



ГОСУДАРСТВЕННЫЙ НАУЧНЫЙ ЦЕНТР РОССИЙСКОЙ ФЕДЕРАЦИИ
ИНСТИТУТ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

ИФВЭ 98-37
ОЭФ

А.И. Павлинов

**ВОССТАНОВЛЕНИЕ ИМПУЛЬСА
ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ
В МАГНИТНОМ СПЕКТРОМЕТРЕ
(Эксперимент E925 в БНЛ)**

Протвино 1998

Аннотация

Павлинов А.И. Восстановление импульса заряженных частиц в магнитном спектрометре (Эксперимент E925 в БНЛ): Препринт ИФВЭ 98-37. – Протвино, 1998. – 5 с., 1 рис., библиогр.: 11.

Определение кинематических параметров заряженных частиц является ключевым элементом в эксперименте E925. Предлагаемый метод позволяет восстановить импульс частиц и оценить эффективность реконструкции в зависимости от шумовых характеристик годоскопов.

Abstract

Pavlinov A.I. Charge Particle Momentum Reconstruction in Magnetic Spectrometer (Experiment E925 in BNL): IHEP Preprint 98-37. – Protvino, 1998. – p. 5, figs. 1, refs.: 11.

Charge particles kinematics parameters definition is a vital issue in E925 experiment. The method suggested here allows one to restore particle momentum and estimate reconstruction efficiency versus noise characteristics of hodoscopes.

Введение

Определение параметров заряженных частиц является ключевым элементом в эксперименте E925. Анализ тестового сеанса июня 1997 года показал, что предлагаемый метод определения импульса в работе [1] (метод 1) перестает работать из-за достаточно больших шумов годоскопов. Основным недостатком метода 1 является зависимость эффективности реконструкции и качества реконструкции от величины шумов, что будет приводить или к искажению истинных значений, или к появлению ложных асимметрий в инклюзивном образовании заряженных пионов.

Предлагаемый метод (метод 2) был реализован ранее (но не опубликован) при обработке экспериментального материала установки ГИПЕРОН [2,3]. Он включает в себя реализацию идей из работ [4,5,6,7,8,9].

1. Общая модель трека

Рассмотрим случай, когда плоскости трековых детекторов расположены перпендикулярно оси z (система координат как в работе [1]). Тогда из уравнения Лоренца, переходя от дифференцирования по времени к дифференцированию по координате z , получим следующее уравнение движения в плоскости xz :

$$P \frac{d^2 x}{dz^2} = \frac{e}{c} \sqrt{1 + \left(\frac{dx}{dz}\right)^2 + \left(\frac{dy}{dz}\right)^2} \left(\frac{dy}{dz} B_z - \left(1 + \left(\frac{dx}{dz}\right)^2\right) B_y + \frac{dx}{dz} \frac{dy}{dz} B_x \right) = X''(z), \quad (1.1)$$

где P — импульс частицы; e — заряд частицы; c — скорость света. Проинтегрировав уравнение (1.1), получим

$$X(z) = \int_{v=z1}^{v=z} \int_{u=z1}^{u=v} X''(u) du dv \quad (1.2)$$

и

$$x(z) = BX + AX * z + \frac{X(z)}{P}, \quad (1.3)$$

где $BX = x(z_1)$ и $AX = \frac{dx(z_1)}{dz}$. Уравнение (1.3) линейно по всем параметрам трека, что при применении метода наименьших квадратов приводит к линейной системе уравнений. Следует отметить, что в уравнении (1.3) правая часть зависит от BX, AX, BY, AY и P , поэтому для решения уравнения (1.3) применяется итерационная процедура, включающая следующие шаги:

1. Вычисляются начальные значения BX_0, AX_0 и P_0 , например способом, описанным в [9].
2. Прямым интегрированием (для этого использовалась программа *SPIRAL* из [10]) для каждого детектора вычисляется $X_i(z_j)$ из уравнения (1.2), где координата j -детектора — z_j , и индекс i означает номер итерации.
3. Из условия минимума функционала

$$SX = \sum_{j=1}^4 \left(x_j - BX_i - AX_i * z_j - \frac{X_i(z_j)}{P_i} \right)^2 \quad (1.4)$$

определяются новые значения параметров BX_i, AX_i и P_i .

