

С. 344.1и

B-658

ОБЪЕДИНЕННЫЙ
ИНСТИТУТ
ЯДЕРНЫХ
ИССЛЕДОВАНИЙ

Дубна

22/с
2855



В. Войцк , И. Врана , Я. Гладкий ,
М. Иреш , П. Мокры , Ю. А. Матуленко, М. Шепть

ОБ ОШИБКАХ ГЕОМЕТРИЧЕСКОЙ РЕКОНСТРУКЦИИ
СОБЫТИЙ В ИСКРОВЫХ КАМЕРАХ,
СОДЕРЖАЩИХ ЛИВНИ ОТ ГАММА-КВАНТОВ

ЛАБОРАТОРИЯ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ

1966

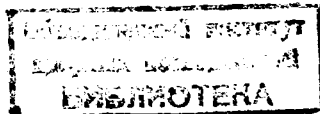
4202/1, 38.

В. Войлик^{х)}, И. Врана^{хх)}, Я. Гладкий^{хх)},
 М. Иреш^{хх)}, П. Мокры^{хх)}, Ю.А. Матуленко, М. Шептычка^{х)}

ОБ ОШИБКАХ ГЕОМЕТРИЧЕСКОЙ РЕКОНСТРУКЦИИ
 СОБЫТИЙ В ИСКРОВЫХ КАМЕРАХ,
 СОДЕРЖАЩИХ ЛИВНИ ОТ ГАММА-КВАНТОВ

х) Институт экспериментальной физики университета, Варшава

хх) Физический институт Чехословацкой Академии наук, Прага



В настоящей работе описывается метод восстановления пространственной картины упругого рассеяния π^- -мезонов с перезарядкой на протонах.

Результаты эксперимента, выполненного авторами с помощью техники искровых камер на пучке π^- -мезонов (с энергией 4 Гэв) от синхрофазотрона ОИЯИ, были доложены на рабочем совещании по искровым камерам 14-18 марта 1966 года в Дубне.

Основной целью этой работы была проверка точности воспроизведения в пространстве событий со многими γ -квантами.

Аппаратура показана на рис. 1.

Для каждого события производилось фотографирование объемов всех искровых камер в двух перпендикулярных направлениях с помощью трех несколько измененных кинокамер для 35 мм пленки (см. табл. 1).

Т а б л и ц а 1

Кинокамера			
Фотографирование	K1 + K2 ИК на пучке (в двух напр.)	K3 + K4 в гориз. напр.	K3 + K4 в верт. напр.

Использовались два метода измерения обработки данных:

Часть фотографий с событиями, содержащими γ -кванты, обмеряли на проекционном микроскопе. При этом измеряли координаты одной точки в каждой из искровых камер с тонкими электродами (K1 и K2) на траектории первичного пиона, а также координаты двух точек на прямом участке каждого γ -линия в искровой камере K3 (или несколько реже в K4).

Другую часть фотографий обмеряли на полуавтомате с использованием большого числа точек на прямых участках каждого γ -линия в искровой камере K3. Второй

метод измерения оказался более надежным и поэтому весь остальной материал обработывался именно таким методом.

Мы предполагали, что первичный трек хорошо определяется прямой линией (полное количество вещества в K1 и K2 равно $0,35 \text{ г/см}^2$, измерение искр производилось с базой 92 см). Координаты первой искры (место конвертирования) в ливне измерялись наряду с координатами других искр на прямом участке. Методом наименьших квадратов определяли прямую линию и вычисляли полную ошибку в воспроизведении ливня.

Точку пересечения всех трех направлений (θ^- , y_1 , y_2) определяли с учетом полной ошибки в воспроизведении ливня и находили минимум величины

$$A^2 = \sum_{i=0}^n k_i a_i^2$$

где k_i - относительный вес, i - направление, a_i - поправочный угол.

