

1 ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ  
2 ЛАБОРАТОРИЯ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ  
3 ИМ. В. И. ВЕКслЕРА И А. М. БАЛДИНА

4 На правах рукописи

5 

6 **Плотников Василий Александрович**

7 **Рождение  $\pi^+$  и  $K^+$ -мезонов в аргон-ядерных взаимодействиях**  
8 **при энергии пучка 3.2 АГЭВ в эксперименте VM@N на**  
9 **Нуклотроне**

10 Специальность 1.3.15 —  
11 «Физика атомных ядер и элементарных частиц, физика высоких энергий»

12 **АВТОРЕФЕРАТ**  
13 диссертации на соискание учёной степени  
14 кандидата физико-математических наук

15  
16  
17  
18 Дубна — 2024

19 Работа выполнена в Лаборатории физики высоких энергий им. В. И. Векслера и А. М. Балдина  
20 Объединённого института ядерных исследований

Научный руководитель: Доктор физико-математических наук  
**Капишин Михаил Николаевич**

Официальные оппоненты: **Фамилия Имя Отчество,**  
доктор физико-математических наук, профессор,  
Не очень длинное название для места работы,  
старший научный сотрудник

21

**Фамилия Имя Отчество,**  
кандидат физико-математических наук,  
Основное место работы с длинным длинным длинным длин-  
ным названием,  
старший научный сотрудник

22 С электронной версией диссертации можно ознакомиться на официальном сайте Объединен-  
23 ного института ядерных исследований в информационно-телекоммуникационной сети «Интер-  
24 нет» по адресу: <http://dissertations.jinr.ru>. С печатной версией диссертации можно ознакомиться  
25 в Научно-технической библиотеке ОИЯИ (г. Дубна, Московская область, ул. Жолио-Кюри, д.  
26 б).

27 Ученый секретарь диссертационного совета  
кандидат физико-математических наук

В. А. Арефьев

## 28 **Общая характеристика работы**

29 **Актуальность темы.** Экспериментальное и теоретическое изучение свойств  
30 сильно взаимодействующей ядерной материи при высоких плотностях и темпе-  
31 ратурах является одним из наиболее интересных исследовательских направле-  
32 ний ядерной физики высоких энергий. Исследования в данной области физи-  
33 ки проводятся или в экспериментах на ускорителях при столкновении ионов,  
34 или получаются из наблюдений сверхмассивных нейтронных звёзд, а также  
35 слияний нейтронных звёзд. По современным теоретическим моделям описание  
36 процессов при столкновении тяжелых ионов описываются уравнением состоя-  
37 ния (УС) ядерной материи при высоких барионных плотностях. Теоретические  
38 предсказания предполагают возникновение условий, при которых произойдет  
39 фазовый переход с образованием состояния, называемого «кварк-глюонной  
40 плазмой». В качестве процессов, по которым можно отслеживать состояние  
41 ядерной материи, предпочтительными, но не единственными, являются про-  
42 цессы рождения частиц со странными кварками, которые не входят в состав  
43 первичных нуклонов, а возникают в процессе взаимодействия ядер. Кинема-  
44 тические распределения по таким переменным, как продольная быстрота, по-  
45 перечный импульс и множественность частиц в конечном состоянии, являются  
46 наблюдаемыми для исследования. Преимуществом частиц со странным квар-  
47 ком в качестве наблюдаемых является достаточно большое сечение рождения,  
48 чтобы статистические неопределенности не доминировали в точности получен-  
49 ных результатов.

50 В настоящее время эксперименты по столкновению тяжелых ионов про-  
51 водятся на ускорителях LHC и SPS в европейском центре ядерных исследова-  
52 ний CERN, Женева, RHIC в лаборатории BNL, Брукхейвен, и SIS18 в институте  
53 GSI. Строящиеся масштабные установки, такие как Facility for Antiproton and  
54 Ion Research (FAIR) [1] в Дармштадте, Германия, и Nuclotron-based Ion Collider  
55 Facility (NICA) [2], предоставят уникальные возможности для создания и изу-  
56 чения ядерной материи с плотностями, которые предсказываются в ядрах ней-  
57 тронных звёзд. Эксперимент на фиксированной мишени Compressed Baryonic  
58 Matter (CBM) на FAIR [3] и эксперимент на встречных пучках Multi-Purpose  
59 Detector (MPD) на NICA [4] сфокусируются на изучении наблюдаемых вели-  
60 чин, которые чувствительны к уравнению состояния и степеням свободы плот-  
61 ной ядерной материи.

62 Эксперимент  $BM@N$  (Baryonic Matter at Nuclotron) [5] на ускорительном  
63 комплексе NICA - это первый эксперимент, уже набравший экспериментальные  
64 данные [A.1], результатам анализа которых посвящена данная работа.

65 Целью данной работы является изучение процессов образования поло-  
66 жительно заряженных пионов и каонов в столкновениях пучка ионов аргона  
67 с твёрдыми фиксированными мишенями (C, Al, Cu, Sn, Pb) при кинетической  
68 энергии пучка 3.2 АГэВ, измеренных в эксперименте  $BM@N$ .

69 Для достижения поставленной цели автором были решены следующие  
70 задачи:

- 71 1. Разработан и применён алгоритм экстраполяции треков частиц из  
72 центральной трековой системы во внешние детекторы: катодно-  
73 стриповую камеру CSC и времяпролётные детекторы ToF-400, - поз-  
74 воливший учесть потери энергии и рассеяние частиц в материале де-  
75 текторов, а также погрешности измерения магнитного поля анализи-  
76 рующего магнита;
- 77 2. Реализован метод восстановления координатной информации по сиг-  
78налам в катодно-стриповой камере CSC и выполнено выравнивание  
79 внешних детекторов по трекам из центральной трековой системы, что  
80 позволило отфильтровать ложные реконструированные треки и обес-  
81 печило возможность получать для частицы её импульс, длину и время  
82 пролёта;
- 83 3. Разработан и применён алгоритм идентификации заряженных частиц  
84 на основе метода времени пролёта, обеспечивший возможность опре-  
85 деления типа заряженных частиц;
- 86 4. Разработан и применён алгоритм получения эффективности триггер-  
87 ных детекторов, центральной трековой системы и внешних детекто-  
88 ров CSC и ToF-400 на основе экспериментальных данных, что поз-  
89 волило учесть потери информации о частицах из-за неидеальности  
90 детекторов и алгоритмов реконструкции;
- 91 5. В моделировании реализованы алгоритмы реконструкции треков и  
92 идентификации заряженных частиц, применяемые для эксперимен-  
93 тальных данных, а также методика учёта экспериментальной эффек-  
94 тивности детекторов, что позволило получить эффективности рекон-  
95 струкции для  $\pi^+$  и  $K^+$ -мезонов;

- 96 6. Получены эффективности реконструкции сигналов  $\pi^+$  и  $K^+$ -мезонов  
97 и оценка фона, использованные для получения дифференциальных  
98 сечений и множественностей  $\pi^+$  и  $K^+$ -мезонов;
- 99 7. С учетом эффективности реконструкции восстановлены спектры (вы-  
100 ходы)  $\pi^+$  и  $K^+$ -мезонов по продольной быстрой и поперечному им-  
101 пульсу, параметры обратных наклонов поперечных спектров, а также  
102 множественности  $\pi^+$  и  $K^+$ -мезонов в событии, выполнена оценка си-  
103 стематических неопределённостей результатов от различных источ-  
104 ников;
- 105 8. Проведено сравнение полученных физических спектров с резуль-  
106 татами других экспериментов и предсказаниями микроскопических  
107 транспортных моделей.

### 108 Основные положения, выносимые на защиту:

- 109 1. Спектры по продольной быстрой, поперечному импульсу и  
110 множественности положительно заряженных пионов в кинемати-  
111 ческой области  $0.1 < p_T < 0.6$  ГэВ/с,  $1.5 < y < 3.2$  и каонов в  
112 кинематической области  $0.1 < p_T < 0.5$  ГэВ/с,  $1.0 < y < 2.0$ ,  
113 рождённых во взаимодействиях пучка ионов аргона с кинетической  
114 энергией 3.2 АГэВ с ядрами твёрдых фиксированных мишеней из  
115 С, Al, Cu, Sn, Pb на основе данных, полученных в эксперименте  
116 VM@N.
- 117 2. Параметры обратных наклонов в распределениях по поперечному  
118 импульсу для положительно заряженных пионов и каонов в столк-  
119 новениях пучка ионов аргона с ядрами мишеней из С, Al, Cu, Sn и Pb  
120 при энергиях Нуклотрона.
- 121 3. Алгоритмы идентификации заряженных частиц в эксперименте  
122 VM@N для выделения сигналов заряженных пионов и каонов.
- 123 4. Алгоритмы оценки эффективности детекторов для эксперимента  
124 VM@N и учёта указанной эффективности в моделировании полной  
125 реконструкции.

### 126 Научная новизна:

- 127 – Впервые получены экспериментальные результаты по рождению по-  
128 ложительно заряженных пионов и каонов в столкновениях ионов ар-  
129 гона с ядрами мишеней из С, Al, Cu, Sn, Pb при энергиях Нуклотрона.

130 Энергия пучка составляла 3.2 АГэВ. Среди полученных новых резуль-  
131 татов спектры по продольной быстрой и поперечному импульсу, мно-  
132 жественности, а также параметры обратных наклонов спектров по по-  
133 перечному импульсу. Использование одной методики анализа для все-  
134 го набора мишеней позволило изучить зависимость образования  $\pi^+$  и  
135  $K^+$ -мезонов от атомного веса сталкивающихся ядер и уменьшить си-  
136 стематическую неопределённость указанной зависимости, даваемую  
137 методикой.

### 138 Практическая значимость

- 139 – Физические результаты по рождению положительно заряженных пио-  
140 нов и каонов впервые получены при столкновениях пучка ионов арга-  
141 на с ядрами мишеней из С, Al, Cu, Sn и Pb при энергиях Нуклотрона. В  
142 текущий момент в данной области энергий мало экспериментальных  
143 данных, что не позволяет построить достаточно точные модели столк-  
144 новений тяжёлых ионов в области высокой барионной плотности и  
145 приводит к отклонению предсказаний существующих моделей от но-  
146 вых экспериментальных данных. Полученные физические результаты  
147 позволяют улучшить наше понимание столкновений тяжёлых ионов в  
148 указанной области энергий и построить более точные модели с более  
149 высокой предсказательной способностью.
- 150 – Получены первые физические результаты на установке BM@N, что  
151 демонстрирует готовность эксперимента для решения основных фи-  
152 зических задач проекта BM@N.
- 153 – Разработанные методики, а также полученный опыт могут быть ис-  
154 пользованы в будущих сеансах эксперимента BM@N и ускорить про-  
155 цесс получения новых физических результатов. При старте любого  
156 крупного эксперимента в области физики высоких энергий, включаю-  
157 щего множество разнородных детекторных подсистем, разрабатывае-  
158 мых разными научными группами, требуется в первую очередь совме-  
159 стить и согласовать всю полученную информацию, отладить все эта-  
160 пы обработки и анализа данных. Представляемая работа является при-  
161 мером решения такой задачи.

162 Достоверность полученных результатов обеспечивается их подтвер-  
163 ждением в рамках оцененных неопределённостей независимыми результатами

164 анализа с использованием информации других внешних детекторов, а также  
165 многократной экспертной оценкой. Результаты находятся в соответствии с ре-  
166 зультатами, полученными в других экспериментах.

