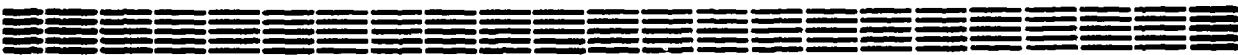


ԵՐԵՎԱՆԻ ՖԻԶԻԿԱԶԻ ՌԱԾԻՏՈՒՄ  
ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ  
YEREVAN PHYSICS INSTITUTE



А.С.АЛЕКСАНЫАН, Г.Е.БАБАЯН, А.В.ВОСКАНЯН,  
А.О.ГАСПАРЯН, С.Н.КАРАПЕТЯН, А.Ж.КЕТИКЯН,  
Г.А.ОГАНЕСЯН, Р.Н.ЛИХТЕЛЕВ, С.К.САНТРЯН,  
А.А.ШАГИНЯН, В.Г.ЯКОВЛЕВ

ИССЛЕДОВАНИЕ УГЛОВОЙ ЗАВИСИМОСТИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ КООРДИНАТ  
В ГОДСКОПИЧЕСКОМ ЧЕРЕНКОВСКОМ СПЕКТРОМЕТРЕ

Հ.Ս.ԱԼԵՔՍԱՆՅԱՆ, Հ.Ե.ԲԱԲՅԱՆ, Ա.Հ.ԳԱՍՊԱՐՅԱՆ,  
Ս.Ն.ԿԱՐԱՊԵՏՅԱՆ, Ա.Ժ.ԿԵՏԻԿՅԱՆ, Գ.Ա.ՀՈՎՀԱՆՆԻՍՅԱՆ,  
Վ.Գ.ՑԱԿՈՎԼԵՎ, Ա.Ա.ՇԱՀԻՆՅԱՆ, Ռ.Ն.ՊԻՍԵՆԼԵՎ,  
Ս.Կ.ՍԱՆՔՐՅԱՆ, Ա.Վ.ՈՍԿԱՆՅԱՆ

ԿՈՌՐԴԻՆԱՏՆԵՐԻ ՈՐՈՇՄԱՆ ԱՆԿՑՈՒՆԱՅԻՆ ԿԱԽՎԱԵՈՒԹՅԱՆ ՈՒՍՈՒՄ-  
ՆԱՍԻՐՈՒՄԸ ՀՈՒՍՅԱՌՊԻՆ ՁԵՐԵՆԿՈՎՅԱՆ ՍՊԱԿՏՐԱԶԱՓՈՒՄ

Բերված են հեղեղների հաշվվող կոորդինատների արժեքների շեղման ուսումնասիրման փորձարարական տվյալները, հողոսկուպիկ չերենկովյան սպեկտրա չափ մուտքի սկզբնական կոորդինատների համեմատ էլեկտրոնների  $\Theta_e = 0^\circ \pm 30^\circ$  անկյունների և  $E_e = 0,7 \pm 4$  ԳէՎ էներգիաների դեպքում: Ցույց է տրված, որ  $\Theta_e \neq 0^\circ$  դեպքում, բացի կոորդինատների սխառեմատիկ շեղումներից, որոնք պայմանավորված են հեղեղի ծանրութայն կենտրոնի տեղաշարժով, առաջանում է կոորդինատների չափման անորոշություն, կապված մասնիկի սպեկտրաչափի բջիջ ընկնելու պահից: Այդ անորոշությունը հասնում է  $\approx 15$  մմ  $\Theta_e \geq 5^\circ$  անկյան դեպքում: Բոլոր փորձարարական արդյունքները համեմատվում են Մոնտե-Կառլո եղանակով հեղեղի զարգացման մոդելավորումից ստացված տվյալների հետ:

Երևանի Փիզիկայի ինստիտուտ

Երևան 1990



УДК 539.1.074.4

А.С.АЛЕКСАНЯН, Г.Е.БАБАЯН, А.В.ВОСКАНЯН,  
А.О.ГАСПАРЯН, С.Н.КАРАПЕТЯН, А.Л.КЕТИКЯН,  
Г.А.ОГАНЕСЯН, Р.Н.ПИХТЕЛЕВ, С.К.САНТРЯН,  
А.А.ШАГИНИЯН, В.Г.ЯКОВЛЕВ

