

**сообщения  
Объединенного  
института  
ядерных  
исследований  
Дубна**

P11-91-357

**И. М. Иванченко, Н. Н. Карпенко, В. Д. Кекелидзе,  
П. В. Мойсенз, Ю. К. Потребеников**

**АЛГОРИТМЫ ОПРЕДЕЛЕНИЯ ЭФФЕКТИВНОЙ  
МАССЫ  $\nu_d^0$  В ИССЛЕДОВАНИЯХ  
СР-НЕСОХРАНЕНИЯ**

## 1. ВВЕДЕНИЕ

в работах<sup>/1,2/</sup> предложен нетрадиционный подход к измерению  $\Sigma$ -несохранения в  $\Lambda$ -распадах. Этот подход может быть реализован в экспериментах с фиксированной мишенью при достаточно высокой интенсивности пучков и позволяет уже при энергиях  $\approx 400$  ГэВ/нуклон за обычное время проведения эксперимента  $\sim 10^7$  с получить до  $10^8$   $\Lambda$ -мезонов, т.е. достичь уровня, намеченного для проектируемых  $\Lambda$ -фабрик<sup>/3/</sup>. При энергиях УНК ожидается рождение  $10^9$ – $10^{10}$   $\Lambda$ -мезонов за это же время.

Полную экспериментальную программу предполагается осуществить в несколько этапов. При этом намечено начать с наиболее простых этапов, требующих относительно небольших ресурсов и позволяющих решить вопрос о принципиальной выполнимости рассмотренного экспериментального подхода. По мере реализации очередного этапа можно будет переходить к последующим, более сложным.

Начальные этапы эксперимента предлагается осуществить на уже действующем ускорителе с импульсом первичных протонов не ниже 400 ГэВ/с и интенсивностью пучка до  $10^{13}$  с<sup>-1</sup>. Это позволит в кратчайший срок получить оценки величины  $\Sigma$ -несохранения в распадах  $\Lambda$ -мезонов. Параллельно можно будет исследовать и некоторые другие задачи физики частиц. Заключительный этап планируется реализовать на УНК, поскольку при соответствующих энергиях можно ожидать наибольший выход  $\Lambda$ -мезонов и, следовательно, наивысшую точность в измерении параметров  $\Sigma$ -несохранения.

ПЕРВЫЙ ЭТАП может быть осуществлен на установке, состоящей из последовательно создаваемых спектрометров мюонов и  $K_S^0$ . На этом этапе должны быть решены основные методические проблемы предложенного эксперимента и определена принципиальная возможность его реализации, т.е. возможность регистрировать  $\Lambda$ -мезоны по инвариантной массе продуктов распада, оценка фоновых условий при их выделении и т.п.

НА ВТОРОМ ЭТАПЕ исследований будет проведен поиск  $\Sigma$ -несохранения в распадах  $\Lambda$ -мезонов. Для проведения этих исследований необходимо будет создать и включить в состав установки  $K_L^0$ -спектрометр.

НА ТРЕТЬЕМ ЭТАПЕ планируется проведение измерения CP-несохранения в распадах В-мезонов на УНК. Для реализации этого заключительного этапа потребуются новые спектрометры мюонов и  $K_S^0$ , а  $K_L^0$ -спектрометр будет использован тот же, что и на втором этапе.

## 2. ОБЩЕЕ ОПИСАНИЕ УСТАНОВКИ

На рис. 1 приведена схема установки. Пучок протонов с импульсом 450 ГэВ/с и интенсивностью до  $10^{13} \text{с}^{-1}$  падает на вольфрамовую мишень толщиной около 0,1 ядерной длины. Вдоль оси пучка (ось OZ) за мишенью располагаются последовательно два дипольных магнита: M1-сверхпроводящий магнит ГИПЕРОН<sup>/4/</sup> с длиной полюсов 1 м по оси OZ и интегральным полем 7 Тл·м и M2 - "теплый" широкоазорный магнит GOLIAH с длиной полюсов 4,5 м и интегральным полем 3,8 Тл·м. Межполюсной зазор магнитов заполнен веществом для поглощения вторичных адронов. Дипольные магниты M1 и M2 отклоняют от детекторов низкоэнергетические заряженные фоновые частицы, в том числе рожденные в веществе поглотителя, и обеспечивают возможность проведения импульсного анализа мюонов.