167 **Апробация работы.** Основные результаты работы докладывались на:  
168 73-ей международной конференции по ядерной физике «ЯДРО-2023: Фун-  
169 даментальные вопросы и приложения», Саров, Россия, октябрь 2023; семина-  
170 ре «XXV International Baldin Seminar on High Energy Physics Problems»  
171 (Baldin ISHEPP XXV), Dubna, Russia, сентябрь 2023; XV-ой Международной  
172 школе-конференции «The Actual Problems of Microworld Physics», Минск, Бе-  
173 ларусь, сентябрь 2023 год; 69-ой международной конференции по ядерной фи-  
174 зике «Nucleus-2019. Fundamental Problems of Nuclear Physics, Nuclei at Borders  
175 of Nucleon Stability, High Technologies», Дубна, Россия, июль 2019; семина-  
176 ре «Workshop on physics performance studies at NICA (NICA-2022)», МИФИ,  
177 Москва, Россия; семинаре «Trigger efficiency, luminosity and fluxes in argon run»,  
178 ЛФВЭ, ОИЯИ, февраль 2023; семинаре «Секция методики, детекторов и при-  
179 кладной физики», ЛФВЭ, ОИЯИ, июнь 2023; школе «The 2019 European School  
180 of High-Energy Physics, CERN, JINR», Санкт-Петербург, Россия; всех коллабо-  
181 рационных совещаниях эксперимента BM@N, проводившихся каждые полгода  
182 с 2018 по 2022 годы.

183 **Личный вклад.** Все задачи, решённые в ходе выполнения данной рабо-  
184 ты, выполнены либо автором лично, либо при активном его участии. При этом  
185 основная часть задач решена при определяющем участии автора.

186 **Публикации.** Основные результаты по теме диссертации изложены в 7  
187 печатных изданиях, 4 из которых изданы в журналах, рекомендованных ВАК,  
188 3 — в тезисах докладов, [A.1—A.4] и [A.5—A.7] соответственно. Основными  
189 журналами, в которых опубликованы результаты, являются «Journal of High  
190 Energy Physics», «ЭЧАЯ» и «Письма в ЭЧАЯ».

191 **Объем и структура работы.** Диссертация состоит из введения, пя-  
192 ти глав, заключения и приложения. Полный объём диссертации составляет  
193 **139** страниц текста с **65** рисунками и **7** таблицами. Список литературы содер-  
194 жит **130** наименований.

## 195 **Содержание работы**

196 Во введении обосновывается актуальность исследований, проводимых в рам-  
197 ках данной диссертационной работы, формулируется цель, ставятся задачи ра-  
198 боты, выделяются основные положения выносимые на защиту, сформулирова-  
199 ны научная новизна и практическая значимость представляемой работы.

200 Первая глава посвящена описанию области исследований диссертаци-  
201 онной работы. Представлен ускоритель Нуклотрон, входящий в состав ускори-  
202 тельного комплекса NICA [2] и обеспечивающий эксперимент BM@N пучками  
203 различных ядер.

204 Приведены основные физические задачи эксперимента BM@N. Среди  
205 них выделены задачи по исследованию уравнения состояния ядерной материи  
206 и смешанной фазы ядерной материи. Отмечена роль странных частиц в ука-  
207 занных исследованиях. Представлена общая картина столкновения тяжёлых  
208 ионов. Введено понятие центральности столкновения. Приведены основные  
209 особенности микроскопических транспортных моделей, использованных в ра-  
210 боте: DCM-SMM [6, 7], UrQMD [8, 9] и PHSD [10—12]. Дан обзор исследований  
211 по образованию  $\pi^+$  и  $K^+$ -мезонов при столкновениях тяжёлых ионов в области  
212 энергий BM@N.

213 Вторая глава посвящена описанию критически важных для диссер-  
214 тационной работы элементов установки BM@N. Её схема представлена на  
215 рисунке 1. К указанным элементам относятся анализирующий магнит, цен-  
216 тральная трековая система (ЦТ) ST/GEM, катодно-стриповая камера CSC,  
217 времяпролётная система ToF-400 и триггерные детекторы.

218 Дипольный анализирующий магнит имеет зазор между полюсами  
219 1.05 м. Магнитное поле может быть установлено вплоть до 1.2 Т. При этом  
220 сила магнита составляет порядка 2.1 Тм.

221 Центральная трековая система эксперимента BM@N состоит из  
222 кремниевых детекторов (ST) с двухсторонним считыванием и двухкоорди-  
223 натных детекторов на основе газового электронного умножения (GEM) с  
224 тройным ускоряющим промежутком.

225 Толщина детекторов ST составляет 300 мкм. Вертикальные стрипы име-  
226 ют ширину 95 мкм. Косые стрипы наклонены под углом к вертикали  $2.5^\circ$  и име-  
227 ют ширину 103 мкм.

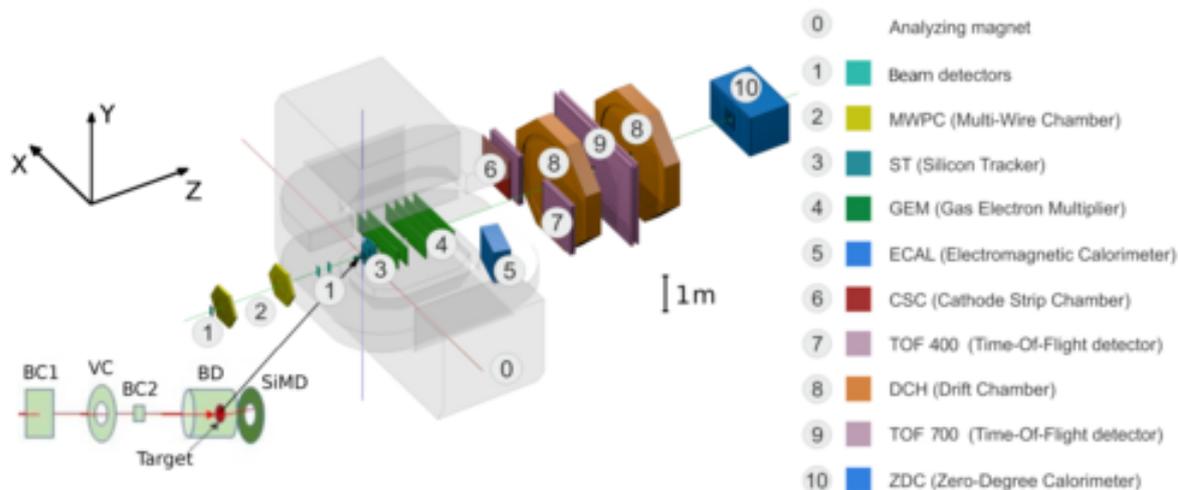


Рис. 1 — Схема экспериментальной установки BM@N в аргонном сеансе.

228 Детекторы GEM состоят из трёх умножителей с дрейфовым промежу-  
 229 ком 3 мм, первым ускоряющим промежутком 2.5 мм, вторым ускоряющим про-  
 230 межутком 2 мм и индукционным промежутком 1.5 мм. Считывание сигнала вы-  
 231 полняется с анодной плоскости с использованием техники стрипового считы-  
 232 вания. Ширина стрипа составляет 800 мкм, стрипы наклонены под 0 и 15° от-  
 233 носительно вертикальной оси. Считывающая плоскость разделена на две зоны:  
 234 внешнюю и внутреннюю. Внутренняя («горячая») зона с более короткими стри-  
 235 пами располагалась вокруг оси пучка в эксперименте и была предназначена для  
 236 приёма высокого потока частиц, идущего в этой области.

237 Катодно-стриповая камера CSC имеет двухкоординатное катодное счи-  
 238 тывание. Она служит для подтверждения треков, проходящих через времяпро-  
 239 лётную систему ToF-400. Это первая камера CSC, разработанная и собранная  
 240 в Лаборатории физики высоких энергий ОИЯИ для эксперимента BM@N. Она  
 241 состоит из анодной и двух катодных плоскостей. Анодные проволочки диамет-  
 242 ром 30 мкм расположены с шагом 2.5 мм. Промежуток между анодной и каждой  
 243 из катодных плоскостей составляет 3.8 мм. Считывание сигнала выполняется  
 244 со стрипов, расположенных на катодных плоскостях. Стрипы имеют ширину  
 245 2.5 мм и ориентацию 0 и 15° относительно вертикальной оси. CSC разделена  
 246 на «холодные» и «горячие» модули. «Горячие» модули расположены ближе к  
 247 оси пучка. Они предназначены для приёма более высокого потока частиц, чем  
 248 «холодные» модули, и имеют более короткие стрипы. В аргонном сеансе были  
 249 выполнены первые испытания CSC на пучке, результаты которых представле-  
 250 ны в работах [A.5—A.7].

251 В детекторах ToF-400 используется трёхсекционная mRPC. Сигнал счи-  
 252 тывается с обоих концов стрипа. Это обеспечивает лучшее временное разреше-  
 253 ние и определение координаты частицы вдоль стрипа. Активная область одной  
 254 mRPC состоит из 48 считывающих стрипов, каждый из которых имеет шири-  
 255 ну 10 мм и длину 300 мм. Для уменьшения электрических наводок соседние  
 256 стрипы разделены зазором в 2.5 мм. Таким образом, шаг электродов составля-  
 257 ет 12.5 мм.

258 Система триггерных детекторов в увеличенном масштабе изображена в  
 259 левом нижнем углу рисунка 1. Она включает сцинтилляционные и черенков-  
 260 ские счётчики BC1, BC2 и VC, детекторы для измерения множественности в  
 261 области мишени Barrel детектор (BD) и кремниевый детектор (SiMD). В следу-  
 262 ющей таблице приводятся физические триггеры и их логика.

Таблица 1 — Физические триггеры и их логика.

Тип триггера	Логика триггера
Beam Trigger (BT)	$BT = BC1 \wedge \overline{VC} \wedge BC2$
Collision Trigger (CT)	$CT = BT \wedge BD \wedge SiMD$

263 BC2 используется как стартовый детектор (T0) для измерений времяпро-  
 264 лётной системы. Он имеет пикосекундное временное разрешение.

265 Активная область BD представляет собой цилиндр диаметром 90 мм.  
 266 Поверхность этого цилиндра собрана из сорока сцинтилляционных полосок.  
 267 В результате выбивания  $\delta$ -электронов при взаимодействии пучка с мишенью  
 268 образовывался значительный фон, регистрируемый BD. Для триггера требова-  
 269 лось срабатывание минимального количества  $n$  каналов  $BD \geq n$ .

270 Внешний диаметр описанной окружности кремниевого триггерного де-  
 271 тектора SiMD составляет 186 мм. Его внутренний диаметр - 51 мм. Каждая  
 272 координатная полуплоскость включает четыре детектора, толщина которых  
 273 525 мкм, число стрипов 8. Стрипы располагаются под углами с интервалом  $5.6^\circ$ .  
 274 Каждый детектор имеет форму равнобедренной трапеции с углом между сто-  
 275 ронами  $45^\circ$ . Для триггера требовалось срабатывание минимального количества  
 276  $m$  стрипов  $SiMD \geq m$ .

277 В третьей главе представлена методика идентификации типов заряжен-  
 278 ных частиц, разработанная в процессе анализа.

279 Реконструкция треков заряженных частиц в ЦТ основана на «методе  
280 конечных автоматов» [13, 14] и реализует ограниченный комбинаторный по-  
281 иск кандидатов в треки с их последующим фитированием фильтром Калмана  
282 для определения параметров трека. Эти треки используются для реконструк-  
283 ции первичных (Primary Vertex, PV) и вторичных вершин в каждом событии.  
284 Точность реконструкции положения первичных вершин в плоскости XY, пер-  
285 пендикулярной направлению пучка, составляет 2.4 мм и по направлению пучка  
286 - 3 мм.

287 Идентификация типа частицы выполнялась в два этапа. На первом этапе  
288 трек, реконструированный в ЦТ, подтверждался во внешнем трекере CSC. Это  
289 было необходимо для фильтрации ложных треков и треков, у которых импульс  
290 был восстановлен с большой погрешностью. Процедура подтверждения в CSC  
291 заметно уменьшила фон под массовыми пиками при идентификации типа ча-  
292 стицы в ToF-400.

