

СООБЩЕНИЯ  
ОБЪЕДИНЕННОГО  
ИНСТИТУТА  
ЯДЕРНЫХ  
ИССЛЕДОВАНИЙ  
ДУБНА

4611/83

29/viii-83

P1-83-434

А.М.Балдин, В.К.Бондарев, Н.Гиордэнеску,  
А.Г.Литвиненко, Н.С.Мороз, Ю.А.Панебратцев,  
М.Пенця, С.В.Рихвицкий, В.С.Ставинский,  
А.Н.Хренов

МОДЕЛИРОВАНИЕ  
ЭФФЕКТИВНОСТИ СПЕКТРОМЕТРА ДИСК-2  
МЕТОДОМ МОНТЕ-КАРЛО

1983

## ВВЕДЕНИЕ

С 70-х гг. начались интенсивные исследования в области релятивистской ядерной физики<sup>/1/</sup>. Одним из наиболее интересных явлений, обнаруженных в этих исследованиях, оказался кумулятивный эффект, теоретически предсказанный А.М.Балдиным<sup>/2/</sup>.

Для экспериментального исследования закономерностей кумулятивного рождения частиц<sup>/3-6/</sup> и выяснения правомерности теоретических положений, лежащих в основе предложенных гипотез, потребовалось создание физических установок, удовлетворяющих следующим условиям:

- возможность изучения процессов, идущих с малой вероятностью /дифференциальное сечение порядка нескольких микробарн/(ГэВ/с<sup>2</sup>) на нуклон фрагментирующего ядра, т.е. большие порядки кумулятивности/;
- возможность изучения рождения вторичных частиц в широкой области кинематических переменных;
- необходимость изучения зависимости процесса кумуляции от атомного веса ядра мишени;
- способность исследовать характеристики кумулятивного рождения для большого числа сортов вторичных частиц /мезонов ( $\pi$ , K), нуклонов (p, d, t,  $^3\text{He}$ ,  $^4\text{He}$ ) и антипротонов/.

Для решения этих задач в ЛВЭ ОИЯИ была создана экспериментальная установка ДИСК-2<sup>/7/</sup>, которая представляет собой вращающийся магнитный спектрометр и предназначена для изучения процессов фрагментации ядра-мишени в инклюзивной постановке

$$a + A \rightarrow C + \dots$$

/1/

Принципиальная схема установки показана на рис.1. Первичные частицы - протоны или дейтроны с импульсом 8,9 ГэВ/с.

Установка ДИСК-2 дает возможность изучать процессы кумулятивного рождения мезонов и нуклонных систем на разных мишенях /от водорода до урана/. Мишени имели диаметр 30 мм и толщину от 0,1 до 8 г/см<sup>2</sup>.

Вторичные частицы С /фрагменты ядра-мишени/ регистрировались в интервале углов от 49° до 180° относительно направления первичного луча и в интервале импульсов от 0,15 до 1,6 ГэВ/с. Импульсный анализ вторичных частиц осуществлялся с помощью магнита Н /при угле поворота 22,3°/. Для повышения светосилы установки использовался дублет квадрупольных линз Q<sub>1</sub> и Q<sub>2</sub>

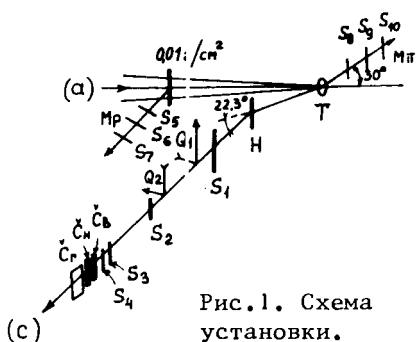


Рис. 1. Схема установки.

с фокусом вблизи счетчика  $S_3$ . Интервал регистрируемых импульсов составлял около 9% от среднего значения.

Идентификация вторичных частиц осуществлялась путем независимых измерений времени пролета на базе 3,8 м счетчиками  $S_1$  /вертикаль 80 мм, горизонталь 15 мм/ и  $S_3$  /50, 10/, и на базе 1 м счетчиками  $S_2$  /43, 45/ и  $S_3$ . Счетчики  $S_1$  и  $S_2$  имеют сцинтилляторы толщиной 0,5 мм.

Разрешающее время спектрометра равнялось  $\pm 260$  пс.

Для повышения надежности выделения полезных событий велось измерение ионизационных потерь в счетчиках  $S_3$  и  $S_4$  /толщина сцинтиллятора 3 мм/ и интенсивности излучения Вавилова-Черенкова в черенковских счетчиках на твердых радиаторах  $\check{C}_B$  и  $\check{C}_H$  и в газовом черенковском счетчике  $\check{C}_Г$ .

Относительную интенсивность пучка ускоренных частиц измеряет телескоп счетчиков  $S_5$ ,  $S_6$ ,  $S_7$ . Градуировка телескопа осуществлялась методом измерения наведенной активности в углероде /с точность  $\pm 5\%$ / при облучении полистирола ( $C_8H_8$ ) в фокусе первичного пучка.