Так как $a_0 = 0$ (предположение относительно первичного трека) и $n = 2$ (событие с двумя γ -квантами), то:

$$A^2 = k_1 a_1^2 + k_2 a_2^2$$

Распределение величины A^2 , полученное из эксперимента, приведено на рис. 2а.

Из рис. 3а видно, что величина d_1 распределена по нормальному закону (с $\sigma = 7$ мрад), d_1 определено на рис. 5.

Для проверки распределения A^2 были выполнены вычисления по методу Монте-Карло для различных значений σ (или $\bar{a} = \sqrt{\pi/2} \sigma$, см. дополнение).

Было получено хорошее согласие с экспериментом для $\sqrt{a^2} = 10$ мрад (рис. 2б, 3б) для обоих распределений.

Для определения точности в установлении точки пересечения (точки взаимодействия) были проделаны вычисления по методу Монте-Карло. Из рис. 4 видно, что процедура минимализации является устойчивой.

Используя распределение A^2 и x - координату точки пересечения, можно отбросить фоновые события (два γ -кванта от разных π^0 -мезонов).

Все программы были написаны на Алголе и вычисления проделаны на вычислительной машине ГИЭР на кафедре вычислительной математики Варшавского университета.

ДОПОЛНЕНИЕ

Пусть a_x и a_y - две независимые переменные, распределенные по закону Гаусса

$$q(a_x) da_x = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} \exp\left(-\frac{a_x^2}{2\sigma^2}\right) da_x \quad (1)$$

$$q(a_y) da_y = \frac{1}{\sqrt{2\pi\sigma^2}} \exp\left(-\frac{a_y^2}{2\sigma^2}\right) da_y \quad (2)$$

(с одинаковыми σ).

Преобразуем эти распределения:

$$a^2 = a_x^2 + a_y^2; \quad \text{tg } \phi = \frac{a_y}{a_x} \quad (3)$$

$$q_1(a) da = \frac{a}{\sigma^2} \exp\left(-\frac{a^2}{2\sigma^2}\right) da \quad (4)$$

$$\bar{a} = \int_0^{\infty} a q_1(a) da = \sqrt{\frac{\pi}{2}} \sigma \quad (5)$$

$$\bar{a}^2 = \int_0^{\infty} a^2 q_1(a) da = 2\sigma^2. \quad (6)$$

Из (4) ясно видно, что

$$q_2(a^2) da^2 = \frac{1}{2\sigma^2} \exp\left(-\frac{a^2}{2\sigma^2}\right) da^2, \quad (7)$$

q_2 описывает распределение a^2 для одного γ -линия.

Если имеется два независимых γ -линия, тогда:

$$q_3(a_1^2, a_2^2) = q_2(a_1^2) \cdot q_2(a_2^2) \quad (8)$$

$$A^2 = k_1 a_1^2 + k_2 a_2^2; \quad k_1 + k_2 = 1.$$

Преобразуем a_1^2 и a_2^2

$$x = a_1^2$$

$$A^2 = k_1 a_1^2 + k_2 a_2^2. \quad (9)$$

Из (8) и (9) получим

$$q_4(A^2) dA^2 = \frac{1}{|k_1 - k_2|} \frac{1}{2\sigma^2} \left[\exp\left(-\frac{A^2}{2\sigma^2 k_2}\right) - \exp\left(-\frac{A^2}{2\sigma^2 k_1}\right) \right] dA^2 \quad (10)$$

$$\Lambda^2 = 2\sigma^2(k_1 + k_2) = 2\sigma^2$$

$$(\Lambda^2)^2 = 8\sigma^4(k_1^2 + k_2^2 + k_1k_2)$$

$$\Sigma^2 = \overline{(\Lambda^2)^2} - (\overline{\Lambda^2})^2 = 4\sigma^4(k_1^2 + k_2^2). \quad (11)$$

Для $k_1 + k_2 \rightarrow \frac{1}{2}$ q_4 выражается через :

$$q_5(\Lambda^2)d\Lambda^2 = \frac{1}{\sigma^4} \Lambda^2 \exp\left(-\frac{\Lambda^2}{\sigma^2}\right) d\Lambda^2. \quad (12)$$

$k_1 + k_2 \rightarrow \frac{1}{2}$

q_5 дает распределение величины Λ^2 , которое можно сравнивать с рис. 2.