293 Для подтверждения треков в CSC выполнено согласование локальных  
294 координат CSC и ЦТ. Было установлено, что повороты вокруг осей X, Y и Z не  
295 требуются. Камера CSC была выравнена вдоль осей X, Y, Z. Остаточная невы-  
296 равненность по оси Z составила около 4 мм. Остаточная невыравненность по  
297 осям X и Y не превосходит 2 мм.

298 В процессе анализа было установлено, что координаты X и Y, получае-  
299 мые при экстраполяции в детекторы CSC и ToF-400, необходимо корректиро-  
300 вать в зависимости от импульса трека. Также оказалось необходимо учитывать  
301 зависимость от импульса размера окон сопоставления треков с хитами указан-  
302 ных детекторов. Неопределённости возникают из-за потерь энергии частица-  
303 ми и их многократного рассеяния в материале детекторов, а также неточности  
304 измеренного магнитного поля. Кроме того было обнаружено, что данные зави-  
305 симости от импульса для разных типов частиц отличаются. На рисунке 2 слева  
306 показаны отклонения по оси X экстраполированных треков от хитов в CSC, тре-  
307 бующие коррекций в зависимости от импульса для пионов, протонов и дейтро-  
308 нов, справа для тех же типов частиц показаны зависимости от импульса размера  
309 окон сопоставления треков с хитами CSC. Найденные для пионов зависимости  
310 были использованы в анализе для сопоставления треков с хитами в CSC.

311 На втором этапе по аналогии с CSC для ToF-400 выполнено согласо-  
312 вание локальных координат с ЦТ. Было обнаружено, что повороты вокруг осей

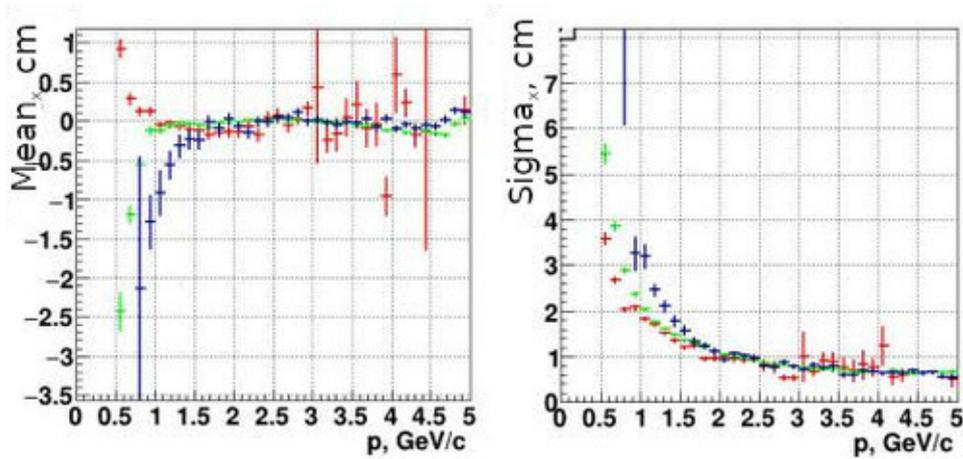


Рис. 2 — Слева: Распределения средних значений отклонений экстраполированных треков от хитов в CSC в зависимости от импульса.

Справа: Распределения Sigma отклонений в зависимости от импульса.

Представлены распределения для положительных пионов (красные), протонов (зелёные) и дейтронов (синие).

313 X и Y не требуются. Детекторы ToF-400 были выравнены вдоль осей X, Y, Z.  
 314 Также был учтён поворот вокруг оси Z относительно геометрии ЦТ для одной  
 315 из камер. Остаточная невыравненность для всех камер по оси Z составила око-  
 316 ло 1 см, а по осям X и Y не превосходит 2 мм. Остаточный поворот составил не  
 317 более 10 мрад.

318 Затем трек из ЦТ, подтверждённый в CSC, сопоставлялся с хитом ToF-  
 319 400 с учётом зависимости от импульса и ему с использованием формулы (1)  
 320 приписывалось значение массы.

$$m = p \cdot \sqrt{\frac{1}{\beta^2} - 1}, \beta = \frac{L}{ct}, \quad (1)$$

321 где  $m$  – масса частицы,  $p$  - полный импульс трека,  $\beta$  – скорость частицы в еди-  
 322 ницах скорости света,  $L$  - длине трека от мишени до хита ToF-400,  $t$  - время про-  
 323 лёта от мишени до хита ToF-400,  $c$  – скорость света. Далее показана важность  
 324 коррекции времени пролёта на интегральную нелинейность время-цифровых  
 325 преобразователей (TDC) и зависимость от амплитуды сигнала с последующей  
 326 калибровкой по массе протонного пика. В результате коррекций удалось улуч-  
 327 шить временное разрешение от 320 пс до 84 пс [A.2].

328 Результаты идентификации лёгких заряженных частиц ( $\pi^+$ ,  $K^+$ ,  $p$ ) и  
 329 ядерных фрагментов ( $^3\text{He}$ ,  $d/{}^4\text{He}$ ) для полного набора данных аргонового сеанса,

330 полученные с этим временным разрешением, представлены слева на рисунке 3  
331 в виде распределения квадрата массы, нормированной на заряд, от импульса,  
332 нормированного на заряд. На рисунке не представлен третий, который также  
333 был идентифицирован. Положительно заряженные пионы и каоны, а также про-  
334 тоны хорошо разделяются при импульсах ниже 2 ГэВ/с.

335 На основе формулы (1) получено соотношение для относительного раз-  
336 решения по квадрату массы ( $dm^2$ ) [A.2]:

$$\frac{dm^2}{m^2} = \sqrt{\left(\frac{2dp}{p}\right)^2 + \left(\frac{2}{1-\beta^2}\right)^2 \left(\frac{dt}{t}\right)^2 + \left(\frac{2}{1-\beta^2}\right)^2 \left(\frac{dL}{L}\right)^2}, \quad (2)$$

337 где  $dp$ ,  $dt$  и  $dL$  - разрешения по импульсу, времени пролёта и длине трека ча-  
338 стицы соответственно.

339 На рисунке 3 справа показана зависимость разрешения по импульсу от  
340 импульса частицы, оцененная по формуле (2). При расчёте было учтено, что  
341 относительная неопределённость измерения времени пролёта ниже 0.5%, а от-  
342 носительная неопределённость измерения длины трека в несколько раз меньше,  
343 чем относительная неопределённость измерения времени пролёта. В диапазоне  
344 импульсов, в котором изучались  $\pi^+$  и  $K^+$ , значение относительной неопреде-  
345 лённости импульса не превосходит 3%.

346 Также в третьей главе описаны триггерные условия для регистрации  
347 экспериментальных данных, дана характеристика объёма экспериментальных  
348 данных, набранных с различными триггерными условиями. Следующие логи-  
349 ческие условия были использованы для формирования триггерного сигнала: 1)  
350  $VT \wedge (BD \geq 3,4)$ ; 2)  $VT \wedge (SiMD \geq 3,4)$ ; 3)  $VT \wedge (BD \geq 2) \wedge (SiMD \geq 3)$ . Триггерные  
351 условия варьировались в течение аргонного сеанса для получения оптимально-  
352 го соотношения между частотой записи событий и эффективностью триггера  
353 индивидуально для каждой мишени. Всего в аргонном сеансе использовались  
354 пять твёрдых мишеней (C, Al, Cu, Sn, Pb) с толщиной, соответствующей веро-  
355 ятности ядерного взаимодействия около 3%. Последовательность ранов с раз-  
356 личными комбинациями триггерных условий повторялась для каждой мишени.

357 Триггерное условие 1 было использовано для 60% данных, набранных с  
358 углеродной мишенью. Доля событий, зарегистрированных с этим триггерным  
359 условием, уменьшалась для более тяжёлых мишеней вплоть до 26% для Pb. До-

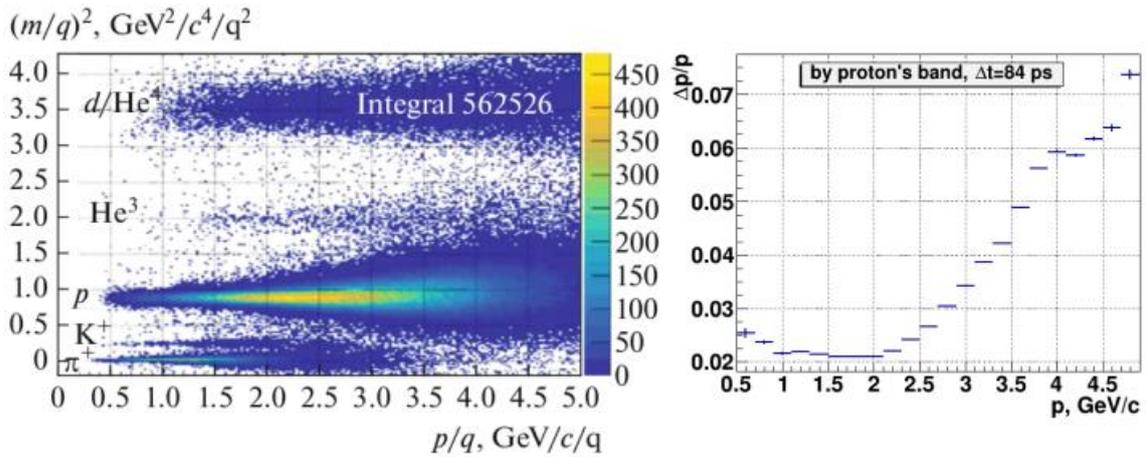


Рис. 3 — Слева: Квадрат отношения массы частицы к заряду  $((m/q)^2)$  как функция отношения полного импульса к заряду  $(p/q)$  для положительно заряженных частиц, идентифицированных во времяпролётной системе ТоF-400 ([A.2], идентифицированные  $\pi^+$ ,  $K^+$ ,  $p$ ,  ${}^3\text{He}$ ,  $d/{}^4\text{He}$  видны как заполненные полосы). Справа: Относительное разрешение по импульсу на основе распределения квадрата масс  $(dp/p)$  как функция полного импульса  $(p)$  трека.

360 ля данных, набранных с триггерным условием 2, увеличивалась от 6% для С до  
 361 34% для Рb. Остальная часть данных была набрана с триггерным условием 3.

362 Набранные экспериментальные данные соответствуют интегральной  
 363 светимости  $7.8 \text{ мкбарн}^{-1}$ . Разделение интегральной светимости по мишеням С,  
 364 Al, Cu, Sn, Рb следующее: 2.06, 2.3, 1.79, 1.11 и  $0.5 \text{ мкбарн}^{-1}$ . Полное коли-  
 365 чество реконструированных аргон-ядерных столкновений составляет порядка  
 366 16.3 миллионов.

367 В четвертой главе представлены алгоритмы получения эффективности  
 368 детекторов  $\epsilon_d$  ST/GEM, CSC и ТоF-400 для экспериментальных данных [A.4].  
 369 Для вычисления  $\epsilon_d$  ST/GEM поверхность каждой станции делилась на прямо-  
 370 угольные ячейки размером  $1 \times 1 \text{ см}^2$ . Эффективность для каждой ячейки счита-  
 371 лась отдельно. Для расчёта эффективности использовались треки, подходящие  
 372 по критериям качества. Такие треки далее будем называть пробниками. Проб-  
 373 ники анализировались только в событиях, прошедших критерии отбора. Крите-  
 374 рии отбора для пробников и событий представлены в диссертационной работе.