По всему пути вторичных частиц был установлен вакуумпровод с разрывами в местах установки счетчиков.

В настоящей работе дано описание моделирования методом Монте-Карло процессов рождения и регистрации частиц установкой с учетом эффектов взаимодействия в мишени и в веществе спектрометра, которое необходимо для введения поправок при вычислении инклюзивных сечений рождения частиц.

## МОДЕЛИРОВАНИЕ МЕТОДОМ МОНТЕ-КАРЛО ПРОЦЕССОВ РОЖДЕНИЯ И РЕГИСТРАЦИИ ЧАСТИЦ ВТОРИЧНОГО ПУЧКА

Под воздействием первичного пучка с радиальным распределением интенсивности по Гауссу  $/\sigma_T \sim 7$  мм/ в мишени возникают источники вторичных частиц, распределенные по проекции профиля первичных частиц на плоскость, нормальную к направлению регистрации вторичных частиц. Обозначим через  $R$  случайные величины, распределенные равномерно. Полярные координаты  $(r_t, \phi_t)$  точек источников определяются розыгрышем двух случайных чисел  $R_1$  и  $R_2$ :

$$\begin{cases} r_t = \sigma \sqrt{-2 \ln R_1} \\ \phi_t = 2\pi R_2 \end{cases}$$

/2/

Для изучения собственных характеристик спектрометра была разыграна изотропная эмиссия вторичных частиц из мишени. Направление эмиссии ( $\alpha_i$ ,  $\phi_i$ ) определялось еще двумя случайными числами  $R_3$  и  $R_4$ :

$$\begin{cases} \alpha_i = \arccos[1 - (1 - \cos \alpha_{\max}) \cdot R_3], \\ \phi_i = 2\pi R_4, \end{cases} \quad /3/$$

где  $\alpha_{\max}$  - максимальное значение полярного угла.

Импульсное распределение рожденных частиц выбиралось равномерным в интервале  $\pm 15\%$  относительно центрального импульса спектрометра  $p_s$  /это импульс частиц, рожденных в центре мишени и проходящих по оси спектрометра/. Частицы, рожденные в мишени с данным импульсом и направлением, попадают в апертуру спектрометра, где взаимодействуют с магнитными полями и веществом элементов спектрометра. Траектории частиц в канале спектрометра

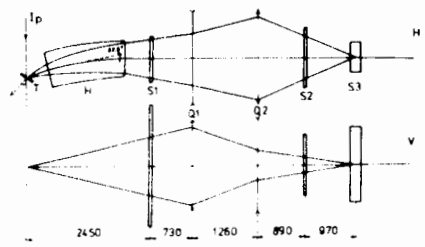


Рис.2. Ход лучей в магнитной оптике установки.

в горизонтальной (H) и вертикальной (V) плоскостях показаны на рис.2. Описание магнитных элементов было проведено в приближении тонких линз. Токи в этих элементах выбирались такими, чтобы частицы с центральным импульсом ( $p_s$ ), рожденные в центре мишени, фокусировались в плоскости сцинтиллятора  $S_3$  /рис.2/. На этом этапе взаимодействие в мишени и веществе сцинтилляторов  $S_1$  и  $S_2$  не учитывается.

Рожденные в мишени частицы анализируются по импульсам магнитом H. Таким образом те частицы, у которых импульс достаточно сильно отличается от центрального ( $p_s$ ), отклоняются от оси спектрометра и не регистрируются.

На следующем этапе расчетов учитывается взаимодействие вторичных частиц с веществом спектрометра. В каждом элементе толщиной  $\Delta X$  считаются координата и направление движения на входе и на выходе с учетом взаимодействия с веществом и полем. Таким образом, проходя через сцинтиллятор толщиной  $\Delta X$ , частицы теряют энергию  $\Delta E = (dE/dX) \cdot \Delta X$  или импульс  $\Delta p = \Delta E/\beta$ , и испытывают многократное кулоновское рассеяние со среднеквадратичным углом в плоскости рассеяния:

$$\langle \eta \rangle = \frac{21(M \cdot Z)}{p \cdot \beta} \sqrt{\frac{\Delta X}{l_r}}, \quad /4/$$

при этом  $l_r = 44,3$  г/см<sup>2</sup> /радиационная длина полистирола/.