ИССЛЕДОВАНИЕ УГЛОВОЙ ЗАВИСИМОСТИ ОПРЕДЕЛЕНИЯ КООРДИНАТ  
В ГОДСКОПИЧЕСКОМ ЧЕРЕНКОВСКОМ СПЕКТРОМЕТРЕ

В работе приведены результаты экспериментальных исследований смещения значений вычисляемых координат ливней относительно начальной координаты входа в годоскопический черенковский спектрометр при углах электронов  $\theta_e = 0^\circ - 30^\circ$  и энергиях  $E_e = 0,7 - 4$  ГэВ. Показано, что при  $\theta_e \neq 0^\circ$ , кроме систематических смещений координат, обусловленных дрейфом центра тяжести ливня, возникает неопределенность в измерении координат, связанная с зависимостью от точки попадания частиц в ячейку спектрометра. Эта неопределенность достигает  $\approx 15$  мм при углах  $\theta_e \geq 5^\circ$ . Все экспериментальные результаты сравниваются с данными от моделирования развития ливня методом Монте-Карло.

Ереванский физический институт

Ереван 1990

A.S.ALEKSANIAN, G.E.BABAYAN, A.O.GASPARIAN, S.N.KARAPETIAN,  
A.Zh.KETIKIAN, G.A.OGANESSIAN, R.N.PIKHTELEV, S.K.SANTRIAN,  
A.A.SHAHINIAN, A.V.VOSKANIAN, V.G.YAKOVLEV

INVESTIGATION OF THE ANGULAR DEPENDENCE OF COORDINATE  
DETERMINATION IN A HODOSCOPE CHERENKOV SPECTROMETER

The results of experimental investigation of the shift of the values of the calculated shower coordinates relative to the initial coordinate of entrance into the hodoscopic Cherenkov spectrometer at electron incidence angles  $\theta_e = 0^\circ - 30^\circ$  and energies  $E_e = 0.7 - 4$  GeV are presented in this paper. It is shown that when  $\theta_e \neq 0^\circ$ , beside systematic coordinate shifts due to drift of the centre of mass of the shower, there arises uncertainty in the coordinate determination, which is connected with the dependence on the point of particle incidence on a cell of the spectrometer. This uncertainty reaches  $\sim 15$ mm at  $\theta_e \geq 5^\circ$ . All the experimental data are compared to the Monte Carlo simulation of shower development.

Yerevan Physics Institute

Yerevan 1990

## Введение

Годоскопические черенковские спектрометры полного поглощения с большим числом ячеек в настоящее время широко используются в экспериментальной физике высоких энергий [1-4]. Когда размер ячейки годоскопа сравним с характерной шириной ливня, развивающегося в свинцовом стекле, появляется возможность по энерговыделению в соседних ячейках определить координаты попадания электрона или фотона в спектрометр с ошибкой, намного меньшей размеров ячейки [5]. Методы определения координат, основанные на анализе энерговыделения в соседних ячейках спектрометра, наиболее полно рассмотрены в работах [6,7]. Характерной особенностью при вычислении координат в спектрометре ячеистого типа является проявление периодической структуры, связанное с размерами ячеек. В плоскости спектрометра периодически изменяется также: координатное разрешение - от минимального на грани ячейки, до максимального в её центре [6].

В настоящее время разработаны оптимальные алгоритмы определения параметров электромагнитного ливня по их энерговыделению в ячейках спектрометра, позволяющие определять координаты час-

тиц с точностью  $1,5 - 2$  мм при размерах ячеек  $35 \times 35$  мм<sup>2</sup>. При этом процедура энергетической калибровки и определения значений параметра, входящих в формулы для восстановления координат частиц, проводится на пучках высокоэнергичных электронов при перпендикулярном направлении оси пучка к фронтальной плоскости спектрометра. Однако в условиях реального эксперимента, при достаточно большой площади спектрометра, углы входа частиц в спектрометр могут изменяться в широком интервале  $\theta \approx 0^\circ - 30^\circ$  [2]. В этом случае определение с достаточной точностью координат точки образования ливня по энерговыделению в соседних ячейках существенно усложняется, так как вид зависимости отношения амплитуд в соседних ячейках от первоначальной координаты частиц (отражающий профиль ливня в свинцовом стекле [6]) будет изменяться как от угла входа частиц, так и от её энергии и сорта (электрон или фотон).