375 Алгоритм расчёта эффективности для каждого набора данных (рана) с  
 376 разными мишенями следующий. Используются два глобальных счётчика для  
 377 каждой ячейки в каждой станции ST и GEM для знаменателя и числителя. Вы-

378 полняется цикл по всем событиям в ране. Для событий, удовлетворяющих кри-  
379 териям отбора, выполняется цикл по всем трекам. Треки, подходящие под кри-  
380 терии пробника, используются для расчёта эффективности. Выполняется цикл  
381 по всем станциям ST и GEM. Если число хитов в оставшихся станциях ST  
382 (GEM), кроме текущей исследуемой, удовлетворяет критерию на число хитов  
383 для пробника, то определяется ячейка. Для случая, когда трек содержит хит в  
384 текущей станции, ячейка определяется по X и Y координатам хита. В против-  
385 ном случае с использованием фильтра Калмана [14] пробник экстраполируется  
386 в положение текущей станции по оси Z и определяются его координаты X и  
387 Y. Выполняется проверка на принадлежность найденных координат станции.  
388 Если трек проходит мимо текущей станции, то счётчики не меняются. Иначе  
389 ячейка определяется по координатам точки экстраполяции. При успешном на-  
390 хождении ячейки знаменатель увеличивается на единицу. Числитель увеличи-  
391 вается на единицу, если трек имеет хит в текущей станции.

392 После завершения всех циклов для каждой ячейки в каждой станции ST  
393 и GEM эффективность вычисляется как отношение числителя к знаменателю  
394 для данной ячейки. На рисунке 4 представлены двумерные распределения эф-  
395 фективности всех станций ST и GEM, полученные описанным выше методом.  
396 Станции нумеруются по мере удаления от мишени. Использованы все раны ар-  
397 гонного сеанса. Для каждой ячейки числитель и знаменатель просуммированы  
398 по всем ранам, а затем суммарный числитель поделен на суммарный знамена-  
399 тель.

400 Для станций ST получена эффективность в интервале 70-90%. Для стан-  
401 ций GEM1 и GEM6 эффективность составила около 80%. Для остальных стан-  
402 ций GEM получена эффективность около 90%.

403 Алгоритмы получения  $\epsilon_d$  CSC и ToF-400 аналогичны алгоритму, приве-  
404 дённому выше для ST/GEM. Основное отличие заключается в том, что для CSC  
405 и ToF-400 не использовались критерии отбора на события. Вместо этого при по-  
406 лучении эффективности CSC использовались только треки, подтверждённые в  
407 ToF-400. И наоборот, при получении эффективности ToF-400 использовались  
408 только треки, подтверждённые в CSC.

409 Далее в четвертой главе показан отбор ранов по  $\epsilon_d$  ST/GEM, CSC и ToF-  
410 400, полученной в эксперименте. Продемонстрировано, что качество данных по  
411 всем ранам для ST/GEM и ToF-400 достаточно хорошее, и нет необходимости

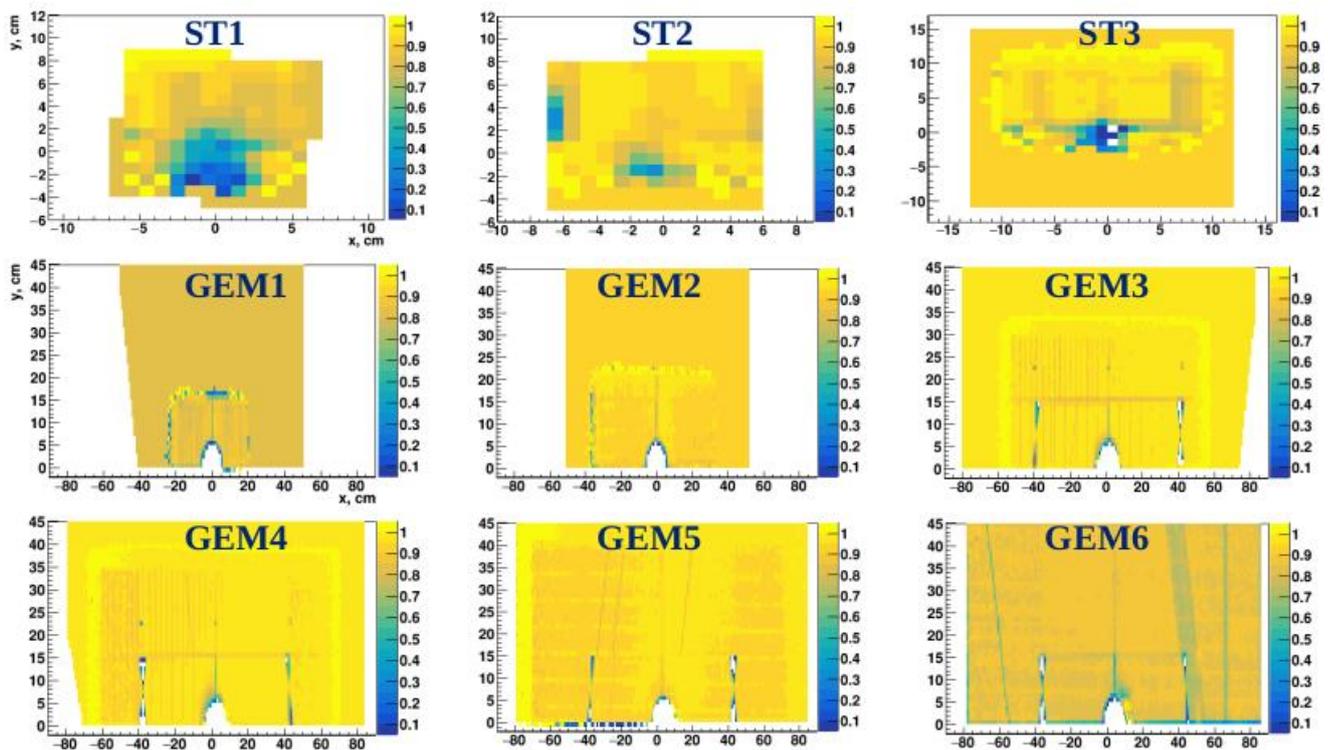


Рис. 4 — Двумерное распределение эффективности регистрации заряженных частиц в плоскости XY станций ST и GEM для положительно заряженных треков по всем ранам аргонового сеанса (нумерация станций по мере удаления от мишени, рисунок взят из работы [A.4]).

412 в отбраковке ранов. Однако в данных камеры CSC по отдельным ранам были  
 413 обнаружены большие вариации средней эффективности. Раны со средней эф-  
 414 фективностью ниже 50% были убраны из анализа.

415 По оставшимся ранам сделана оценка средней  $\epsilon_d$  CSC и ToF-400. В обоих  
 416 «горячих» модулях CSC получена средняя эффективность выше 90%, в верхнем  
 417 «холодном» модуле CSC получена средняя эффективность 75-80%. В дальних  
 418 от пучка камерах ToF-400 эффективность составляет в среднем 80%, для ка-  
 419 мер ToF-400, расположенных ближе к пучку, эффективность заметно меняется  
 420 вдоль оси X от примерно 80% на дальней от пучка границе до примерно 50%  
 421 на ближней к пучку границе.

422 В завершении четвертой главы представлено применение  $\epsilon_d$  ST/GEM,  
 423 CSC и ToF-400 в моделировании. Показан итерационный алгоритм настройки  
 424  $\epsilon_d$  в моделировании в соответствии с экспериментальными данными. Рисунок 5  
 425 демонстрирует достигнутое согласие между  $\epsilon_d$  в эксперименте и моделирова-  
 426 нии для станций ST/GEM.

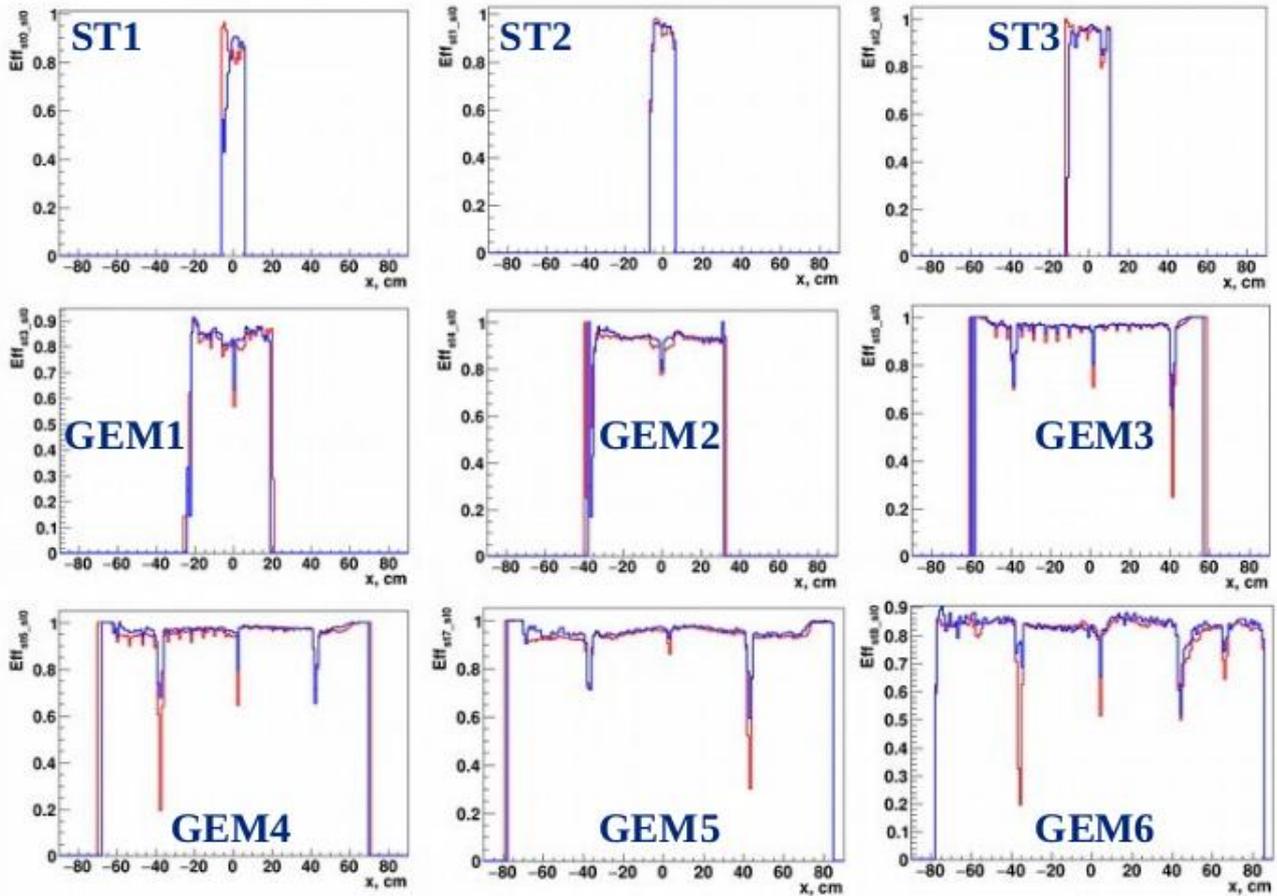


Рис. 5 — Сравнение распределений эффективности детекторов в экспериментальных данных (красные гистограммы) и в моделировании (синие гистограммы) по оси X для станций ST и GEM (рисунок взят из [A.4]).

427 Оцененная систематическая неопределённость из-за отклонения  $\epsilon_d$  в  
 428 Монте-Карло (МК) от данных не превосходит 3%. Аналогичные распределения  
 429 были получены для детекторов CSC и ToF-400. Систематическая неопределён-  
 430 ность из-за отклонения  $\epsilon_d$  в МК от данных для них не превосходит 5%.

431 В пятой главе представлены этапы физического анализа по измерению  
 432 сечений и множественности рождения  $\pi^+$  и  $K^+$ . Приведены критерии отбора,  
 433 накладываемые на идентифицированные треки. Описан метод «смешанных со-  
 434 бытий», использованный для оценки сигнала над фоном. Показаны измеренные  
 435 сигналы  $\pi^+$  и  $K^+$ -мезонов в кинематических интервалах (бинах) по продольной  
 436 быстроте ( $y$ ) и поперечному импульсу ( $p_T$ ). Далее под термином быстрота будет  
 437 пониматься продольная быстрота. Продемонстрировано согласие, достигнутое  
 438 в результате настройки моделирования для соответствия с экспериментальными  
 439 данными.