PROGRAM CONTAINING: T1 CHANNELS F RANS PRO-TRAV TO S110 FCT-PA-110

ENTRIES IN HISTORARY 27435 POINTS  
 UNDERFLOW OVERFLOW

```

2800
2744
2688
2632
2576
2520
2464
2408
2352
2296
2240
2184
2128
2072
2016
1960
1904
1848
1792
1736
1680
1624
1568
1512
1456
1400
1344
1288
1232
1176
1120
1064
1008
952
896
840
784
728
672
616
560
504
448
392
336
280
224
168
112
16
.....
1-
2-
3-
.....
1234567891011121314151617181920212223242526272829303132333435363738394041424344454647484950515253545556575859606162636465666768697071727374757677787980818283848586878889909192939495969798991001011021031041051061071081091101111121131141151161171181191201211221231241251261271281291301311321331341351361371381391401411421431441451461471481491501511521531541551561571581591601611621631641651661671681691701711721731741751761771781791801811821831841851861871881891901911921931941951961971981992002012022032042052062072082092102112122132142152162172182192202212222232242252262272282292302312322332342352362372382392402412422432442452462472482492502512522532542552562572582592602612622632642652662672682692702712722732742752762772782792802812822832842852862872882892902912922932942952962972982993003013023033043053063073083093103113123133143153163173183193203213223233243253263273283293303313323333343353363373383393403413423433443453463473483493503513523533543553563573583593603613623633643653663673683693703713723733743753763773783793803813823833843853863873883893903913923933943953963973983994004014024034044054064074084094104114124134144154164174184194204214224234244254264274284294304314324334344354364374384394404414424434444454464474484494504514524534544554564574584594604614624634644654664674684694704714724734744754764774784794804814824834844854864874884894904914924934944954964974984995005015025035045055065075085095105115125135145155165175185195205215225235245255265275285295305315325335345355365375385395405415425435445455465475485495505515525535545555565575585595605615625635645655665675685695705715725735745755765775785795805815825835845855865875885895905915925935945955965975985996006016026036046056066076086096106116126136146156166176186196206216226236246256266276286296306316326336346356366376386396406416426436446456466476486496506516526536546556566576586596606616626636646656666676686696706716726736746756766776786796806816826836846856866876886896906916926936946956966976986997007017027037047057067077087097107117127137147157167177187197207217227237247257267277287297307317327337347357367377387397407417427437447457467477487497507517527537547557567577587597607617627637647657667677687697707717727737747757767777787797807817827837847857867877887897907917927937947957967977987998008018028038048058068078088098108118128138148158168178188198208218228238248258268278288298308318328338348358368378388398408418428438448458468478488498508518528538548558568578588598608618628638648658668678688698708718728738748758768778788798808818828838848858868878888898908918928938948958968978988999009019029039049059069079089099109119129139149159169179189199209219229239249259269279289299309319329339349359369379389399409419429439449459469479489499509519529539549559569579589599609619629639649659669679689699709719729739749759769779789799809819829839849859869879889899909919929939949959969979989991000100110021003100410051006100710081009101010111012101310141015101610171018101910201021102210231024102510261027102810291030103110321033103410351036103710381039104010411042104310441045104610471048104910501051105210531054105510561057105810591060106110621063106410651066106710681069107010711072107310741075107610771078107910801081108210831084108510861087108810891090109110921093109410951096109710981099110011011102110311041105110611071108110911101111112113114115116117118119120121122123124125126127128129130131132133134135136137138139140141142143144145146147148149150151152153154155156157158159160161162163164165166167168169170171172173174175176177178179180181182183184185186187188189190191192193194195196197198199200201202203204205206207208209210211212213214215216217218219220221222223224225226227228229230231232233234235236237238239240241242243244245246247248249250251252253254255256257258259260261262263264265266267268269270271272273274275276277278279280281282283284285286287288289290291292293294295296297298299300301302303304305306307308309310311312313314315316317318319320321322323324325326327328329330331332333334335336337338339340341342343344345346347348349350351352353354355356357358359360361362363364365366367368369370371372373374375376377378379380381382383384385386387388389390391392393394395396397398399400401402403404405406407408409410411412413414415416417418419420421422423424425426427428429430431432433434435436437438439440441442443444445446447448449450451452453454455456457458459460461462463464465466467468469470471472473474475476477478479480481482483484485486487488489490491492493494495496497498499500501502503504505506507508509510511512513514515516517518519520521522523524525526527528529530531532533534535536537538539540541542543544545546547548549550551552553554555556557558559560561562563564565566567568569570571572573574575576577578579580581582583584585586587588589590591592593594595596597598599600601602603604605606607608609610611612613614615616617618619620621622623624625626627628629630631632633634635636637638639640641642643644645646647648649650651652653654655656657658659660661662663664665666667668669670671672673674675676677678679680681682683684685686687688689690691692693694695696697698699700701702703704705706707708709710711712713714715716717718719720721722723724725726727728729730731732733734735736737738739740741742743744745746747748749750751752753754755756757758759760761762763764765766767768769770771772773774775776777778779780781782783784785786787788789790791792793794795796797798799800801802803804805806807808809810811812813814815816817818819820821822823824825826827828829830831832833834835836837838839840841842843844845846847848849850851852853854855856857858859860861862863864865866867868869870871872873874875876877878879880881882883884885886887888889890891892893894895896897898899900901902903904905906907908909910911912913914915916917918919920921922923924925926927928929930931