4. Вычисляется условие выхода из итерационной процедуры, например, как в [9].

Шаги 2-4 повторяются до выполнения условия выхода из пункта 4. Для установки ГИПЕРОН было достаточно 2-3 итераций.

Недостатком описанной процедуры является необходимость измерения карты магнитного поля. Однако при наличии карты магнитного поля описанный метод имеет общий характер и применим к широкому классу экспериментальных установок.

2. Реализация метода для эксперимента E925

Постановка эксперимента E925 имеет два существенных отличия от эксперимента ГИПЕРОН:

1) поле спектрометрического магнита имеет одну компоненту, направленную вдоль оси Y и зависящую только от z -координаты [1] ($B_y \simeq B_y(z)$);

2) размеры годоскопов таковы, что величины $X(z_j)$ из уравнения (1.2) слабо меняются для различных траекторий интегрирования.

С учетом этих обстоятельств получаем следующее выражение для $X(z)$:

$$X(z) = \frac{Ke}{c} \int_{v=z1}^{v=z} \int_{u=z1}^{u=v} B_y(u) du dv, \quad (2.1)$$

где $K = 1,013$. Полученное выражение совпадает с приближением малых углов из работы [7], если $K = 1$. Погрешность метода $\frac{\Delta P}{P} \simeq 2 * 10^{-3}$ вычислялась с

помощью моделирующей программы [1] на основе программы *GEANT 3.21* [11] и мала по сравнению с собственным разрешением установки. Вместо итерационной процедуры, изложенной выше, получаем схему вычислений из [7], т.е. константы $X(z_j)$ вычисляются один раз, и из итерационной процедуры остается только один пункт 3.

Для любого события, где есть информация с каждого годоскопа, перебираются все возможные комбинации кластеров и выбирается комбинация с наименьшей суммой SX из уравнения (1.4) — SX_{min} . Если $SX_{min} < 0,32 \text{ см}^2$, то событие считается реконструированным и записывается в файл для дальнейшего анализа. Следует отметить, что метод позволяет реконструировать событие, если есть информация только от трех годоскопов. С одной стороны, это увеличит число реконструированных событий, однако для этого класса событий $SX = 0$, и в этом случае алгоритм не позволяет подавить фон.

3. Влияние шума на эффективность реконструкции и разрешение

Из обработки экспериментального материала определяются шумовые характеристики годоскопов, т.е. вероятность того, что кроме трекового кластера в годоскопе существует дополнительный (“шумовой”) кластер. Вклад в этот процесс кроме собственно шумов годоскопов дают также и частицы из точки взаимодействия, попадающие в годоскопы. Значения шумов приведены в табл. 1.

Таблица 1.

Годоскоп	H_{1x}	H_{2x}	H_{3x}	H_{4x}
Шум	0,15	0,07	0,07	0,05

Для иллюстрации зависимости характеристик описываемого метода от величины шумов было промоделировано три варианта:

1. **Вариант 1** — без шума.
2. **Вариант 2** — экспериментальный шум (см. таблицу 1).
3. **Вариант 3** — двойной экспериментальный шум, т.е. величина шума в два раза больше чем в табл. 1.

На рис. 1 приведены графики зависимости эффективности реконструкции от обрезания SX_{min} из уравнения (1.4). Из графика видно, что при $SX_{min} = 0,05 \text{ см}^2$ (характерная величина для отбора при анализе) эффективность реконструкции больше 94% даже для варианта с двойным шумом. Величины шумов годоскопов мало изменяются за время набора статистики. Относительный разброс меньше 10% для всех годоскопов, что приводит к незначительным изменениям эффективности реконструкции в зависимости от величины шумов.