440 Эффективность реконструкции  $\epsilon_{rec}(y, p_T)$  получена с использованием  
 441 выражения:

$$\epsilon_{rec}(y, p_T) = \frac{N_{rec}(y, p_T)}{N_{gen}(y, p_T)},$$

442 где  $N_{rec}(y, p_T)$  - количество частиц ( $\pi^+$  или  $K^+$ ), реконструированных в данном  
 443 кинематическом бине в МК,  $N_{gen}(y, p_T)$  - количество частиц того же сорта, сген-  
 444 нерированных в этом бине. Средняя эффективность в бинах по  $y$  и  $p_T$  показана  
 445 на рисунке 6.

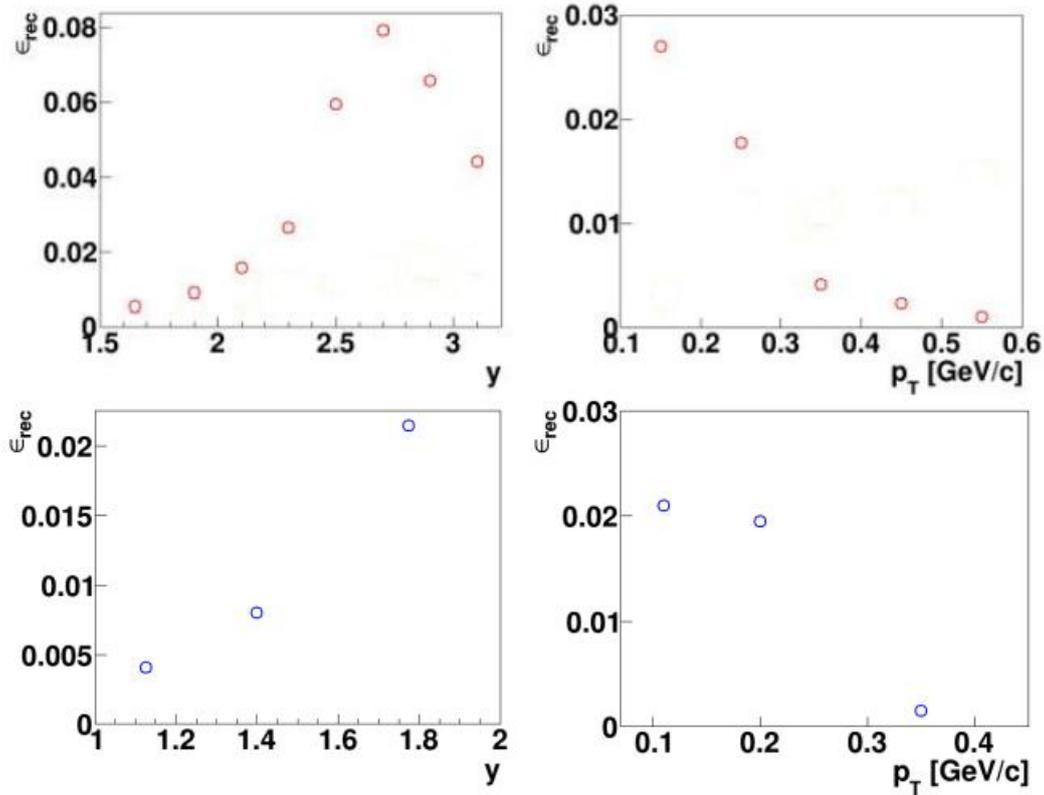


Рис. 6 — Эффективность реконструкции  $\pi^+$ , образованных в столкновениях Ag+Sn и детектированных с использованием ToF-400, как функция быстроты  $y$  (слева сверху, рисунок взят из [A.3]) и поперечного импульса  $p_T$  (справа сверху, рисунок взят из [A.3]), эффективность реконструкции  $K^+$ , образованных в столкновениях Ag+Cu и детектированных с использованием ToF-400, как функция быстроты  $y$  (слева внизу) и поперечного импульса  $p_T$  (справа внизу). Погрешности не превышают размер символа.

446 Для вычисления эффективности триггера  $\epsilon_{trig}$  VD использовано соотно-  
 447 шение:

$$\epsilon_{trig}(BD \geq m) = \frac{N(BD \geq m \wedge SiMD \geq n)}{N(SiMD \geq n)},$$

448 где  $m$  и  $n$  - минимальное число сработавших каналов в BD ( $m = 3,4$ ) и SiMD  
 449 ( $n = 3,4$ ). Аналогичное соотношение использовано для оценки эффективности  
 450 триггера SiMD с заменой в приведённой формуле BD на SiMD и SiMD на BD.  
 451 Эффективность триггера для событий с реконструированными  $\pi^+$ , усреднён-  
 452 ная по всем данным, набранным с триггерными условиями 1 и 2, показана на  
 453 рисунке 7 как функция центральности события, оцененной из симуляции. Ука-  
 454 зано на то, что эффективность триггеров для событий с реконструированными  
 455  $K^+$  немного выше.

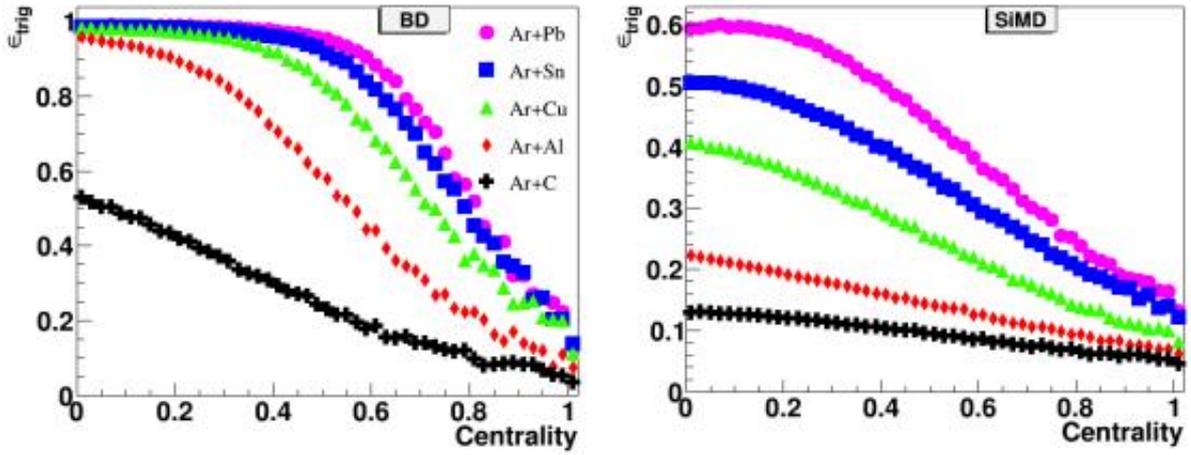


Рис. 7 — Эффективность триггера BD (слева) и SiMD (справа) для взаимодействий аргонного пучка с различными мишенями (C, Al, Cu, Sn, Pb) в событиях с реконструированными  $\pi^+$  как функция центральности события, оцененного из симуляции.

456 Эффективность комбинированного триггера BD и SiMD была вычислена  
 457 как произведение эффективностей триггеров BD и SiMD:

$$\epsilon_{trig}(BD \geq m \wedge SiMD \geq n) = \epsilon_{trig}(BD \geq m) \cdot \epsilon_{trig}(SiMD \geq n).$$

458 Для расчёта светимости  $L$  была использована формула:

$$L = N_b \cdot \frac{N_A \cdot \rho \cdot l}{A} \cdot Corr,$$

459 где  $N_b$  - интегральный поток ионов пучка,  $N_A$  - число Авогадро,  $\rho \cdot l$  - тол-  
 460 щина мишени ( $\text{г}/\text{см}^2$ ),  $A$  - атомный номер мишени,  $Corr$  - фактор коррекции  
 461 из-за частичного промаха пучка мимо мишени. Был получен фактор коррекции  
 462  $Corr = 0.865$  с погрешностью 2%.

463 Далее в **пятой главе** представлены выражения, используемые для вы-  
 464 числения физических результатов диссертационной работы. Приведены диа-  
 465 пазоны и особенности измерений.  $\pi^+$  ( $K^+$ )-мезоны во взаимодействиях  $\text{Ag}+\text{C}$ ,  
 466  $\text{Al}$ ,  $\text{Cu}$ ,  $\text{Sn}$ ,  $\text{Pb}$  измерены в кинематической области по поперечному импуль-  
 467 су  $0.1 < p_T < 0.6$  ГэВ/с ( $0.1 < p_T < 0.5$  ГэВ/с) и быстроте в лабораторной  
 468 системе  $1.5 < y < 3.2$  ( $1.0 < y < 2.0$ ). Данные проинтегрированы по всей об-  
 469 ласти центральности взаимодействий. Анализ учитывает зависимость эффек-  
 470 тивности триггера от числа треков в первичной вершине. Существенных изме-  
 471 нений эффективности реконструкции со множественностью треков обнаруже-  
 472 но не было. Дифференциальные сечения  $d^2\sigma_{\pi,K}(y,p_T)/dydp_T$  и множественно-  
 473 сти (выходы)  $d^2N_{\pi,K}(y,p_T)/dydp_T$  образования  $\pi^+$  и  $K^+$ -мезонов во взаимодей-  
 474 ствиях  $\text{Ag}+\text{C}$ ,  $\text{Al}$ ,  $\text{Cu}$ ,  $\text{Sn}$ ,  $\text{Pb}$  рассчитаны с использованием следующих соотно-  
 475 шений:

$$\frac{d^2\sigma_{\pi,K}(y,p_T)}{dydp_T} = \frac{1}{L\epsilon_{rec}(y,p_T)} \sum_{N_{tr}} \left[ \frac{d^2n_{\pi,K}(y,p_T,N_{tr})}{e_{trig}(N_{tr})dydp_T} \right], \quad (3)$$

$$\frac{d^2N_{\pi,K}(y,p_T)}{dydp_T} = \frac{d^2\sigma_{\pi,K}(y,p_T)}{\sigma_{inel}dydp_T},$$

476 где суммирование выполняется по числу треков в первичной вершине  $N_{tr}$ ,  
 477  $n_{\pi,K}(y,p_T,N_{tr})$  - число реконструированных  $\pi^+$  или  $K^+$ -мезонов в интервалах  
 478  $dy$  и  $dp_T$ ,  $e_{trig}(N_{tr})$  - эффективность триггера, зависящая от числа треков в пер-  
 479 вичной вершине,  $e_{rec}$  - эффективность реконструкции  $\pi^+$  или  $K^+$ ,  $L$  - свети-  
 480 мость и  $\sigma_{inel}$  - сечение неупругих ядро-ядерных взаимодействий.

481 Сечения неупругих взаимодействий  $\text{Ag}+\text{C}$ ,  $\text{Al}$ ,  $\text{Cu}$ ,  $\text{Sn}$ ,  $\text{Pb}$  взяты из пред-  
 482 сказаний модели DCM-SMM. Они согласуются с величинами, полученными из  
 483 аппроксимации экспериментальных данных в других работах.

484 Рассмотрены различные источники систематических неопределён-  
 485 ностей. Усреднённые комбинированные систематические неопределённости  
 486 представлены в таблице 2.

Таблица 2 — Средние систематические неопределённости в бинах  $y$  и  $p_T$  для  $\pi^+$  и  $K^+$ -мезонов, измеренных в аргон-ядерных взаимодействиях (детали в тексте, таблица взята из работы [A.3]).