Несмотря на то, что методы вычисления координат в годоскопических спектрометрах имеют давнюю историю и широко используются в экспериментах, вопросы угловой зависимости координатных разрешений не нашли отражения в литературе.

В настоящей работе приводятся результаты исследований по определению координат попадания электронов в спектрометр для углов входа  $\theta_e = 0^\circ - 30^\circ$ . Экспериментальные исследования проводились на вторичном пучке Ереванского синхротрона в диапазоне энергий электронов  $E_e = 0,7 - 4$  ГэВ.

## I. Экспериментальная аппаратура

Измерения проводились на макете годоскопического спектрометра, состоящего из  $5 \times 5$  модулей с размерами радиаторов

40 x 40 x 400 мм<sup>3</sup> из свинцового стекла ТФ-1 и просматриваемых с торцов ФЭУ-84 (рис.1). Высоковольтное напряжение на делители ФЭУ подавалось через систему регулировки, расположенную на каркасе спектрометра. Ток в цепи делителей ФЭУ мог изменяться многооборотными потенциометрами, которые вращались посредством редукторов малогабаритными моторами с помощью электронной схемы выборки номера модуля программно от ЭВМ. Импульсы с анодов ФЭУ анализировались 8-входными зарядо-цифровыми преобразователями с 4096 уровнями преобразования. Организация электронной аппаратуры, работающей в линии с ЭВМ "Электроника 100/25", съем и накопление информации осуществлялись аналогично описанному в работе [8].

Спектрометр располагался на калибровочном пучке электронов на платформе, которая могла дистанционно перемещаться перпендикулярно оси и вращаться в горизонтальной плоскости на фиксированный угол до  $\theta_e = 30^\circ$  относительно направления пучка. При вращении точка входа электронов в переднюю плоскость спектрометра оставалась неизменной в пределах ошибок  $\pm 1$  мм во всем интервале изменения углов. Мониторные и годоскопические сцинтилляционные счетчики выделяли после анализирующего магнита электронный пучок определенной энергии ( $\Delta E/E \approx 1\%$ ) с поперечными размерами  $2 \times 5$  мм<sup>2</sup> и определяли точку попадания электронов в спектрометр с ошибкой  $\Delta x = 0,6$  мм в горизонтальной плоскости.

## 2. Энергетическая калибровка

Предварительное выравнивание сигналов со всех модулей производилось с помощью светодиода, устанавливаемого последова-

тельно перед каждым передним торцом модуля. На пучке электронов сигналы со всех каналов ФЭУ выравнивались направленным узким пучком в центр каждого модуля. Коррекция усиления ФЭУ осуществлялась дистанционно - изменением высоковольтного напряжения. После выравнивания амплитуд с точностью  $\sim 10\%$  напряжение на фотумножителях фиксировалось и проводилась процедура определения калибровочных коэффициентов ( $\alpha_i$ ) в линию с ЭВМ по методу, разработанному в работе [7]. В данном случае спектрометр облучался широким пучком электронов  $\sim 5 \times 5 \text{ см}^2$  с энергией 3,4 ГэВ и калибровочные события записывались на магнитный диск. Комплекс программ обеспечивал вычисление значений  $\alpha_i$  в процессе калибровки по рекуррентной формуле, описанной в работе [7], с визуализацией текущих значений  $\alpha_i$  любого из модулей на графическом дисплее. После завершения калибровки значение энерговыделения в каждом модуле может быть определено по формуле  $E_i = E_g \cdot A_i / \alpha_i$ , где  $E_g$  - значение энергии калибровочных электронов и  $A_i$  - амплитуда в  $i$ -ом модуле.