932933934935936937938939940941942943944945946947948949950951952953954955956957958959960961962963964965966967968969970971972973974975976977978979980981982983984985986987988989990991992993994995996997998999100010011002100310041005100610071008100910101011101210131014101510161017101810191020102110221023102410251026102710281029103010311032103310341035103610371038103910401041104210431044104510461047104810491050105110521053105410551056105710581059106010611062106310641065106610671068106910701071107210731074107510761077107810791080108110821083108410851086108710881089109010911092109310941095109610971098109911001101110211031104110511061107110811091110111111211311411511611711811912012112212312412512612712812913013113213313413513613713813914014114214314414514614714814915015115215315415515615715815916016116216316416516616716816917017117217317417517617717817918018118218318418518618718818919019119219319419519619719819920020120220320420520620720820921021121221321421521621721821922022122222322422522622722822923023123223323423523623723823924024124224324424524624724824925025125225325425525625725825926026126226326426526626726826927027127227327427527627727827928028128228328428528628728828929029129229329429529629729829930030130230330430530630730830931031131231331431531631731831932032132232332432532632732832933033133233333433533633733833934034134234334434534634734834935035135235335435535635735835936036136236336436536636736836937037137237337437537637737837938038138238338438538638738838939039139239339439539639739839940040140240340440540640740840941041141241341441541641741841942042142242342442542642742842943043143243343443543643743843944044144244344444544644744844945045145245345445545645745845946046146246346446546646746846947047147247347447547647747847948048148248348448548648748848949049149249349449549649749849950050150250350450550650750850951051151251351451551651751851952052152252352452552652752852953053153253353453553653753853954054154254354454554654754854955055155255355455555655755855956056156256356456556656756856957057157257357457557657757857958058158258358458558658758858959059159259359459559659759859960060160260360460560660760860961061161261361461561661761861962062162262362462562662762862963063163263363463563663763863964064164264364464564664764864965065165265365465565665765865966066166266366466566666766866967067167267367467567667767867968068168268368468568668768868969069169269369469569669769869970070170270370470570670770870971071171271371471571671771871972072172272372472572672772872973073173273373473573673773873974074174274374474574674774874975075175275375475575675775875976076176276376476576676776876977077177277377477577677777877978078178278378478578678778878979079179279379479579679779879980080180280380480580680780880981081181281381481581681781881982082182282382482582682782882983083183283383483583683783883984084184284384484584684784884985085185285385485585685785885986086186286386486586686786886987087187287387487587687787887988088188288388488588688788888989089189289389489589689789889990090190290390490590690790890991091191291391491591691791891992092192292392492592692792892993093193293393493593693793893994094194294394494594694794894995095195295395495595695795895996096196296396496596696796896997097197297397497597697797897998098198298398498598698798898999099199299399499599699799899910001001100210031004100510061007100810091010101110121013101410151016101710181019102010211022102310241025102610271028102910301031103210331034103510361037103810391040104110421043104410451046104710481049105010511052105310541055105610571058105910601061106210631064106510661067106810691070107110721073107410751076107710781079108010811082108310841085108610871088108910901091109210931094109510961097109810991100110111021103110411051106110711081109111011111121131141151161171181191201211221231241251261271281291301311321331341351361371381391401411421431441451461471481491501511521531541551561571581591601611621631641651661671681691701711721731741751761771781791801811821831841851861871881891901911921931941951961971981992002012022032042052062072082092102112122132142152162172182192202212222232242252262272282292302312322332342352362372382392402412422432442452462472482492502512522532542552562572582592602612622632642652662672682692702712722732742752762772782792802812822832842852862872882892902912922932942952962972982993003013023033043053063073083093103113123133143153163173183193203213223233243253263273283293303313323333343353363373383393403413423433443453463473483493503513523533543553563573583593603613623633643653663673683693703713723733743753763773783793803813823833843853863873883893903913923933943953963973983994004014024034044054064074084094104114124134144154164174184194204214224234244254264274284294304314324334344354364374384394404414424434444454464474484494504514524534544554564574584594604614624634644654664674684694704714724734744754764774784794804814824834844854864874884894904914924934944954964974984995005015025035045055065075085095105115125135145155165175185195205215225235245255265275285295305315325335345355365375385395405415425435445455465475485495505515525535545555565575585595605615625635645655665675685695705715725735745755765775785795805815825835845855865875885895905915925935945955965975985996006016026036046056066076086096106116126136146156166176186196206216226236246256266276286296306316326336346356366376386396406416426436446456466476486496506516526536546556566576586596606616626636646656666676686696706716726736746756766776786796806816826836846856866876886896906916926936946956966976986997007017027037047057067077087097107117127137147157167177187197207217227237247257267277287297307317327337347357367377387397407417427437447457467477487497507517527537547557567577587597607617627637647657667677687697707717727737747757767777787797807817827837847857867877887897907917927937947957967977987998008018028038048058068078088098108118128138148158168178188198208218228238248258268278288298308318328338348358368378388398408418428438448458468478488498508518528538548558568578588598608618628638648658668678688698708718728738748758768778788798808818828838848858868878888898908918928938948958968978988999009019029039049059069079
```

