Непосредственно за магнитами M1 и M2 располагаются координатные детекторы спектрометров мюонов и короткоживущих каонов. В качестве основных координатных детекторов в обоих спектрометрах используются узкоазорные пропорциональные камеры (PC), способные работать в условиях высоких загрузок<sup>/5/</sup>. Часть пропорциональных камер - PC1 - PC5 - являются общими для обоих спектрометров. Эти камеры имеют шаг намотки сигнальных проволочек 1 мм, что, с одной стороны, позволяет добиться надежной работы в условиях высоких загрузок, а с другой - обеспечить требуемую точность восстановления траекторий пионов от распадов  $K_S^0$ . Спектрометр мюонов содержит также 3 плоскости сцинтилляционных годоскопов SH1 - SH3, сигналы которых используются для выработки запускающего установку сигнала "триггер", временных измерений  $t$ , на их основании, фильтрации информации, поступающей от PC. Далее по пучку расположен тороидальный магнит M3<sup>/6/</sup>, который служит для анализа импульсов заряженных пионов - продуктов распада  $K_S^0$ . За ним размещены 5 плоскостей PC6 - PC10, входящих в состав спектрометра  $K_S^0$ , с шагом намотки сигнальных проволочек 1 мм, и еще один сцинтилляционный годоскоп, необходимый для запуска PC6 - PC10.

Описанная выше схема экспериментальной установки заложена в

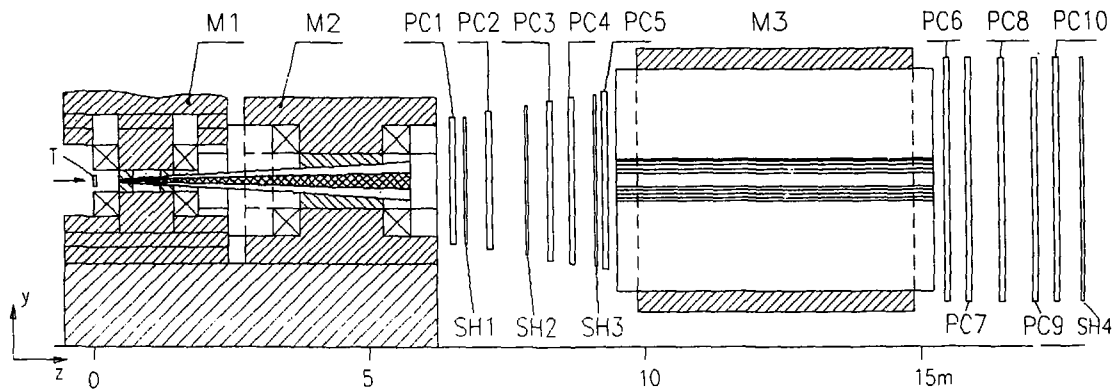
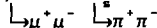


Рис. 1. Схема экспериментальной установки (первый этап измерений). Т - мишень; магниты: М1 - ГИПЕРОН, М2 - ГОЛИАТН, М3 - тороидальный; РС1 + РС10 - пропорциональные камеры; SH1 + SH4 - сцинтилляционные годоскопы.

специально разработанную на основе систем GEANT<sup>7/</sup> и RUTHIA<sup>8/</sup> моделирующую программу, обеспечивающую необходимую основу для разработки и исследования алгоритмов определения параметров событий.

### 3. ТОЧНОСТЬ ВОССТАНОВЛЕНИЯ МАССЫ $B_d^0$

В исследуемой реакции  $B_d^0 \rightarrow J/\Psi + K_s^0$  (см. рис.2) массу  $B_d^0$



предполагается восстанавливать по инвариантной массе продуктов распада  $J/\Psi$  и  $K_s^0$ .