С учетом вычисленных значений  $\alpha_i$  - неоднородность измерения энергии электронов по всей плоскости спектрометра составляла  $\leq 2\%$ . Энергетическое разрешение, усредненное по всей площади спектрометра, получено равным  $\Delta E/E = 0,17 / \sqrt{E}$  (ширина на полувысоте). Отклонение среднего значения энергий от линейности не превышало 1%.

### 3. Координатные измерения

Определение координат в спектрометре проводилось на основе анализа энерговыделения ливня в соседних ячейках. Для обеспечения необходимой статистической точности при каждом значении

угла  $\theta_e$  и координаты точки входа ( $X_c$ ) электронов в переднюю плоскость спектрометра на магнитный диск записывалась информация от нескольких сотен событий.

Координаты  $X_m$  представлялись в виде нечетного полинома 5 -ой степени от центра тяжести ливня относительно ближайшей границы модуля -  $\bar{z}_x$  [4,7] :

$$X_m = a_1 \bar{z}_x + a_3 \bar{z}_x^3 + a_5 \bar{z}_x^5, \quad (I)$$

где  $\bar{z}_x$  определяется выражением

$$\bar{z}_x = \frac{A_{i,i+1} + A_{i-1,i+1} - A_{i,i} - A_{i-1,i}}{\sum_{i,j}^4 A_{i,j}}$$

Коэффициенты полинома определялись методом наименьших квадратов из статистических данных, полученных при облучении спектрометра электронами с  $\theta_e = 0^\circ$ . В этом случае для исследуемого спектрометра получено координатное разрешение на край модуля  $\bar{b}_x = 3,4$  мм при  $E_e = 1,7$  ГэВ и  $\bar{b}_x = 2,6$  мм при  $E_e = 3,4$  ГэВ. В центре ячейки разрешение возрастает в  $\sim 2,5$  раз. Формула (I) при  $\theta_e = 0^\circ$ , как показано на рис.2, обеспечивает достаточно хорошую линейность между измеренной и истинной координатами электронов.

Нами проведены измерения смещений координат точки образования ливня при углах  $\theta_e \neq 0^\circ$  относительно первоначального значения:  $\Delta X = X_m - X_c$ , где  $X_m$  вычисляется формулой (I) с коэффициентами, определенными при  $\theta_e = 0^\circ$ . На рис.3 приведены измеренные значения смещения для разных углов  $\theta_e$  при энергиях  $E_e = 3,4$  ГэВ и  $0,7$  ГэВ для двух случаев попадания частиц в центр

ячейки и ее грань. Сплошные и пунктирные линии проведены по результатам расчетов моделирования ливня методом Монте-Карло.

С увеличением угла входа частиц в радиатор, в отличие от их перпендикулярного попадания ( $\theta_e = 0^\circ$ ), начинается систематический дрейф центра тяжести ливня ( $\bar{X}$ ) относительно точки входа частицы в спектрометр. Это в усредненной форме проявляется в поведении измеренной зависимости  $\Delta X$  от  $\theta_e$ . Величина систематического смещения при углах  $\theta_e \geq 10^\circ$  достигает нескольких сантиметров. Кроме того, как видно из рисунка 5, дополнительно появляется достаточно сильная нелинейность определения координат от точки попадания частицы в ячейку спектрометра, составляющая  $\approx 15$  мм при углах  $\theta_e \geq 5^\circ$  (аналогичная структура в поведении зависимости  $\Delta X$  при углах  $\theta_e \leq 5^\circ$  не проявляется в пределах экспериментальных ошибок). Появление этой структуры связано с изменением формы зависимости отношения  $A_{i-1}/A_i$  от координат при углах  $\theta_e \neq 0^\circ$ .