HISTOGRAM CONTAINING 100 SAMPLES    2 RANGES FROM 750.0    TO 50.0    DELTA IS 1.00  
 ENTRY IS 1031. IN HISTOGRAM    1031 EVENTS  
 D-DENSITY    N OVER-LOW

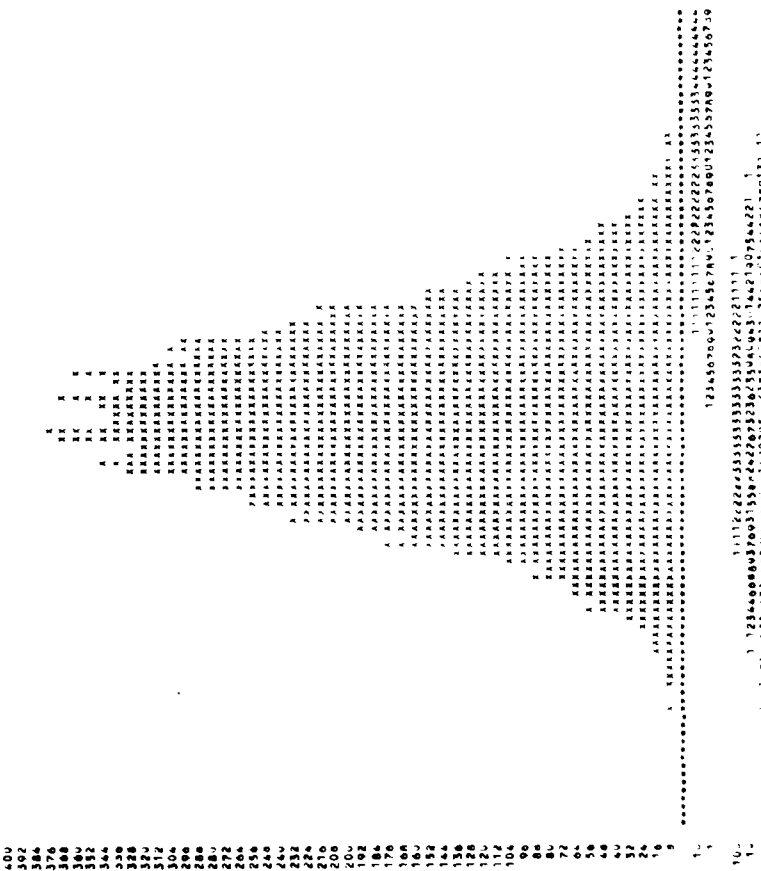


Рис.13. Профиль вторичного пучка по вертикали для  $S_2$  / с рас-сеянием/.





РАСПРЕДЕЛЕНИЕ ВХОДНЫХ ТЕЛЕСНЫХ УГЛОВ ( $\Omega(p)$ )  
И АКСПЕТАНС  $A_0$  СПЕКТРОМЕТРА ДИСК-2

Без учета торможения и многократного рассеяния прохождение вторичных частиц через счетчики спектрометра определяется законами магнитной оптики. Если в мишени частицы рождаются изотропно, то на каждую частицу приходится элемент телесного угла

$\delta\Omega = 4\pi / N$ , где  $N$  - число рожденных частиц в  $4\pi$  ср. Таким образом, входной телесный угол для частиц с данным импульсом определяется числом  $n(p)$  этих частиц, попавших в счетчики  $S_1$ ,  $S_2$ ,  $S_3$ , и дается следующей формулой:

$$\Omega(p) = n(p) \cdot \delta\Omega. \quad /6/$$

Полученное распределение входных телесных углов показано на рис. 15 для центрального импульса  $p_s = 500$  МэВ/с. Аксептанс спектрометра дается интегралом от  $\Omega(p)$ :

$$A_0 = \frac{1}{p_s} \int_0^{\infty} \Omega(p) dp. \quad /7/$$

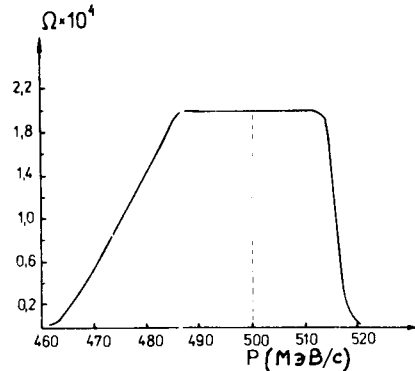


Рис. 15. Зависимость входного телесного угла спектрометра от импульса частиц.

Величина  $A_0$  не зависит от  $p_s$  и определяется магнитной оптикой и геометрией детекторов  $S_1$ ,  $S_2$ ,  $S_3$ . По программе DISCO получено  $A_0 = 1,62 \cdot 10^{-5}$  ср.

МНОГОКРАТНОЕ КУЛОНОВСКОЕ РАССЕЯНИЕ  
И ТОРМОЖЕНИЕ ЧАСТИЦ В ВЕЩЕСТВЕ СПЕКТРОМЕТРА

Проходя через вещество счетчиков  $S_1$  и  $S_2$ , частицы рассеиваются и выбывают из канала спектрометра. Торможение вторичных частиц в веществе также изменяет входные телесные углы, поскольку линзы спектрометра фокусируют на  $S_3$  центральный импульс  $p_s$ . В конечном счете число зарегистрированных частиц падает с ростом взаимодействия в веществе спектрометра.