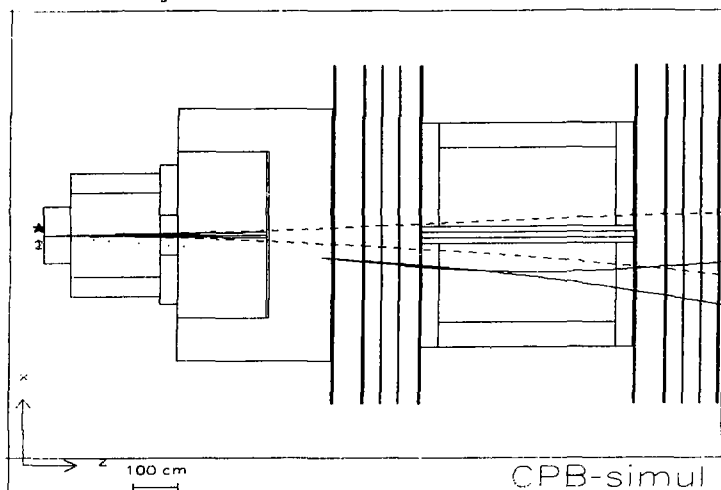


Рис. 2

Исходной информацией для восстановления массы указанных частиц служат результаты распознавания траекторий соответствующих мюонов и пионов ( $X$ ), ( $Y$ ) и физические характеристики рабочей среды. Очевидно, что с учетом поискового характера исследований необходимые алгоритмы должны легко адаптироваться к меняющимся условиям, обладать достаточно высоким быстродействием и обеспечивать, по крайней мере, практическую состоятельность оценок необходимых параметров.

Основные особенности задачи определения массы  $J/\Psi$  состоят в значительном расстоянии от вершины события до измеряемых участков

траекторий, наличии поглотителей (углерод, сталь, уран) в рабочей среде, чередовании магнитных полей вдоль траекторий продуктов распада. Ключевым пунктом данной задачи является определение параметров траекторий в вершине  $(x_0, y_0, z_0)$ . Введем в рассмотрение вектор параметров  $(\vec{R})$ , состоящий из пяти элементов, где

$$r_1 = x_0;$$

$$r_2 = y_0;$$

$$\left. \begin{array}{l} r_3 \\ r_4 \end{array} \right\} - \text{угловые коэффициенты в точке } (x_0, y_0, z_0);$$

$r_5$  - значение импульса в точке  $(x_0, y_0, z_0)$ .

Анализ возможных подходов определения  $\vec{R}^{9,10,11,12/}$ , с учетом выделенных особенностей, показывает, что наиболее подходящим является вариант метода, изложенного в работе<sup>9/</sup>.

Введем декартову систему координат XYZ такую, что ось OZ направлена по пучку и проходит через центр установки, ось OY параллельна вектору магнитной индукции поля второго магнита. Из системы обыкновенных дифференциальных уравнений второго порядка, описывающих движение частицы в магнитном поле, можно получить<sup>12/</sup>:

$$x = r_1 + r_3(z - z_0) + \frac{1}{r_5} A_1(z),$$

$$y = r_2 + r_4(z - z_0) + \frac{1}{r_5} A_2(z),$$

$$\text{где } A_1(z) = \int_{u=z_0}^z \int_{v=z_0}^u F(v) dv du,$$

$$A_2(z) = \int_{u=z_0}^z \int_{v=z_0}^u G(v) dv du,$$

$$F(z) = \frac{f(x', y', B_x, B_y, B_z)}{1 - E(p, z)/r_5},$$

$$G(z) = \frac{g(x', y', B_x, B_y, B_z)}{1 - E(p, z)/r_5},$$

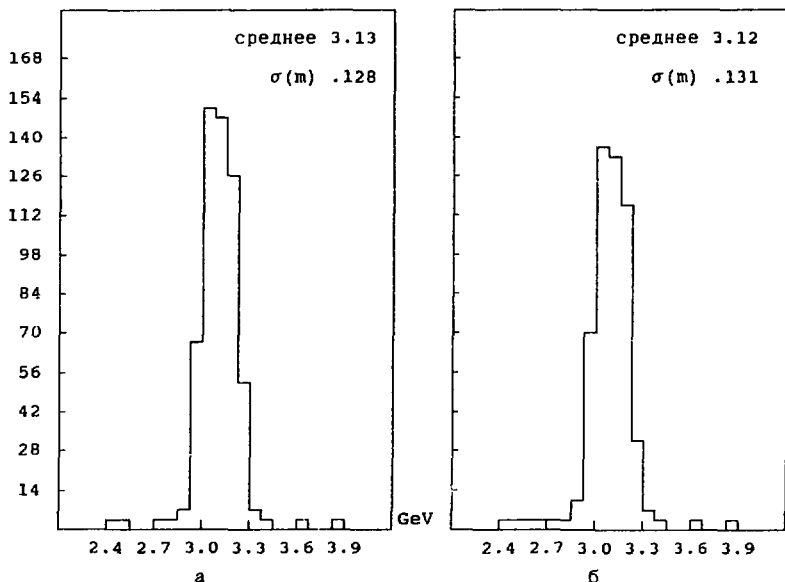


Рис. 3. Распределение найденных значений массы  $J/\psi$ :

а) точные координаты вершины,

б) замена истинных координат фиксированными.