	Ar+C	Ar+Al	Ar+Cu	Ar+Sn	Ar+Pb
	%	%	%	%	%
$\pi^+$					
$n_\pi, \epsilon_{rec}$	14	12	12	10	10
$\epsilon_{trig}$	9	7	7	7	7
Полные	17	14	14	13	13
$K^+$					
$n_K, \epsilon_{rec}$	25	23	14	13	15
$\epsilon_{trig}$	31	14	9	8	8
Полные	40	27	17	16	17

487 В **шестой главе** представлены физические результаты, а также их срав-  
488 нение с предсказаниями микроскопических транспортных моделей и результа-  
489 тами других экспериментов.

490 Спектры по быстрой для  $\pi^+$  и  $K^+$ -мезонов показаны на рисунках 8 и 9  
491 соответственно для различных интервалов по  $p_T$  и различных мишеней. Резуль-  
492 таты сравниваются с предсказаниями моделей DCM-SMM, UrQMD и PHSD.

493 Инвариантные спектры по поперечному импульсу для  $\pi^+$  и  $K^+$ -мезонов  
494 показаны на рисунках 10 и 11 соответственно для различных интервалов по  
495 быстрой и для всех мишеней.

496 Инвариантный  $p_T$ -спектр  $K^+$ -мезонов, интегрированный по всей изме-  
497 ренной области быстрой, представлен на рисунке 12. На рисунках 10-12  $p_T$ -  
498 спектры параметризованы с использованием функции вида:

$$\frac{1}{p_T} \cdot \frac{d^2 N}{dy dp_T} \propto m_T \cdot \exp\left(-\frac{m_T - m_{\pi,K}}{T_0}\right),$$

499 где  $m_T = \sqrt{m_{\pi,K}^2 + p_T^2}$  - поперечная масса, а обратный наклон  $T_0$  - параметр  
500 фитирования.

501 Значения  $T_0$ , полученные при фитировании спектров  $\pi^+$ , представле-  
502 ны на рисунке 13. Значения  $T_0$  для  $K^+$ -мезонов, полученные в трёх бинах по  
503  $y$ , показаны на рисунке 14. Значения  $T_0$  для  $K^+$  во всей измеренной области  
504  $1.0 < y < 2.0$  соответствуют в пределах экспериментальных неопределён-  
505 стей значению 75 МэВ для всех мишеней, как показано в таблице 3.

Таблица 3 — Множественности  $\pi^+$  и  $K^+$ , измеренные во взаимодействиях Ar+C, Al, Cu, Sn, Pb при энергии аргонного пучка 3.2 АГэВ. Первая погрешность статистическая, вторая - систематическая. Третья погрешность, данная для полных множественностей  $\pi^+$  и  $K^+$ , - модельная неопределённость фактора экстраполяции в полное фазовое пространство (смотри текст и таблицу 4). Таблица взята из работы [A.3].

3.2 АГэВ пучок аргона	Ar+C	Ar+Al	Ar+Cu	Ar+Sn	Ar+Pb
Измер. $\pi^+$ множ. $N_{\pi^+}$	$0.42 \pm 0.008 \pm 0.045$	$1.00 \pm 0.01 \pm 0.07$	$1.14 \pm 0.01 \pm 0.08$	$1.28 \pm 0.01 \pm 0.09$	$1.25 \pm 0.01 \pm 0.08$
Измер. $K^+$ множ. $N_{K^+}/10^{-2}$	$1.59 \pm 0.29 \pm 0.65$	$3.90 \pm 0.28 \pm 0.61$	$4.17 \pm 0.21 \pm 0.66$	$5.60 \pm 0.22 \pm 0.75$	$5.10 \pm 0.22 \pm 0.92$
Полн. $\pi^+$ множ. $N_{\pi^+}^{tot}$	$1.365 \pm 0.026 \pm 0.146 \pm 0.08$	$3.73 \pm 0.04 \pm 0.26 \pm 0.13$	$5.07 \pm 0.04 \pm 0.36 \pm 0.08$	$6.55 \pm 0.05 \pm 0.46 \pm 0.33$	$7.39 \pm 0.06 \pm 0.47 \pm 0.69$
Полн. $K^+$ множ. $N_{K^+}^{tot}/10^{-2}$	$4.47 \pm 0.81 \pm 1.83 \pm 1.05$	$11.8 \pm 0.9 \pm 1.8 \pm 2.6$	$13.9 \pm 0.7 \pm 2.2 \pm 2.7$	$20.7 \pm 0.8 \pm 2.8 \pm 3.3$	$20.9 \pm 0.9 \pm 3.8 \pm 2.2$
$N_{K^+}/N_{\pi^+}/10^{-2}$ Измер. обл.	$3.79 \pm 0.69 \pm 1.52$	$3.90 \pm 0.28 \pm 0.55$	$3.66 \pm 0.19 \pm 0.53$	$4.39 \pm 0.18 \pm 0.51$	$4.11 \pm 0.18 \pm 0.68$
$N_{K^+}^{tot}/N_{\pi^+}^{tot}/10^{-2}$ , Полн. кин. обл.	$3.27 \pm 0.6 \pm 1.38 \pm 0.79$	$3.16 \pm 0.23 \pm 0.54 \pm 0.71$	$2.75 \pm 0.14 \pm 0.48 \pm 0.54$	$3.16 \pm 0.13 \pm 0.48 \pm 0.52$	$2.83 \pm 0.12 \pm 0.54 \pm 0.39$
$K^+$ обр. накл. $T_0$ , МэВ, Измер. обл.	$60 \pm 11 \pm 12$	$76 \pm 7 \pm 5$	$74 \pm 5 \pm 5$	$78 \pm 5 \pm 4$	$71 \pm 5 \pm 4$

506 Измеренные множественности  $\pi^+$  и  $K^+$ -мезонов экстраполированы в  
507 полную кинематическую область с использованием усреднённых факторов  
508 экстраполяции, полученных из предсказаний моделей DCM-SMM, UrQMD и  
509 RHSD и представленных в таблице 4. Наибольшее отклонение факторов экс-  
510 траполяции от их усреднённого значения использовано как модельная неопре-  
511 делённость фактора экстраполяции.

512 Множественности  $\pi^+$  и  $K^+$ -мезонов и их отношения представлены в  
 513 таблице 3. Значения  $A_{part}$ , взятые из предсказаний модели DCM-SMM, пред-  
 514 ставлены в таблице 4.

515 Множественности  $\pi^+$  и  $K^+$ , нормированные на число нуклонов, участ-  
 516 вующих во взаимодействии ( $A_{part}$ ), изображены в сравнении с предсказаниями  
 517 моделей DCM-SMM, UrQMD и PHSD на рисунке 15. Отношения множествен-  
 518 ностей  $K^+$  к  $\pi^+$  также показаны на рисунке 15.

Таблица 4 — Факторы экстраполяции из области измерений в полную кинематическую область множественностей  $\pi^+$  и  $K^+$ , полученные как среднее факторов экстраполяции, извлечённых из предсказаний моделей DCM-SMM, UrQMD и PHSD. Максимальная разница между модельными факторами и их усреднённым значением взята в качестве неопределённости факторов экстраполяции.  $A_{part}$  - число участвующих нуклонов, полученное из предсказаний модели DCM-SMM.  $\sigma_{inel}$  - сечение неупругих взаимодействий Ar+A. Таблица взята из статьи [A.3].

	Ar+C	Ar+Al	Ar+Cu	Ar+Sn	Ar+Pb
$\pi^+$ Фактор экстрап.	$3.25 \pm 0.18$	$3.73 \pm 0.13$	$4.45 \pm 0.07$	$5.12 \pm 0.26$	$5.91 \pm 0.55$
$K^+$ Фактор экстрап.	$2.81 \pm 0.66$	$3.02 \pm 0.67$	$3.34 \pm 0.65$	$3.7 \pm 0.58$	$4.1 \pm 0.43$
$A_{part}$ , DCM-SMM	14.8	23.0	33.6	48.3	63.6
$\sigma_{inel}$ , мбарн [15]	$1470 \pm 50$	$1860 \pm 50$	$2480 \pm 50$	$3140 \pm 50$	$3940 \pm 50$

519 В завершение **шестой главы** дано сравнение полученных результатов с  
 520 результатами экспериментов NADES, FOPI и KaoS. На рисунке 16 для различ-  
 521 ных сталкивающихся систем и энергий пучка представлена компиляция миро-  
 522 вых результатов и результатов VM@N для полной множественности пионов  
 523  $N_{\pi}^{tot}$ , нормированной на среднее число участвующих нуклонов  $A_{part}$ . Множе-  
 524 ственности  $K^+$  в полной кинематической области, нормированные на сред-  
 525 нее число участвующих нуклонов  $A_{part}$  показаны на рисунке 17 и включают

526 мировые данные и результаты BM@N. Рисунки 16 и 17 демонстрируют, что  
527 представляемые здесь результаты BM@N согласуются с мировыми данными  
528 по рождению  $\pi$  и  $K^+$ -мезонов.

529 В заключении приведены основные результаты работы, которые пере-  
530 числены ниже:

- 531 1. Получены физические результаты по рождению  $\pi^+$ -мезонов в кинематической области  $0.1 < p_T < 0.6$  ГэВ/с,  $1.5 < y < 3.2$  и  $K^+$ -  
532 мезонов в кинематической области  $0.1 < p_T < 0.5$  ГэВ/с,  $1.0 < y < 2.0$ . Указанные результаты основаны на измерениях, проведённых на  
533 ускорительном комплексе NICA/Нуклотрон в рамках эксперимента  
534 BM@N в аргон-ядерных взаимодействиях на твёрдых мишенях (C, Al, Cu, Sn, Pb) при кинетической энергии пучка 3.2 АГэВ. Представ-  
535 ляемые результаты получены на данных сталкивающихся ядрах при  
536 энергиях Нуклотрона впервые;
- 537 2. Были получены спектры по быстроте и поперечному импульсу, об-  
538 ратные наклоны спектров по поперечному импульсу, а также множе-  
539 ственности указанных частиц;
- 540 3. Обнаружено, что полученные результаты для Al и более тяжёлых ми-  
541 шеней хорошо согласуются с предсказаниями моделей DCM-SMM,  
542 UrQMD, PHSD и с результатами других экспериментов;
- 543 4. Обнаружены отклонения от предсказания моделей в результатах из-  
544 мерений для углеродной мишени, а также для каонов;
- 545 5. Сделан вывод о том, что полученные результаты указывают на необ-  
546 ходимость внести изменения в существующие модели;
- 547 6. Для выполнения поставленных задач впервые для эксперимента  
548 BM@N были созданы и отработаны методики калибровки различных  
549 детекторов и коррекций результатов измерений, в том числе были со-  
550 зданы методика идентификации заряженных частиц по времени про-  
551 лёта и методики расчёта и применения в моделировании эффектив-  
552 ности детекторов. Разработанные методы должны обеспечить более  
553 быструю и качественную обработку экспериментальных данных экс-  
554 перимента BM@N.