Чтобы учесть влияние указанных эффектов, с помощью программы DISCO были получены распределения входных телесных углов с учетом рассеяния и торможения и без такого учета. Соответственно были также вычислены аксептансы с рассеянием /  $A_0$  расс./ и без рассеяния /  $A_0$  без расс./. Отношение этих двух величин определяет поправку на рассеяние:

$$\epsilon = (A_0 \text{ расс.} / A_0 \text{ без расс.}). \quad /8/$$

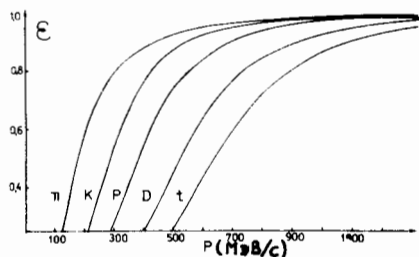


Рис.16. Эффективность спектрометра для различных частиц в зависимости от их импульса с учетом торможения и рассеяния в веществе счетчиков.

В общем случае  $\epsilon$  зависит от сорта частиц и их импульсов. Естественно, что значение  $\epsilon$  зависит от количества вещества в канале /например, толщины сцинтилляторов/. На рис.16 показана зависимость поправки на рассеяние ( $\epsilon$ ) от сорта и импульса вторичных частиц, для толщин эквивалентных сцинтилляторов /учтены световоды, окна счетчиков и вещество воздуха/ $X_1=1,31$  мм и  $X_2=1,07$  мм соответственно.

Экспериментальная проверка моделирования работы спектрометра проводилась при добавлении рассеивающего вещества непосредственно перед счетчиками  $S_1$  и  $S_2$ .

Были проведены четыре серии измерений с эквивалентными толщинами сцинтилляторов  $S_1(X_1)$  и  $S_2(X_2)$ , равными:

$$S_1(X_1)$$

$$X_1^I = 1,31 \text{ мм};$$

$$X_1^{II} = 3,58 \text{ мм};$$

$$X_1^{III} = 5,84 \text{ мм};$$

$$X_1^{IV} = 8,11 \text{ мм};$$

$$S_2(X_2)$$

$$X_2^I = 1,07 \text{ мм};$$

$$X_2^{II} = 3,04 \text{ мм};$$

$$X_2^{III} = 5,00 \text{ мм};$$

$$X_2^{IV} = 6,97 \text{ мм}.$$

Таблица

$P_S$ (МэВ/с)		$N_{II}/N_I$		$N_{III}/N_I$		$N_{IV}/N_I$	
		эксперимент.	расчет	эксперимент.	расчет	эксперимент.	расчет
300	$\pi$	0,746±0,032	0,739±0,017	0,621±0,028	0,585±0,015	0,468±0,025	0,470±0,013
	p	0,462±0,010	0,411±0,019	0,242±0,006	0,217±0,013	0,132±0,005	0,143±0,010
	d	-	0,193±0,024	-	0,530±0,012	-	0,005±0,003
500	$\pi$	0,853±0,069	0,898±0,014	0,781±0,063	0,782±0,016	0,716±0,059	0,703±0,015
	p	0,676±0,011	0,666±0,016	0,505±0,008	0,511±0,014	0,409±0,007	0,404±0,012
	d	0,465±0,018	0,466±0,017	0,257±0,011	0,301±0,012	0,125±0,007	0,199±0,010
900	$\pi$	-	0,971±0,019	-	0,924±0,018	-	0,915±0,018
	p	0,886±0,022	0,913±0,018	0,842±0,021	0,862±0,017	-	0,800±0,016
	d	0,793±0,018	0,831±0,017	0,670±0,018	0,704±0,015	-	0,609±0,014

В таблице показаны отношения числа зарегистрированных частиц на II, III и IV этапах измерений к соответствующему числу первого этапа. Показаны также отношения, полученные при моделировании. Из приведенных данных видно, что расчет и эксперимент хорошо согласуются.

## ТЕОРЕТИЧЕСКОЕ ОПИСАНИЕ ВРЕМЯПРОЛЕТНЫХ СПЕКТРОВ И СРАВНЕНИЕ ИХ С ЭКСПЕРИМЕНТОМ

Как видно из рис.15, спектрометр регистрирует частицы с импульсным интервалом  $\Delta p$ , асимметрично относительно центрального импульса. В зависимости от массы, частицы имеют разные скорости