Для сравнения с измеренным профилем ливня при  $\theta_e = 0^\circ$  на рис. 4 приведены результаты расчетов методом Монте-Карло зависимости  $A_{i-1}/A_i$  от  $X_0$  при углах  $\theta_e = 0^\circ, 10^\circ, 20^\circ$ , нормированных в точке  $A_{i-1}/A_i = 1$  (край модуля). Измерение формы зависимости  $A_{i-1}/A_i$  от координаты при углах  $\theta_e \neq 0^\circ$  обусловлено вкладом глубинных распределений энерговыделения электромагнитных ливней в соседних модулях, который усиливается с ростом угла  $\theta_e$ .

Как известно, положение максимума каскадной кривой ливня по глубине логарифмически изменяется с энергией первичной частицы, и для фотонов оно на  $\sim 1$  рад.ед. длины больше, чем для электронов, т.е. появляется также зависимость смещения  $\Delta X$  от энергии

и сорта частиц. Экспериментальные измерения этой зависимости приведены на рис.5, где сплошными линиями указаны результаты моделирования энерговыделения в ячейках спектрометра методом Монте-Карло.

### Заключение

Приведенные результаты исследования показывают, что при углах  $\theta_e \neq 0^\circ$  вычисляемая координата точки образования ливня сложным образом зависит от нескольких параметров: угла входа, точки попадания в модуль, энергии и сорта частиц. Для определения координаты с достаточной точностью, кроме значений энерговыделения в соседних ячейках спектрометра, требуется учет дополнительной информации.

Следует заметить, что для уточнения значений координат в плоскости спектрометра могут использоваться различные методы. Например, для получения поправки координаты на  $\Delta X$  можно использовать табличные значения эффективной массы измеренных двухфотонных событий и найти оптимальное по глубине радиатора спектрометра положение плоскости  $Z$ , в которой измеряются координаты  $X$  и  $Y$ .

Можно аппроксимировать экспериментальные зависимости  $A_{i,j} / A_i$  от  $X_0$  для соответствующего набора углов и энергий и определить коэффициенты полинома (I) как функции от  $\theta_e$  и энергии. В экспериментах, как правило, удаленность спектрометра большой площади от мишени составляет несколько метров, и уже номер ячейки (размером  $\approx 4$  см) с максимальным энерговыделением позволяет оценить угол входа частиц с ошибкой  $\sim 1^\circ$ , а измеренная по

сумме амплитуд энергии практически не зависит от угла в области  $\theta_e \leq 20^\circ$ .

Эти и другие методы требуют дополнительных исследований и разработки конкретных алгоритмов расчета. Приведенные в настоящей работе результаты исследований показывают, что для спектрометров модульного типа разработанные в литературе алгоритмы вычисления координат позволяют определить несмещенную координату ливня с высокой точностью ( $\approx 2 - 3$  мм) только в случае  $\theta_e = 0^\circ$ .

Авторы выражают благодарность Барсамян Г.Л. за помощь при создании аппаратуры и оформлении статьи.