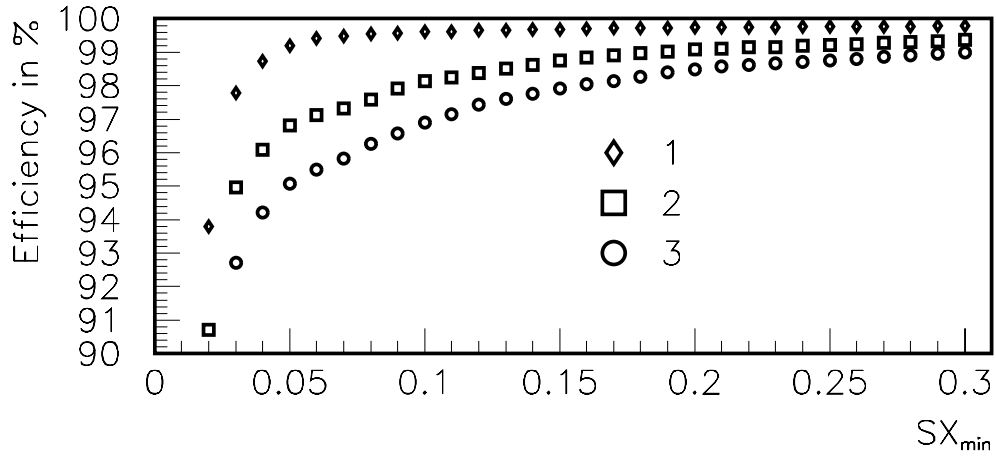


Рис. 1. Графики зависимости эффективности реконструкции от SX_{min} для трех вариантов (смотри табл. 2).

В табл. 2 приведены значения эффективности и разрешения для феймановской переменной x_F . Так же, как и эффективность, разрешение слабо изменяется при увеличении шумов. Следует также отметить, что разрешение по x_F для метода 1 более чем в два раза хуже [1], чем для метода 2. Метод 2 позволяет также оценить величину фона от случайных совпадений, так как распределение для “истинных” и “случайных” событий по величине SX_{min} имеет существенно разный характер. Более детально изучение вопроса оценки фона случайных совпадений будет проведено в следующей работе.

Таблица 2.

	Эффективность реконструкции $SX_{min} = 0,05 \text{ см}^2$	Разрешение по x_F σ_{x_F}
Вариант 1	99,2%	0,0079
Вариант 2	96,8%	0,011
Вариант 3	94,9%	0,013

Заключение

Предлагаемый метод восстановления импульса заряженных частиц имеет ряд преимуществ по сравнению с методом 1: лучшее разрешение; высокую эффективность реконструкции и слабую зависимость ее от уровня шумов; возможность оценки вклада случайных совпадений.

Автор благодарит В.И. Белоусова за поддержку на всех этапах работы и А.Н. Васильева за полезные обсуждения и замечания.

Список литературы

- [1] Беликов Н.И. и др. — Препринт ИФВЭ 97-27, Серпухов, 1997.
- [2] Акименко С.А. и др. — Препринт ОИЯИ I-8948, Дубна, 1975.
- [3] Антюхов В.А. и др. // ПТЭ. 1985, № 5, с.35.
- [4] Grote H., Zanella P. CERN/80-11, 1980.
- [5] Eichenger H., Regler M. CERN/81-06, 1981.
- [6] Аматуни Ц.А. и др. — Препринт ИФВЭ 82-142, Серпухов, 1982.
- [7] Джелядин Р.И. и др. — Препринт ИФВЭ 84-70, Серпухов, 1984.
- [8] Абрамов В.В. и др. — Препринт ИФВЭ 86-61, Серпухов, 1986.
- [9] Акименко С.А., Павлинов А.И., Белоусов В.И. — Препринт ИФВЭ 89-96, Серпухов, 1989.
- [10] Соколов С.Н. — Препринт ИФВЭ 69-41, Серпухов, 1969.
- [11] Brun R. et al.// GEANT Users's Guide, Programm Library W5013. CERN, 1993.

Рукопись поступила 28 мая 1998 г.

А.И. Павлинов.

Восстановление импульса заряженных частиц в магнитном спектрометре.
(Эксперименте E2925 в БНЛ).

Оригинал-макет подготовлен с помощью системы $\text{\LaTeX}$.

Редактор Н.В.Ежела.

Технический редактор Н.В.Орлова.

Подписано к печати	2.06.98.	Формат $60 \times 84/8$.	Офсетная печать.
Печ.л. 0.62.	Уч.-изд.л. 0.5.	Тираж 150.	Заказ 174.
Индекс 3649.			

ЛР №020498 17.04.97.

ГНЦ РФ Институт физики высоких энергий
142284, Протвино Московской обл.