$\beta = p / \sqrt{p^2 + m^2}$  в интервале  $\Delta p$  и, следовательно, попадают в разные каналы времяпролетного спектра. Связь между номером канала  $n_i$  /время пролета  $t \sim n_i$  / и скоростью  $\beta_i$

$$\beta_i = \frac{q}{n_i - n_0}, \quad /9/$$

где  $q$  и  $n_0$  - калибровочные константы спектрометра. Тогда импульс  $p_i$  для частицы ( $m$ ), попавшей в канал с номером  $n_i$ , дается формулой:

$$p_i = \frac{m}{\sqrt{\left(\frac{n_i - n_0}{q}\right)^2 - 1}}. \quad /10/$$

Это соотношение позволяет определить импульсные спектры частиц по времяпролетным спектрам. Вероятность прохождения частиц через канал определяется распределением входного телесного угла  $\Omega(p)$  /рис.15/, а вероятность рождения частиц /в небольшом интервале величин  $\Delta p$  и  $\Delta \theta$  / определяется дифференциальным сечением<sup>/9/</sup>:

$$\left(\frac{d^2\sigma}{dpd\Omega}\right)_i^{\text{теор}} = C \frac{p_i^2}{E_i} e^{-\frac{T_i}{T_0}(1 - \cos\theta_i)}, \quad /11/$$

где  $\theta_i$  - угол рождения частиц.

Тогда импульсный спектр регистрируемых частиц будет произведением этих двух вероятностей. Перейти к времяпролетному спектру можно, используя якобиан:

$$\left|\frac{dp_i}{dn_i}\right| = \gamma_i^2 \frac{p_i}{n_i - n_0}, \quad /12/$$

где  $\gamma_i$  - лоренц-фактор. Тогда:

$$N^{\text{теор.}}(n_i) = K \left(\frac{d^2\sigma}{dpd\Omega}\right)_i^{\text{теор}} \Omega^{\text{теор}}(p_i) K_T^{-1}(p_i) K_D^{-1}(p_i) \left|\frac{dp_i}{dn_i}\right|, \quad /13/$$

где  $N^{\text{теор.}}(n_i)$  - число событий в канале  $n_i$ .

$K$  - константа, включающая интенсивность первичного пучка ( $I_p$ ) и толщину мишени ( $X_A$ ) вдоль первичного направления,  $K_T(p_i)$  - поправка, учитывающая торможение и многократное рассеяние частиц в мишени,  $K_D$  - поправка на распад.

Это соотношение с учетом выражений для  $\left(\frac{d^2\sigma}{dpd\Omega}\right)_i^{\text{теор.}}$  /11/, для  $\Omega^{\text{теор.}}(p_i)$  /6/ и  $\left|\frac{dp_i}{dn_i}\right|$  /12/ позволяет описывать времяпролетные спектры, полученные в эксперименте.

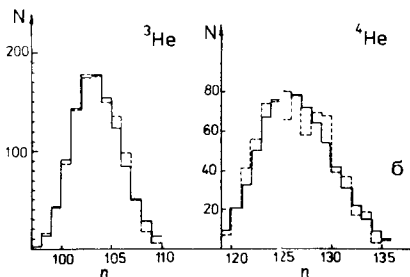
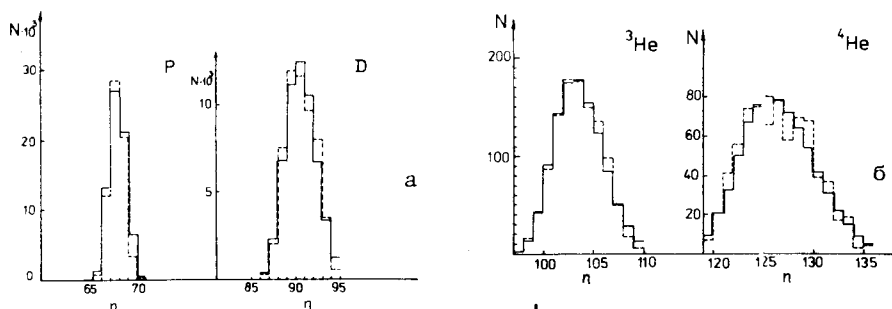


Рис.17. Описание экспериментальных времяпролетных спектров для различных частиц с импульсом 1000 ГэВ/с. а/ протоны и дейтроны; б/  $^3\text{He}$  и  $^4\text{He}$ ; в/ тритий.

Поправка на взаимодействие вторичных частиц в мишени  $K_T(p)$  была получена интегрированием по углам следующего выражения:

$$K_T(p_i, \theta_i) = \frac{\frac{p_i^2}{E_i} e^{-\frac{T}{T_0}(1 - \cos \theta_i)}}{\frac{1}{\ell} \int_0^\ell \int_{-\infty}^\infty \frac{p^2(X)}{E(X)} \cdot e^{-\frac{T(X)}{T_0}(1 - \cos(\theta_i + \eta))} \omega(\eta) d\eta dx}, \quad /14/$$

где  $\ell$  - толщина мишени вдоль вторичного пучка;  $\omega(\eta)$  - распределения по углу при многократном рассеянии /гаусс/. Эта величина связывает число частиц, рожденных на глубине  $X$  с импульсом  $p(X)$  и углом  $\theta(X) = \theta_i + \eta$ , с числом частиц  $p_i$  и  $\theta_i$  на выходе. Двойной интеграл в /14/ вычислялся методом Монте-Карло.