На рис. 4. представлено распределение найденных значений массы  $J/\psi$  для конфигурации установки с двухметровым стальным поглотителем адронов в зоне второго магнита.

$E(p, z)$  - функция энергетических потерь,

$$f(x', y', B_x, B_y, B_z) = \frac{e}{c} (1+x'^2 + y'^2)^{1/2} \left[ y' B_z - B_y (1+x'^2) + x' y' B_x \right],$$

$$g(x', y', B_x, B_y, B_z) = \frac{e}{c} (1+x'^2 + y'^2)^{1/2} \left[ B_x (1+y'^2) - x' B_z - x' y' B_y \right].$$

Для вычисления  $R$  используем итерационную процедуру, применяя на каждой итерации метод наименьших квадратов. Начальные оценки  $x'$ ,  $y'$ ,  $B_x$ ,  $B_y$ ,  $B_z$ ,  $r_5$  для вычисления повторных интегралов  $A_1(z)$ ,  $A_2(z)$  получаем, аппроксимируя проекции траектории на плоскости  $ХОZ$ ,  $УОZ$  квадратичными параболоми. Текущее значение  $R$  вычисляется в результате решения системы нормальных уравнений

$$\left[ E^T \cdot D^{-1}(\vec{V}) \cdot E \right] \cdot \vec{R} = E^T \cdot D^{-1}(\vec{V}) \cdot \vec{V}^T,$$

где  $E$  - структурная матрица, соответствующая системе (1);

$$D(\vec{V}) - \text{ковариационная матрица измерения } \vec{V} ;$$

$$\vec{V} \approx \vec{X} \vec{U} \vec{Y} .$$

Найденное значение  $\vec{R}$  используется для уточнения  $A_1(z)$  и  $A_2(z)$ , после чего выполняется следующая итерация и т.д. до достижения необходимой точности определения  $\vec{R}$ .

На первом этапе проведения эксперимента для определения массы  $J/\psi$  предполагается использовать детекторы, расположенные между магнитами M2 и M3. Для подобной конфигурации отсутствие информации о кривизне траекторий внутри магнитов M1 и M2 не позволяет напрямую применить изложенный подход, необходима дополнительная информация, например, координаты вершины распада. Численным экспериментом показано, что замена реальных координат вершины координатами  $x=0, y=0, z=2$  (среднее положение вершины распада  $J/\psi$ ) позволяет определить  $\vec{R}$  (а значит и массу  $J/\psi$ ) без заметной потери точности (см. рис.3).

Перейдем к задаче восстановления массы  $K_s^0$ , основные особенности которой состоят в слабом рассеивающем свойстве среды, наличии однородного и аксиально-симметричного магнитного поля.

