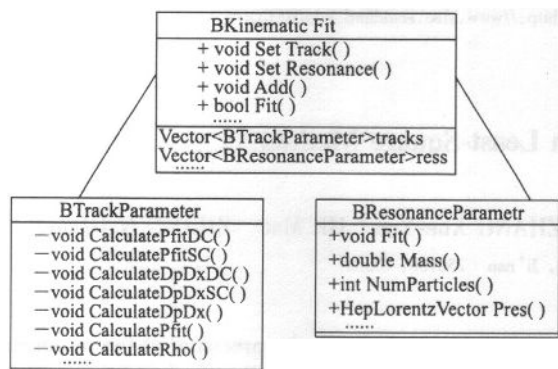


图 2 3 个运动学拟合类的 UML 图

4 运动学拟合结果的比较

为了验证 Telesis++ 软件包的正确性, 利用 BES II 的实验数据做了以下两种检验:

(1) Telesis 与 Telesis++ 一致性的检验

为了充分验证 Telesis 与 Telesis++ 的一致性, 选

择了如下衰变过程 $J/\psi \rightarrow \gamma \pi^+ \pi^- 2\pi^0 \rightarrow \gamma \pi^+ \pi^- 2\gamma 2\gamma$, 分别利用 Telesis 和 Telesis++ 进行了等质量约束的 5C 拟合. 为了说明其一致性, 我们引入了相对差 $H = \frac{P_1 - P_2}{P_2}$, 其中 P_1 和 P_2 分别为经过 Telesis 和 Telesis++ 拟合后的带电 π 粒子的动量. 图 3 给出了 H 的分布, 可以看出两者的差别非常小.

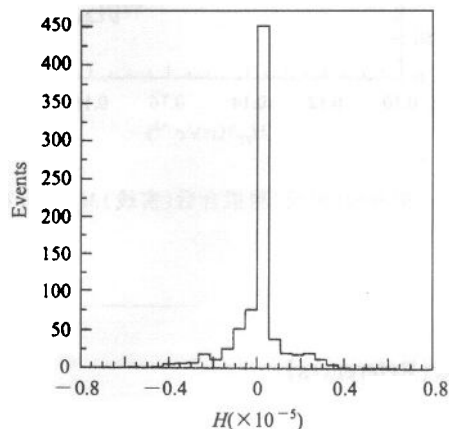


图 3 H 的分布

(2) 运动学拟合前后结果的比较

选择衰变过程 $J/\psi \rightarrow \rho^0 \pi^0$, $\rho^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ 和 $\pi^0 \rightarrow \gamma \gamma$, 末态为两个带电 π 粒子和一个中性 π^0 粒子, 而 π^0 又衰变成两个光子. 图 4 和图 5 中虚线和实线分别给出拟合前和拟合后的不变质量 $M_{\pi^+ \pi^-}$ 和 $M_{\gamma \gamma}$ 的分布, 可以看出运动学拟合后共振态 ρ^0 的质量分辨有所提高但不明显, 而共振态 π^0 的质量分辨有了显著的提高. 这一现象与北京谱仪对带电径迹的测量误差较小, 而对中性径迹能量的测量误差较大有关.