Рукопись поступила в издательский отдел
29 марта 1966 г.

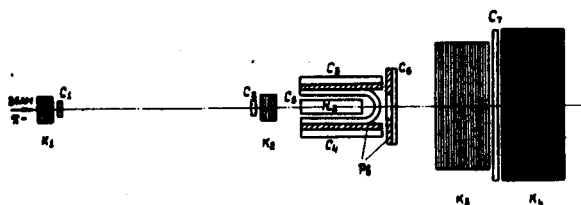


Рис. 1. Общий вид экспериментальной установки.

H_2 - водородная мишень,
 $C_1, C_2, C_3, C_4, C_5, C_6, C_7$ -
 сцинтилляционные счетчики,
 K_1, K_2, K_3, K_4 - искровые камеры.

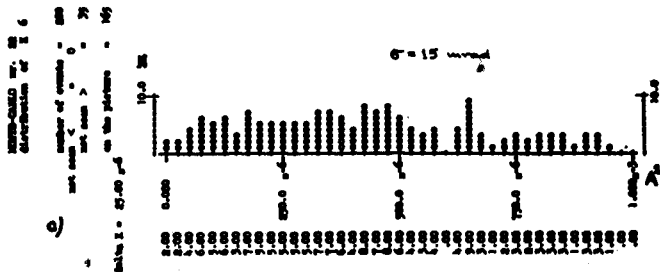
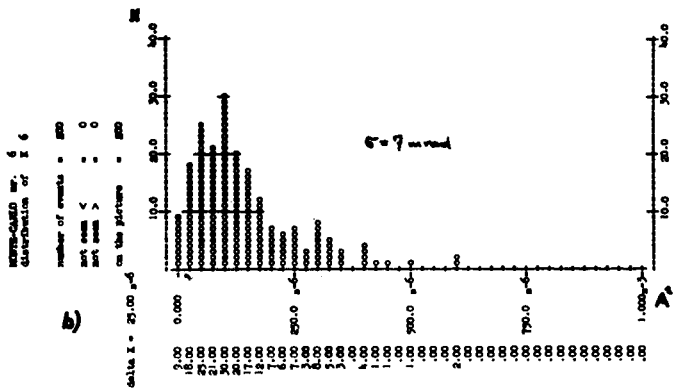
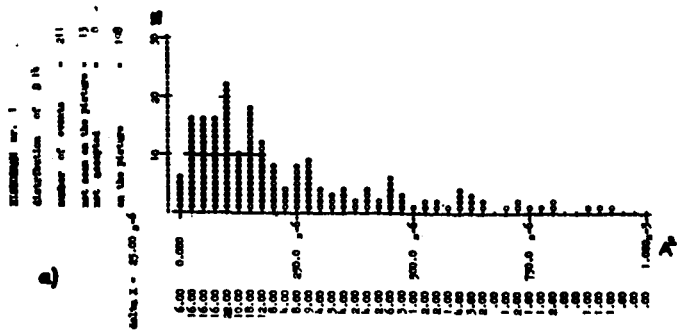


Рис. 2. а - экспериментальное распределение по A^2 ; б, с - распределение A^2 , вычисленное по методу Монте-Карло для $\sigma = 7$ мрад и $\sigma = 15$ мрад.