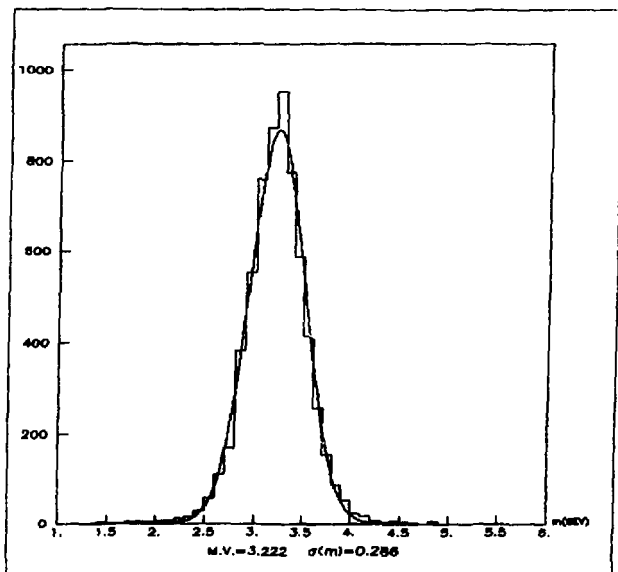


Рис. 4



Событиями полной топологии назовем такие  $K_s^0$ -события, в которых оба рожденных пиона зарегистрированы детекторами до и после анализирующего магнита, событиями неполной топологии назовем события, где один из пионов зарегистрирован только детекторами до магнита. Для событий полной топологии можно предложить следующую процедуру определения массы. На первом этапе раздельно для каждого из пионов определяется  $R$  на правой границе второго магнита по вышеописанному алгоритму. На втором этапе, принимая во внимание, что распад  $K_s^0$  происходит в однородном магнитном поле, необходимые для определения массы оценки составляющих векторов импульсов пионов в вершине распада найдем из оценок составляющих в точке пересечения проекций траекторий на плоскость XOZ.

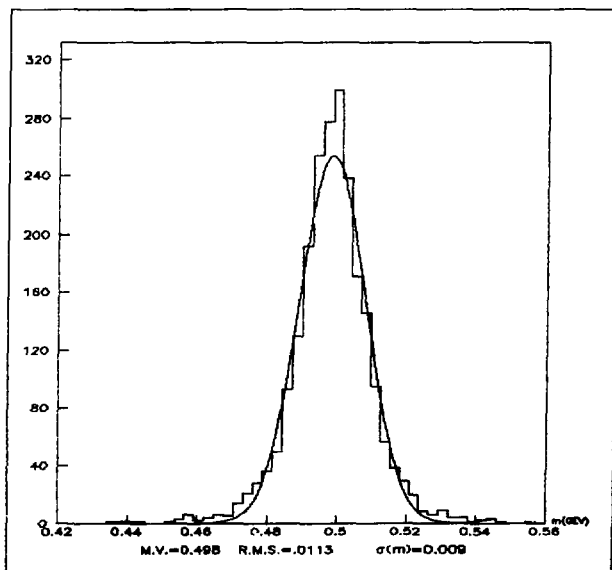


Рис. 5. Распределение найденных значений массы  $K_s^0$ .

Ошибки измерений координат траекторий могут привести к тому, что для части событий полной топологии пересечение проекций траекторий найти не удастся. В изучаемой модели объем подобных событий, как показали результаты обработки, составляет 8%. Для подобных

событий, а также для событий неполной топологии (которые составляют примерно половину всей статистики и в принципе не могут быть обработаны в рамках изложенного подхода, основанного на раздельном анализе траекторий) можно предложить иной подход. Суть его состоит в совместном анализе всех траекторий вторичных частиц, в процессе которого оцениваются как координаты вершины распада, так и все импульсы.

Для упрощения расчетных формул начало системы координат перенесем на правую границу магнита M2. Введем в рассмотрение

вектора  $\vec{R}_i, \vec{V}, \vec{P}_i$ , где

$i$  - номер рожденного пиона ( $i=1,2$ );

$r_{i1}$  - x-координата траектории i-го пиона для  $z=0$ ;

$r_{i2}$  - y-координата траектории i-го пиона для  $z=0$ ;

$r_{i3}$   
 $r_{i4}$  } -угловые коэффициенты в точке  $(r_{i1}, r_{i2}, 0)$ ;

$r_{i5}$  - значение импульса в точке  $(r_{i1}, r_{i2}, 0)$ .

$v_1$   
 $v_2$   
 $v_3$  } - координаты вершины распада  $K_s^0$ ;

$P_{i1}$  - угол между осью OZ и проекцией импульса i-го пиона плоскость XOZ;

$P_{i2}$  - угол между осью OZ и проекцией импульса i-го пиона плоскость YOZ;

$P_{i3}$  - импульс i-го пиона.