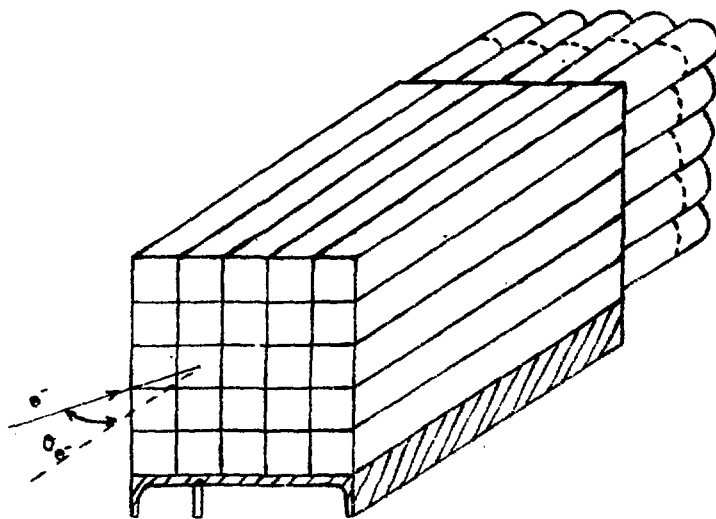


Рис. I

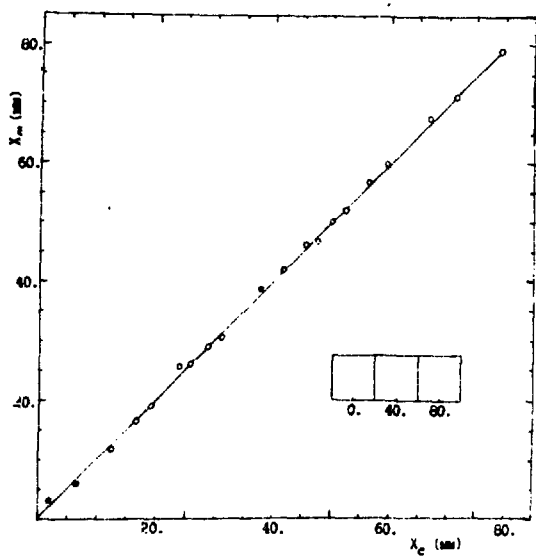


Рис. 2

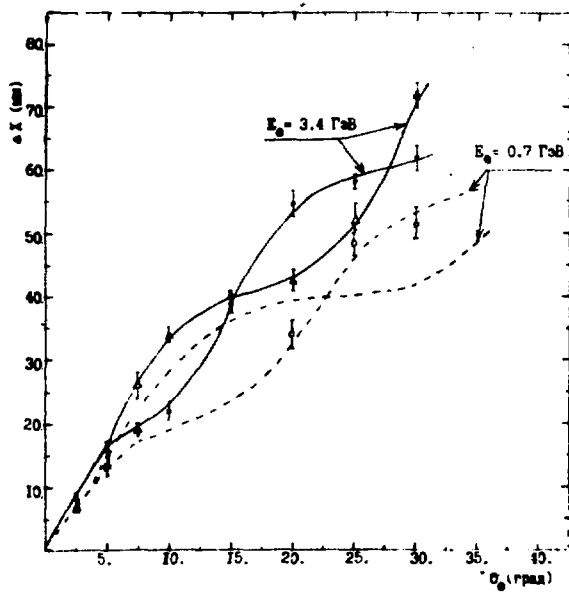


Рис. 3

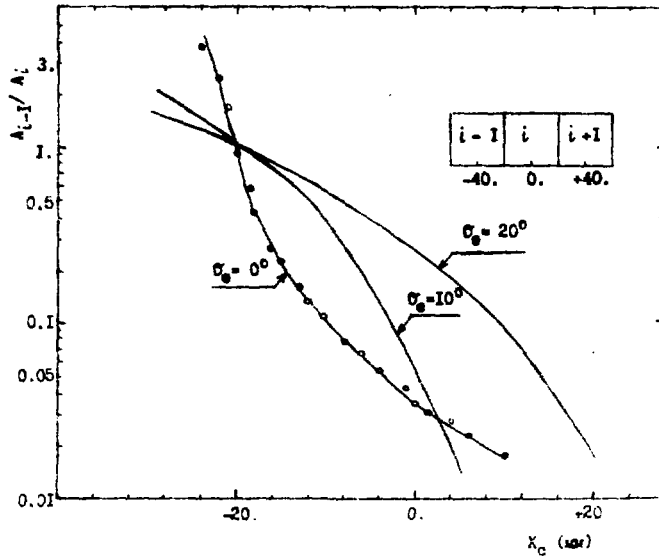


Рис. 4

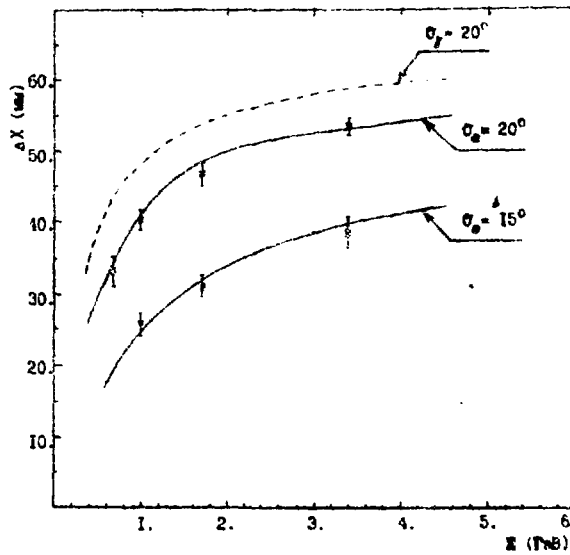


Рис. 5

## ПОДПИСИ К РИСУНКАМ

- Рис.1 Макет черенковского спектрометра, собранный из 25 идентичных модулей на основе свинцового стекла ТФ-1. Ось поворота, указанная на рисунке, позволяла менять угол входа частиц в интервале  $\theta_e = 0 - 30^\circ$ .
- Рис.2 Зависимость координаты  $X_m$ , вычисленной по формуле (I), от координаты входа электронов в спектрометр ( $X_0$ ) при  $\theta_e = 0^\circ$ .
- Рис.3 Зависимость смещения ( $\Delta X$ ) вычисляемой координаты относительно точки входа электронов от угла входа частиц в спектрометр. Сплошные и пунктирные линии проведены по точкам, рассчитанным методом Монте-Карло при разных энергиях. Точки  $\bullet$  и  $\circ$  - частицы попадают в центр ячейки;  $\Delta$  - на стык между двумя ячейками.
- Рис.4 Зависимость отношения  $A_{i-1}/A_i$  для соседних счетчиков от координаты входа электрона в спектрометр. Аппроксимация экспериментальных точек ( $\circ$ ) при  $\theta_e = 0^\circ$  выполнена по форме двухэкспоненциальной зависимости профиля ливня (см. раб. [6]). Приведенные кривые при углах входа электронов  $\theta_e = 10^\circ$  и  $20^\circ$  получены с помощью моделирования ливня методом Монте-Карло. Они нормированы в точке  $A_{i-1}/A_i = 1$  (граница раздела радиаторов).