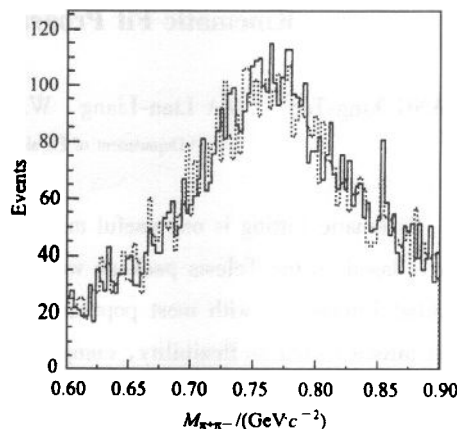


图 4 拟合前(虚线)和拟合后(实线) $M_{\pi^+ \pi^-}$ 的分布

上述检验是在面向对象的程序设计的物理分析平台 Gaudi^[8] 和 Babar^[9] 上运行, 首先在该平台下读

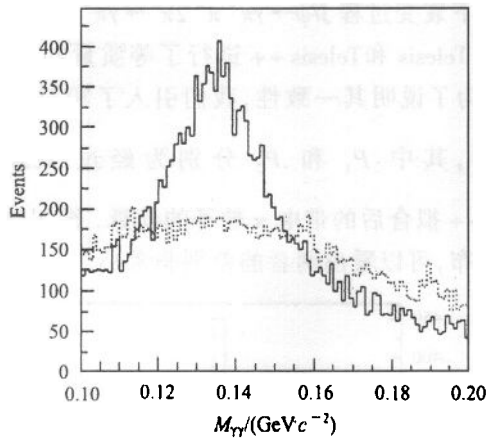


图 5 拟合前(虚线)和拟合后(实线) $M_{\pi\pi}$ 的分布

出 BES II 的 NDST(New Data Summary Type)实验数据,填充图 1 所示的事例数据结构,然后调用 Teles++ 软件包给出上面的结果.

5 结论

采用当代先进的面向对象程序设计技术,结合北京谱仪的结构特点和探测性能,利用最小二乘原理设计出了运动学拟合程序软件包 Teles++ . 并移植了 Gaudi 和 Babar 的物理分析平台,应用于北京谱仪,在这两种平台下,计算结果完全一致. 且计算结果表明提高了数据的优度. Teles++ 将为物理分析工作提供了一种新的进行运动学拟合的工具.

参考文献 (References)

- 1 BAI Jin-Zhi et al(BES Collaboration). Nucl. Inst. and Meth., 1994, A344:319
- 2 ZHU Yong-Sheng. Probability and Statistics in Experiment Physics. Beijing: Beijing Science Press, 1991. 288(in Chinese)
(朱永生. 实验物理中的概率和统计. 北京:科学出版社,1991. 288)
- 3 Wasserbach S. Teles++ Mark III Collaboration, Stanford, California, 1988; IAN Hui-Bin. Teles++, BES Collaboration, IHEP, Beijing, China, 1993, Adapted from Mark III version
- 4 ZHENG Zhi-Peng, ZHU Yong-Sheng. Electron-Positron Physics on BES. Nanning: Guangxi Sci. & Tech. Press, 1998, 393(in Chinese)
(郑志鹏,朱永生. 北京谱仪正负电子物理. 南宁:广西科学技术出版社,1998,393)
- 5 Frodesen A G, Skjeggstad O. Probability and Statistics in Particle Physics. Norway, Reklametrykk A. s., 1979. 309
- 6 YANG Ze-Sen. Advanced Quantum Mechanics (2-th). Beijing: Beijing University Press, 1995, 156(in Chinese)
(杨泽森. 高等量子力学第二版. 北京:北京大学出版社,1995, 156)
- 7 Victor Shtern. Core C++ : A Software Engineering Approach. LI Shi-Xian et al (translated). Beijing: China Machine Press, 2002, 557(in Chinese)
(C++ 精髓:软件工程方法,美国,史特恩著,李师贤等译,北京:机械工业出版社,2002,557)
- 8 <http://proj-gaudi.web.cern.ch/proj-gaudi>
- 9 <http://www.slac.stanford.edu/BFROOT>

Kinematic Fit Program Design with Least-Square Method

HUANG Xing-Tao¹⁾ MA Lian-Liang WANG Kong-Sen ZHANG Xue-Yao HE Mao ZHANG Nai-Jian

(Department of Physics, Shandong University, Ji'nan 250100, China)

Abstract Kinematic Fitting is one useful method for physics analysis in order to improve the precision of the parameters to be fitted. Based on the Teles++ package written with Fortran which is the code for kinematic fitting, we design a new package called Teles++ with most popular Object-Oriented C++ language. The packages written with C++ have many characteristics such as flexibility, compatibility and expansibility. The result shows that Teles++ has the same result with the Teles. Teles++ can be one of physics analysis tools for BES III in the future.

Key words kinematic fit, least-square method, Beijing spectrometer, teles++

Received 20 January 2003

* Supported by National Natural Science Foundation of China

1) E-mail: huangxt@hepg.sdu.edu.cn