Выразим  $\vec{R}_i$  для  $z=0$  через  $\vec{V}$  и  $\vec{P}_i$ .

$$r_{i1} = v_1 - \frac{\hat{P}_{i3}}{0.3 \cdot H} \left[ \cos(P_{i1}) - \left[ 1 - \left( v_3 \cdot \frac{0.3 \cdot H}{\hat{P}_{i3}} + \sin(P_{i1}) \right)^2 \right]^{1/2} \right]$$

$$r_{i2} = v_2 - \text{tg}(P_{i2}) \cdot \cos(P_{i1}) \cdot \frac{\hat{P}_{i3}}{0.3 \cdot H} \left[ \arcsin \left( v_3 \cdot \frac{0.3 \cdot H}{\hat{P}_{i3}} + \sin(P_{i1}) \right) - P_{i1} \right] + \frac{v_3 + \sin(P_{i1}) \cdot \frac{\hat{P}_{i3}}{0.3 \cdot H}}{0.3 \cdot H}$$

$$r_{i3} = \frac{\hat{P}_{i3}}{0.3 \cdot H} \left[ 1 - \left( v_3 \cdot \frac{0.3 \cdot H}{\hat{P}_{i3}} + \sin(P_{i1}) \right)^2 \right]^{1/2}$$

$$r_{i4} = \frac{\text{tg}(p_{i2}) \cdot \cos(p_{i1})}{\left[ 1 - (v_3 \cdot \frac{0.3 \cdot H}{\hat{p}_{i3}} + \sin(p_{i1}))^2 \right]^{1/2}}, \quad r_{i5} = p_{i3}$$

где  $H$  - значение магнитной индукции;

$$\hat{p}_{i3} = p_{i3} \cdot \left[ \frac{1 + \text{tg}^2(p_{i1})}{1 + \text{tg}^2(p_{i1}) + \text{tg}^2(p_{i2})} \right]^{1/2}$$

Предположим, что  $N_i$  - число зарегистрированных координат траектории  $i$ -го пиона, тогда  $\vec{V}$ ,  $\vec{P}$  можно определить из условия минимума функционала  $F$ :

$$F = \sum_{i=1}^2 \sum_{j=1}^{N_i} \left[ \left[ x_{ij} - (r_{i1} + r_{i3} z_j + \frac{1}{r_{i5}} A_{i1}(z_j)) \right]^2 + \left[ y_{ij} - (r_{i2} + r_{i4} z_j + \frac{1}{r_{i5}} A_{i2}(z_j)) \right]^2 \right]$$

На рис. 6 представлены результаты восстановления массы  $K_s^0$  с использованием описанной процедуры для событий неполной и полной топологий.

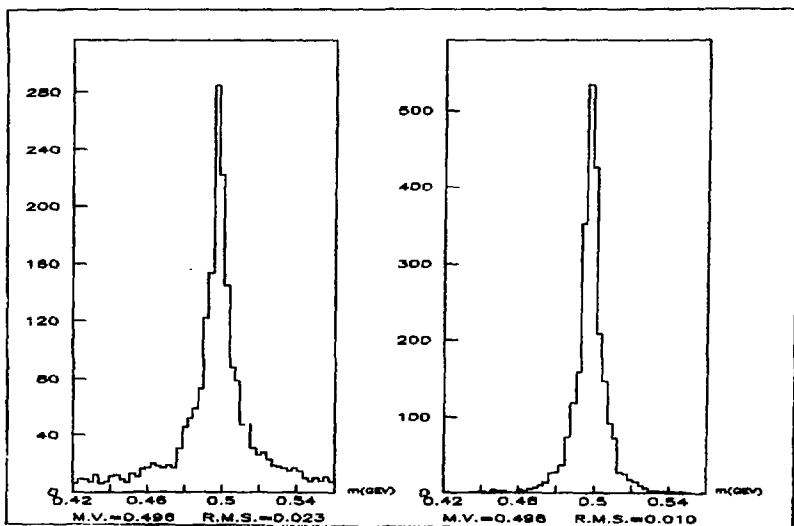


Рис. 6. Распределение найденных значений массы  $K_s^0$ .

Очевидно, что при таком подходе для части событий с неполной топологией (в которых модуль импульса  $i$ -го пиона настолько велик, что соответствующая траектория практически прямолинейна) можно будет указать только ограничение снизу для  $|r_{i5}|$ . Учитывая в явном виде априорные оценки положения вершины распада  $B_d^0$  и условие компланарности импульсов  $K_s^0$  и родившихся пионов, получим более точные оценки  $r_{i5}$  (см. рис. 7). При этом повышается вероятность статистической ошибки второго рода - принятие ложной гипотезы.