- Рис.5 Энергетическая зависимость смещения координат ( $\Delta X$ ) при разных значениях угла входа частиц в спектрометр. Сплошные и пунктирные линии - результаты моделирования методом Монте-Карло. Точки с указаниями статистических ошибок - результаты измерения. Пунктирная линия - расчет для  $\gamma$ -квантов.

## СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Carrol A.S., Cihand I.H., Kucia T.F. et al. A large lead glass Cherenkov Counter Hodoscope., Nuclear Instruments and Methods 179, 1981, p.229 - 243.
2. Powell B., Heller R., Ibold N. et al. The EHS lead - glass Calorimeters and their laser Based Monitoring Sistem., CERN/EP, November 1981, 81-144.
3. Бинон Ф., Брикман К., Бушнин Ю.Б. и др. Исследование  $\pi$  - р - взаимодействий с нейтральными конечными состояниями. Препринт ИФВЭ ОЭФ 78-133.
4. Болотов В.Н., Тинченко С.Н., Джилкибаев Р.М. и др. Годоскопический черенковский спектрометр полного поглощения. Препринт ИЯИ АН СССР П-0426, 1965.
5. Бушнин Ю.Б. и др. Препринт ИФВЭ 72-34, 1972, № I. М.106, 493, 1972 .
6. Акоцджанов Г.А., Инякин А.В., Качанов В.А. и др. Определение координат  $\gamma$  -квантов в годоскопическом черенковском спектрометре. Препринт ИФВЭ ПЭФ 76-110, Серпухов, 1976.
7. Кулик А.В., Леднев А.А., Садовский С.А. и др. Определение энергий и координат  $\gamma$  -квантов в годоскопическом черенковском спектрометре ГАМС-2000. Препринт ИФВЭ ОЭФ 85-17, Серпухов, 1965.
8. Алексанян А.С., Бабаян Г.Е., Волчинский В.Г. и др. Структурная организация электронной аппаратуры эксперимента по



**ИНДЕКС 3649**



**ЕРЕВАНСКИЙ ФИЗИЧЕСКИЙ ИНСТИТУТ**