## 558 Публикации автора по теме диссертации

- 559 A.1. M. Kapishin, V. Plotnikov et al. «Production of Hyperons, Strange Mesons and  
560 Search for Hypernuclei in Interactions of Carbon, Argon and Krypton Beams  
561 in the BM@N Experiment». In: *Phys. Part. Nucl.* 52 (2021), pp. 710–719. —  
562 DOI: [10.1134/S1063779621040304](https://doi.org/10.1134/S1063779621040304).
- 563 A.2. K. Alishina, V. Plotnikov et al. «Charged Particle Identification by the Time-  
564 of-Flight Method in the BM@N Experiment». In: *Phys. Part. Nucl.* 53 (2022),  
565 pp. 470–475. — DOI: [10.1134/S106377962202006X](https://doi.org/10.1134/S106377962202006X).
- 566 A.3. S. Afanasiev, V. Plotnikov et al. (BM@N Collaboration) «Production of  $\pi^+$   
567 and  $K^+$  mesons in argon-nucleus interactions at 3.2 AGeV». In: *J. High Energ.*  
568 *Phys.* 2023, 7, 174. — DOI: [10.1007/JHEP07\(2023\)174](https://doi.org/10.1007/JHEP07(2023)174). — URL: <https://doi.org/10.48550/arXiv.2303.16243>.
- 570 A.4. V.A. Plotnikov, L.D. Kovachev, A.I. Zinchenko «Detector Efficiency in the  
571 BM@N Experiment in an Argon Run with a Beam Energy of 3.2 AGeV at  
572 Nuclotron». In: *Phys. Part. Nuclei Lett.* 20 (2023), pp. 1392–1402. — DOI:  
573 [10.1134/S1547477123060286](https://doi.org/10.1134/S1547477123060286).
- 574 A.5. A. Galavanov, V. Plotnikov et al. «Performance of the BM@N GEM/CSC  
575 tracking system at the Nuclotron beam». In: *EPJ Web Conf. (XXIV*  
576 *International Baldin Seminar on High Energy Physics Problems “Relativistic*  
577 *Nuclear Physics and Quantum Chromodynamics” (Baldin ISHEPP XXIV))*  
578 204 (2019) 07009. — DOI: [10.1051/epjconf/201920407009](https://doi.org/10.1051/epjconf/201920407009).
- 579 A.6. A. Galavanov, V. Plotnikov et al. «Status of the GEM/CSC tracking  
580 system of the BM@N experiment». In: *JINST (The International Conference*  
581 *Instrumentation for Colliding Beam Physics (INSTR2020))* 15 (2020)  
582 C09038. — DOI: [10.1088/1748-0221/15/09/C09038](https://doi.org/10.1088/1748-0221/15/09/C09038).
- 583 A.7. A. Galavanov, V. Plotnikov et al. «Study of the BM@N GEM/CSC tracking  
584 system performance». In: *AIP Conf. Proc.* 2163 (2019) 030003. — DOI: [10.1063/1.5130089](https://doi.org/10.1063/1.5130089).
- 585

## Список литературы

1. FAIR. Facility for Antiproton and Ion Research in Europe. — URL: <https://fair-center.de>.
2. NICA. Nuclotron-based Ion Collider fAcility. — URL: <https://nica.jinr.ru>.
3. T. Ablyazimov et al. «Challenges in QCD matter physics - The Compressed Baryonic Matter experiment at FAIR». In: *Eur. Phys. J. A* 53 (2017), 60. — DOI: [10.1140/epja/i2017-12248-y](https://doi.org/10.1140/epja/i2017-12248-y).
4. V. Golovatyuk et al. «Multi-Purpose Detector to study heavy-ion collisions at the NICA collider». In: *Nucl. Phys. A* 982 (2019), pp. 963-966. — DOI: [10.1016/j.nuclphysa.2018.10.082](https://doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2018.10.082).
5. M. Kapishin «Studies of baryonic matter at the BM@N experiment (JINR)». In: *Nucl. Phys. A* 982 (2019), pp. 967-970. — DOI: [10.1016/j.nuclphysa.2018.07.014](https://doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2018.07.014).
6. N. Amelin, K. Gudima, V. Toneev «The quark-gluon string model and ultrarelativistic heavy-ion collisions». In: *Sov. J. Nucl. Phys.* 51 (1990) 1093.
7. M. Baznat et al. «Monte-Carlo Generator of Heavy Ion Collisions DCM-SMM». In: *Phys. Part. Nucl. Lett.* 17 (2020), pp. 303–324. — DOI: [10.1134/S1547477120030024](https://doi.org/10.1134/S1547477120030024). — URL: <https://doi.org/10.48550/arXiv.1912.09277>.
8. S. A. Bass et al. «Microscopic models for ultrarelativistic heavy ion collisions». In: *Prog. Part. Nucl. Phys.* 41 (1998), pp. 255-369. — DOI: [10.1016/S0146-6410\(98\)00058-1](https://doi.org/10.1016/S0146-6410(98)00058-1). — URL: <https://doi.org/10.48550/arXiv.nucl-th/9803035>.
9. M. Bleicher et al. «Relativistic hadron-hadron collisions in the ultra-relativistic quantum molecular dynamics model». In: *J. Phys. G* 25 (1999), p. 1859. — DOI: [10.1088/0954-3899/25/9/308](https://doi.org/10.1088/0954-3899/25/9/308).
10. W. Cassing, E. L. Bratkovskaya «Parton transport and hadronization from the dynamical quasiparticle point of view». In: *Phys. Rev. C* 78 (2008), 034919. — DOI: [10.1103/PhysRevC.78.034919](https://doi.org/10.1103/PhysRevC.78.034919). — URL: <https://doi.org/10.48550/arXiv.0808.0022>.

- 615 11. W. Cassing, E. L. Bratkovskaya «Parton–hadron–string dynamics: An off-  
616 shell transport approach for relativistic energies». In: *Nucl. Phys. A* 831 (2009),  
617 pp. 215-242. — DOI: [10.1016/j.nuclphysa.2009.09.007](https://doi.org/10.1016/j.nuclphysa.2009.09.007). — URL: <https://doi.org/10.48550/arXiv.0907.5331>.  
618
- 619 12. В. А. Киреев «Изучение процессов рождения адронов, образования ядер  
620 и гиперядер в столкновениях тяжёлых ионов в модели RHQMD». Диссер-  
621 тация на соискание ученой степени кандидата физико-математических  
622 наук. Объединённый институт ядерных исследований, Дубна, 2022. —  
623 URL: [https://issc.jinr.ru/sois?c=sois/get\\_file&id=2909](https://issc.jinr.ru/sois?c=sois/get_file&id=2909).
- 624 13. V. Akishina, I. Kisel «Time-based Cellular Automaton track finder for the  
625 CBM experiment». In: *J. Phys.: Conf. Ser. (FAIR Next Generation ScientistS*  
626 *(FAIRNESS 2014) 2014 22–27 September 2014, Vietri sul Mare, Italy)* 599  
627 (2015) 012024. — DOI: [10.1088/1742-6596/599/1/012024](https://doi.org/10.1088/1742-6596/599/1/012024).
- 628 14. I. Kisel «Event reconstruction in the CBM experiment». In: *Nucl. Instr. Meth.*  
629 *A* 566 (2006), pp. 85-88. — DOI: [10.1016/j.nima.2006.05.040](https://doi.org/10.1016/j.nima.2006.05.040).
- 630 15. K. Kanaki «Study of  $\Lambda$  hyperon production in C+C collisions at 2 AGeV beam  
631 energy with the HADES spectrometer». PhD thesis. Technische Universität  
632 Dresden, Dresden, 2007. — URL: [https://hades.gsi.de/sites/default/files/web/  
633 media/documents/thesis/PhD/k\\_kanaki\\_phd\\_2007\\_K.Kanaki\\_2007-Apr.pdf](https://hades.gsi.de/sites/default/files/web/media/documents/thesis/PhD/k_kanaki_phd_2007_K.Kanaki_2007-Apr.pdf).

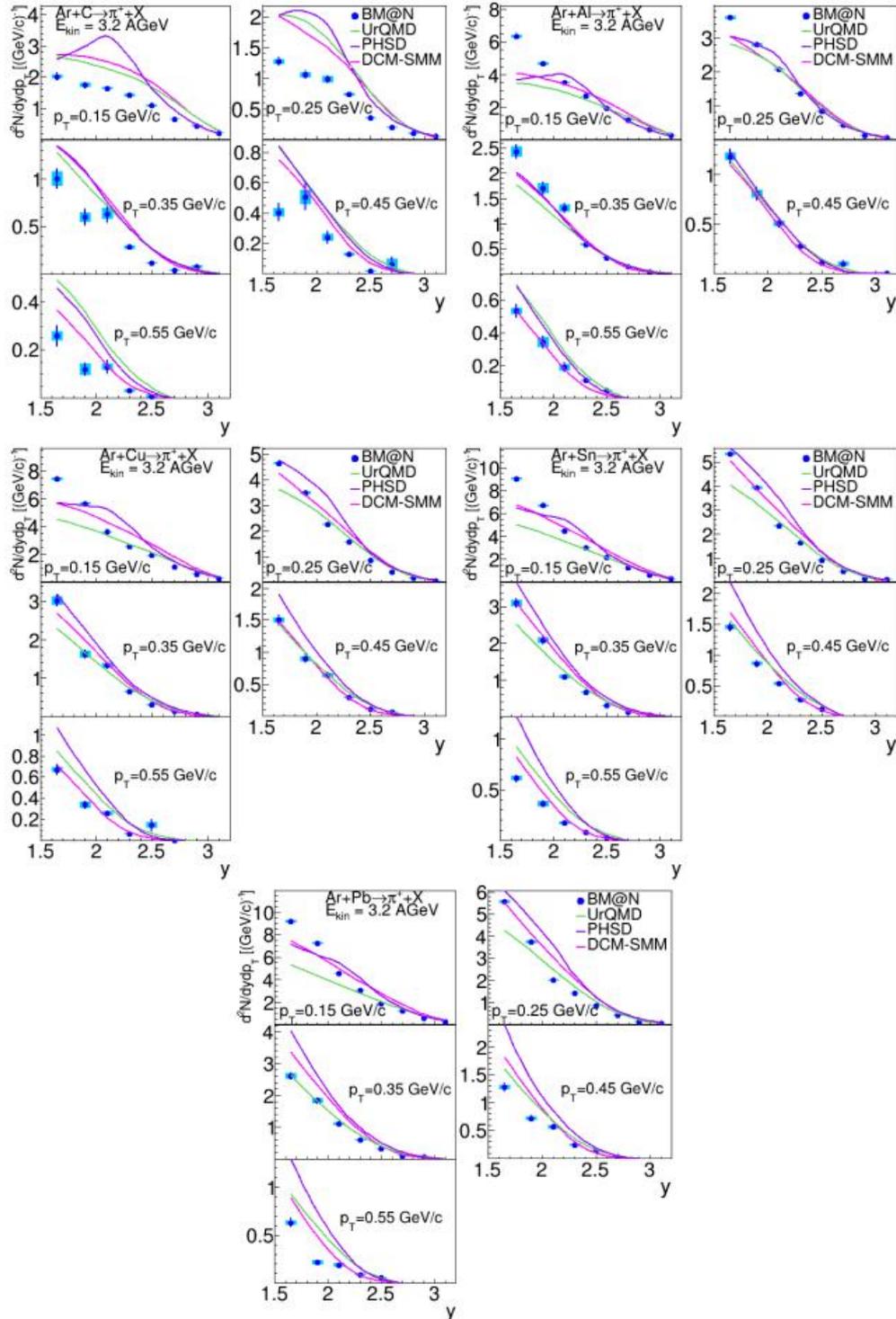


Рис. 8 — Спектры по быстроте ( $y$ )  $\pi^+$ -мезонов, образованных во взаимодействиях Ar+C, Al, Cu, Sn, Pb при кинетической энергии пучка 3.2 АГэВ. Результаты представлены для различных бинов по  $p_T$ . Вертикальные отрезки и прямоугольники представляют статистические и систематические неопределённости соответственно. Предсказания моделей DCM-SMM, UrQMD и PHSD показаны в виде розовых, зелёных и фиолетовых линий. Рисунок взят из работы [A.3].