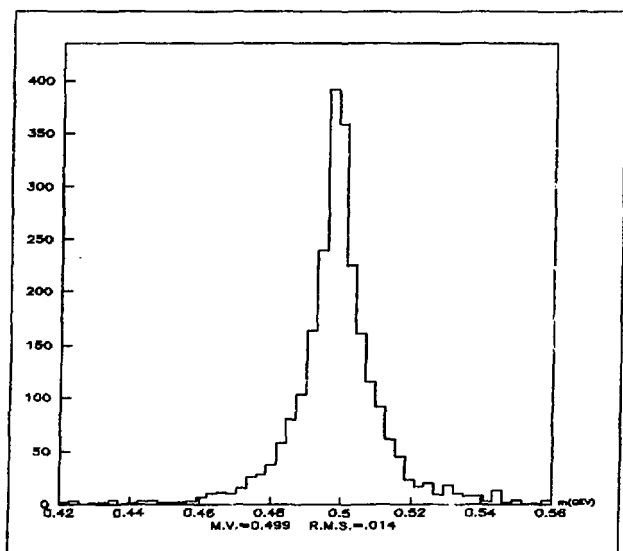


Рис. 7. Распределение найденных значений массы  $K_s^0$  с учетом координат вершины распада  $B_d^0$ .

Минимизации достаточно сложного функционала  $F$  уделялось особое внимание. Были исследованы программы HFIT<sup>/13/</sup> (вариант с двойной точностью), HFITL<sup>/14/</sup>, MINSQ<sup>/15/</sup>, MINSD<sup>/16/</sup>. По результатам обработки статистического материала предпочтение отдано программам HFIT и MINSD.

Найденные кинематические параметры идентифицированных  $J/\psi$  и  $K_s^0$  по: воляют восстановить массу  $B_d^0$  с достаточной для проведения эксперимента точностью (см. рис. 8).

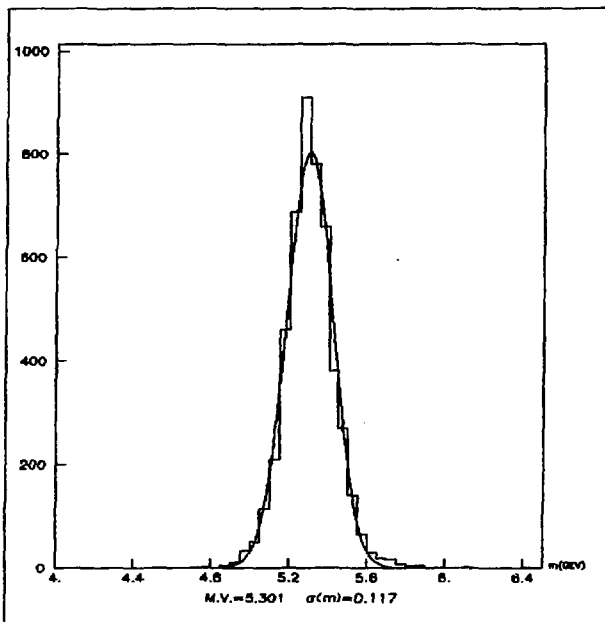


Рис. 8. Распределение найденных значений массы  $B_d^0$  (вариант установки с двухметровым адронным поглотителем из стали).

#### 4. ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В рамках проекта по измерению CP-несохранения в B-распадах разработаны и реализованы методы восстановления инвариантных масс  $J/\Psi$  и  $K_s^0$ , необходимых для определения массы  $B_d^0$ . Предложенные методы легко адаптируются к условиям эксперимента, обладают достаточно высоким быстродействием, применимы для экспериментальных установок со сложной конфигурацией магнитных полей. Для анализа  $K_s^0$  (случай неполной топологии) разработан метод, обеспечивающий совместное восстановление координат вершины и кинематических параметров рожденных вторичных пионов. Точность определения массы  $B_d^0$  - 117 МэВ,  $J/\Psi$  - 286 МэВ,  $K_s^0$  (полная топология) - 9 МэВ,  $K_s^0$  (неполная топология) - 14 МэВ.

Авторы благодарят Р.Поэе, И.В.Пузынина за постоянную поддержку этой работы, выражают благодарность участникам коллаборации БИС-2 за полезные обсуждения, а также Бонюшкиной А. Ю. за помощь в использовании средств машинной графики.