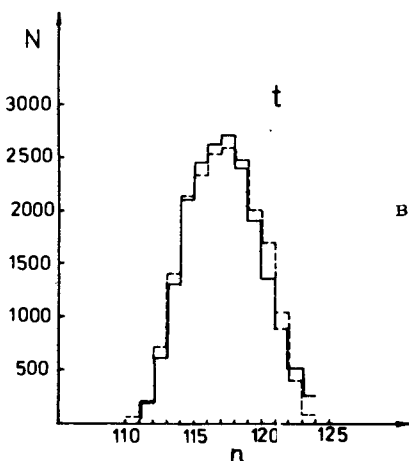
При расчете формы спектра учитывались также флуктуации в аппаратуре, приводящие к размазыванию спектра. В итоге времяпролетный спектр имеет вид:

$$N^A(n_i) = \int_{-\infty}^{\infty} N^{\text{теор.}}(n_i + m) \omega(m) dm, \quad /15/$$

где

$$\omega(m) = \frac{1}{\sqrt{2\pi} \sigma_A} \cdot e^{-\frac{m^2}{2\sigma_A^2}}; \quad \sigma_A = 0,7 \text{ канала}.$$

Соответствие теоретического описания времяпролетных спектров для импульса частиц 1000 МэВ/с с экспериментальными данными показано на рис.17 /по оси ординат - число событий эксперименталь-



ного спектра, по оси абсцисс - номер канала/. Нормировка проводилась по числу событий в пике.

## ВЫВОДЫ

1. На основе метода Монте-Карло созданы программы расчета характеристик спектрометра /входной телесный угол, импульсный разброс и т.д./ с учетом торможения и рассеяния, необходимых для вычисления инклюзивных сечений рождения кумулятивных частиц. Результаты вычисления использованы в работах /4,9,10/.

2. Теоретическое описание времяпролетных спектров, профилей распределения частиц на плоскости любого детектора, а также моделирование эффектов дополнительных рассеивателей позволили убедиться в правильности работы спектрометра.

Авторы выражают благодарность Ю.В.Кульпиной и В.Г.Перевозчикову за помощь в работе.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Балдин А.А. ЭЧАЯ, 1977, т.8, вып.3, стр.429.
2. Балдин А.А. Краткие сообщения по физике, № 1, стр.35, 1971.
3. Ставинский В.С. ЭЧАЯ, 1979, т.10, вып.5, стр.949.
4. Baldin A. A. et al. JINR, E1-82-472, Dubna, 1982.
5. Лексин Г.А. Труды XVIII Межд.Конф. по физике высоких энергий, ОИЯИ, Д1,2-10400, Дубна, 1977, с.А-6-3.
6. Егиян К. 3 кн.: Труды VI Международного семинара по проблемам физики высоких энергий, ОИЯИ, Д1,2-81-728, Дубна, 1981, с.238.
7. Аверичева Т.В. и др. ОИЯИ, 1-11317, Дубна, 1978.
8. Штеффен К. Оптика пучков высокой энергии. "Мир", М., 1969.
9. Ставинский В.С. В кн.: Труды VI Международного семинара по проблемам физики высоких энергий, ОИЯИ, Д1,2-81-728, Дубна, 1981, с.205.
10. Балдин А.А. и др. ОИЯИ, 1-80-488, Дубна, 1980.

Рукопись поступила в издательский отдел  
23 июня 1983 года.

Балдин А.М. и др.

P1-83-434

Моделирование эффективности спектрометра ДИСК-2  
методом Монте-Карло

Дано описание моделирования процессов рождения и регистрации вторичного пучка на спектрометре ДИСК-2 с учетом эффектов взаимодействия в мишени и веществе спектрометра. Для вычисления сечения рождения частиц выполнены расчеты по импульсным распределениям входного телесного угла, аксептансу спектрометра, поправкам на рассеяние и торможение частиц в канале спектрометра, по моделированию экспериментальных времяпролетных спектров. Получено совпадение в пределах 10% точности результатов моделирования и методических экспериментов по определению эффективности спектрометра с дополнительными рассеивателями и распределением отсчетов в времяпролетных спектрах для различных сортов регистрируемых частиц в интервале импульсов от 300 до 1000 МэВ/с.

Работа выполнена в Лаборатории высоких энергий ОИЯИ.

Сообщение Объединенного института ядерных исследований. Дубна 1983

Baldin A.M. et al.

P1-83-434

Simulation of the DISC-2 Spectrometer Efficiency  
by the Monte-Carlo Method

The production and detection processes of the secondary particles, taking into account the interactions effects in the target and material of the DISC-2 spectrometer, are described by the Monte-Carlo simulation. The input solid angle distribution, the spectrometer acceptance, the scattering and energy loss corrections in the spectrometer channel are calculated. The experimental time-of-flight spectra are simulated. The coincidence within the 10% accuracy of the simulation results and experiments on the determination of efficiency of a spectrometer with additional scatters is obtained and of count distributions in the time-of-flight spectra for different types of particles detected within the 300 upto 1000 MeV/c momentum range.

The investigation has been performed at the Laboratory of High Energies, JINR.

Communication of the Joint Institute for Nuclear Research, Dubna 1983

Перевод О.С.Виноградовой.