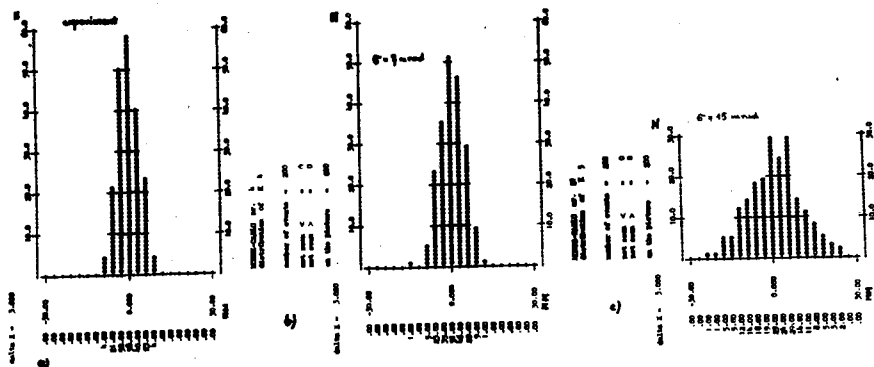


Рис. 3. а - экспериментальное распределение d_i ; б, в - распределение d_i , вычисленное по методу Монте-Карло для $\sigma = 7$ мрад и $\sigma = 15$ мрад.

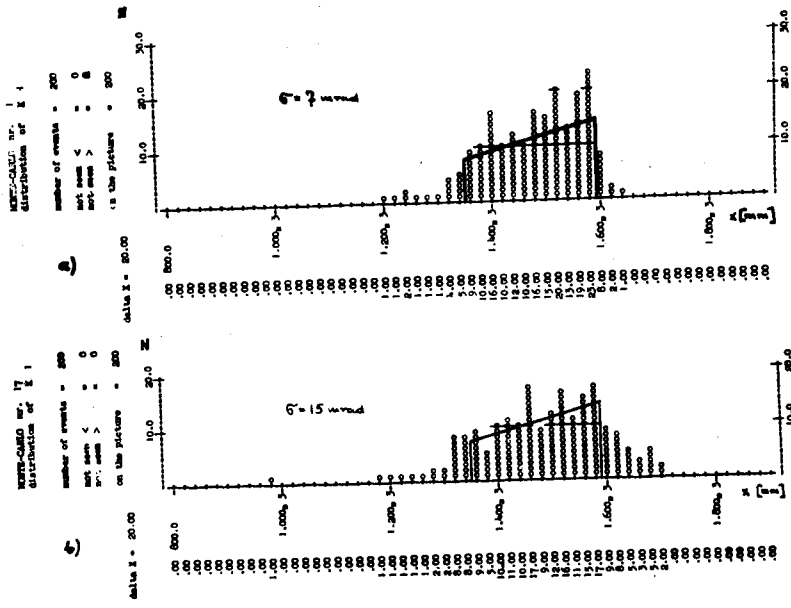


Рис. 4. x - координата точки пересечения π^- , $Y_1 \cdot Y_2$ после процедуры фит (вычисление по методу Монте-Карло). Сплошная линия - форма мишени для вычисления по методу Монте-Карло а - для $\sigma = 7$ мрад, б - для $\sigma = 15$ мрад.

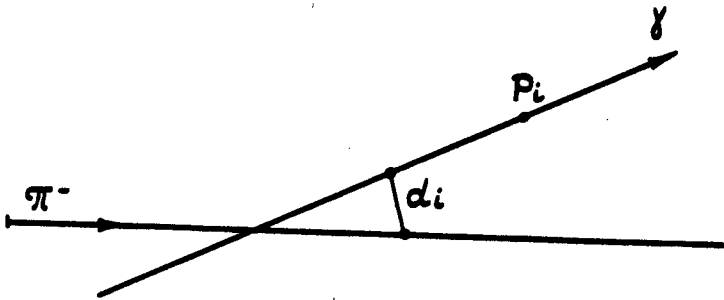


Рис. 3. Определение d_i (в лабораторной системе координат). d_i - наименьшее расстояние между двумя непересекающимися линиями в пространстве.