#### Литература

1. Kekelidze V.D. JINR, E2-88-460, Dubna, 1988.
2. Алеев А.Н. и др. ОИЯИ, Д1-89-614, Дубна, 1989.
3. Nakada T. (Editor)., 90-02, PSI PR-90-08. Geneva, 1990.
4. Ветлицкий И.А. и др. Препринт ИТЭФ-69, Москва, 1979.
5. Zalikhanov B.G. et al. New Technology for Making Multiwire Chambers. Submitted to NIM.
6. Anderson L. et al. NIM, v.223(1984), p. 26.
7. Brun R. et. al., GEANT3, CERN, DD/EE/84-1, Geneva, 1987.
8. Bengtsson H.-U. Comp. Phys. Commun. 1984, v.31, p.323.
9. Иванченко И.М., Мойсенз П.В., Рождественский А.М. В кн.: Материалы У111 Рабочего совещания по нейтринному детектору ИФВЭ-ОИЯИ. ОИЯИ, Д1,2,13-88-90, Дубна, 1988, с.197.
10. Иванченко И.М., Мойсенз П.В. В кн.: Материалы У111 Рабочего совещания по нейтринному детектору ИФВЭ-ОИЯИ. ОИЯИ, Д1,2,13-88-90, Дубна, 1988, с.187.
11. Жигунов В.П., Соколов С.Н. ЭЧАЯ, 1982, т.13, с.1024.
12. Wind H. NIM, v.115(1974), p. 431.
13. Brun R., Ivanchenko I., Palazzi P., HBOOK, CERN DD-EE-81.1, 1981.
14. Brun R., Ivanchenko I., Palazzi P., Lienart D., HBOOK, CERN DD/EE/81-1, 1984.
15. CERN COMPUTER CENTRE, Program Library, 1987.
16. Федорова Р.Н., Широкова А.И. ОИЯИ, P11-83-620, Дубна, 1983.

Рукопись поступила в издательский отдел  
27 июля 1991 года.

Иванченко И.М. и др.

P11-91-357

Алгоритмы определения эффективной массы  $B_d^0$  в исследованиях CP-несохранения

В рамках проекта по измерению CP-несохранения в B-распадах разработаны и реализованы методы восстановления инвариантных масс  $J/\psi$  и  $K_S^0$ , необходимых для определения массы  $B_d^0$ . Предложенные методы легко адаптируются к условиям эксперимента, обладают достаточно высоким быстродействием, применимы для экспериментальных установок со сложной конфигурацией магнитных полей. Для анализа  $K_S^0$  (случай неполной топологии) разработан метод, обеспечивающий совместное восстановление координат вершины и кинематических параметров рожденных вторичных пионов. Точность определения массы  $B_d^0$  - 117 МэВ,  $J/\psi$  - 286 МэВ,  $K_S^0$  (полная топология) - 9 МэВ,  $K_S^0$  (неполная топология) - 14 МэВ.

Работа выполнена в Лаборатории вычислительной техники и автоматизации ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1991

Перевод авторов

Ivanchenko I.M. et al.

P11-91-357

Algorithms of  $B_d^0$  Effective Mass Determination in Investigation of CP-Violation

New methods for calculation of a mass of  $J/\psi$  and  $K_S^0$  necessary for determination of  $B_d^0$  mass in a new approach to the measurement of CP-violation in B decays are presented. These methods have high speed of calculation and can be adapted simply for a new condition of experiment and can be applied for a set-up with complicated magnetic fields. A new method for analysis of  $K_S^0$  events (noncomplete topology case) is presented, this method reconstructs vertex coordinates and kinematic parameters of pions in  $K_S^0$  decays concurrently. The precision of calculation of a mass of  $B_d^0$  - 117 MeV,  $J/\psi$  - 286 MeV,  $K_S^0$  (complete topology) - 9 MeV,  $K_S^0$  (noncomplete topology) - 14 MeV.

The investigation has been performed at the Laboratory of Computing Techniques and Automation, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research. Dubna 1991

27 коп.

**Редактор Е.К.Аксенова. Макет Н.А.Киселевой.**

**Подписано в печать 21.08.91.**

**Формат 60x90/16. Офсетная печать. Уч.-изд.листов 0,91.**

**Тираж 445. Заказ 44586.**

**Издательский отдел Объединенного института ядерных исследований.  
Дубна Московской области.**