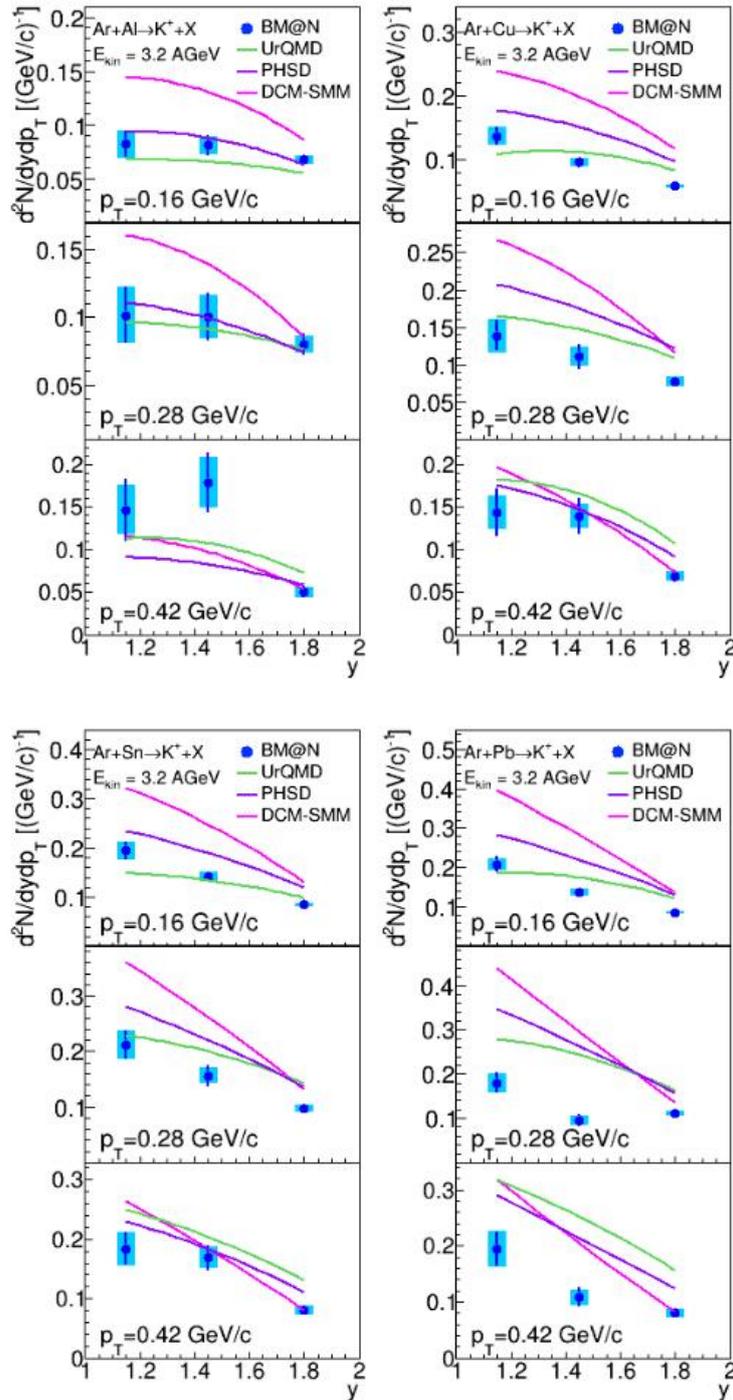


Рис. 9 — Спектры по быстроте ( $y$ )  $K^+$ -мезонов, образованных во взаимодействиях Ar+Al, Cu, Sn, Pb при кинетической энергии пучка 3.2 АГэВ. Результаты представлены для различных бинов по  $p_T$ . Вертикальные отрезки и прямоугольники представляют статистические и систематические неопределённости соответственно. Предсказания моделей DCM-SMM, UrQMD и PHSD показаны в виде розовых, зелёных и фиолетовых линий.

Рисунок взят из статьи [A.3].

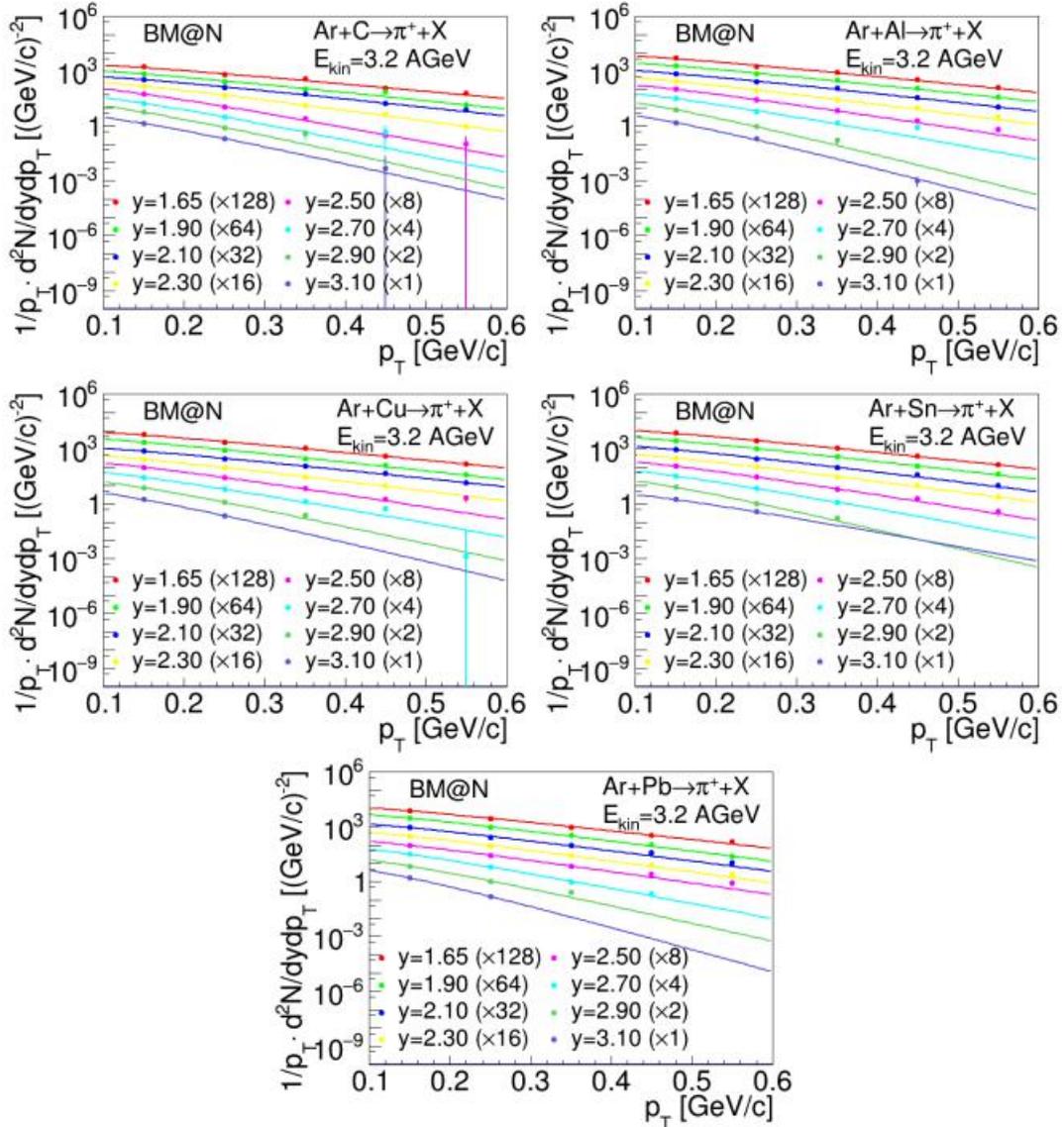


Рис. 10 — Спектры по поперечному импульсу ( $p_T$ )  $\pi^+$ -мезонов, образованных во взаимодействиях Ar+C, Al, Cu, Sn, Pb при кинетической энергии пучка 3.2 АГэВ. Результаты представлены для бинов по быстроте  $\pi^+$ . Линии представляют результаты параметризации, описанной в тексте. Рисунок взят из [A.3].

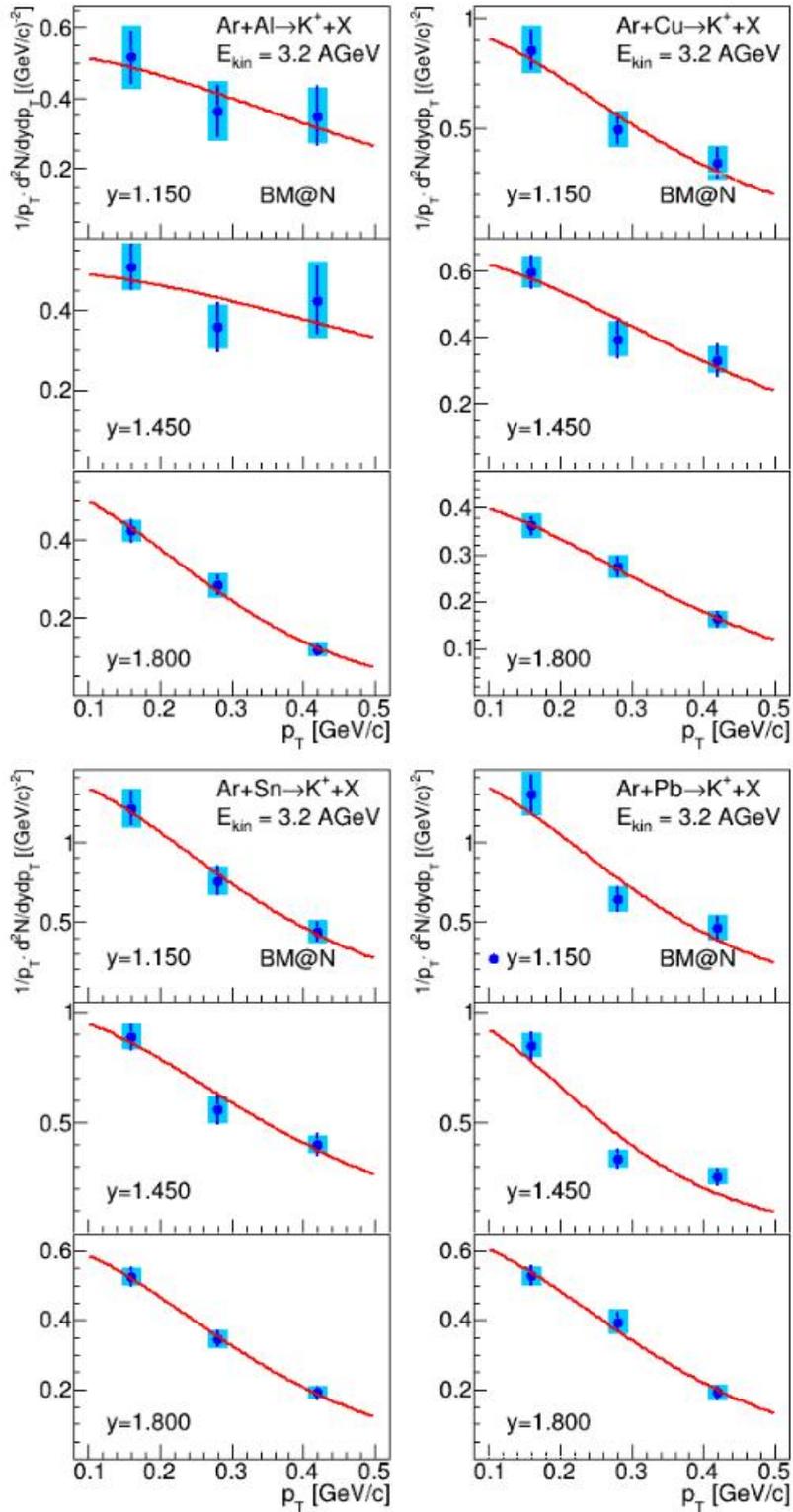


Рис. 11 — Спектры по поперечному импульсу ( $p_T$ )  $K^+$ -мезонов, образованных во взаимодействиях Ar+Al, Cu, Sn, Pb при кинетической энергии пучка 3.2 АГэВ. Результаты представлены для трёх бинов по быстроте  $K^+$ . Вертикальные отрезки и прямоугольники представляют статистические и систематические неопределённости соответственно. Линии представляют результаты параметризации, описанной в тексте. Рисунок взят из статьи [A.3].

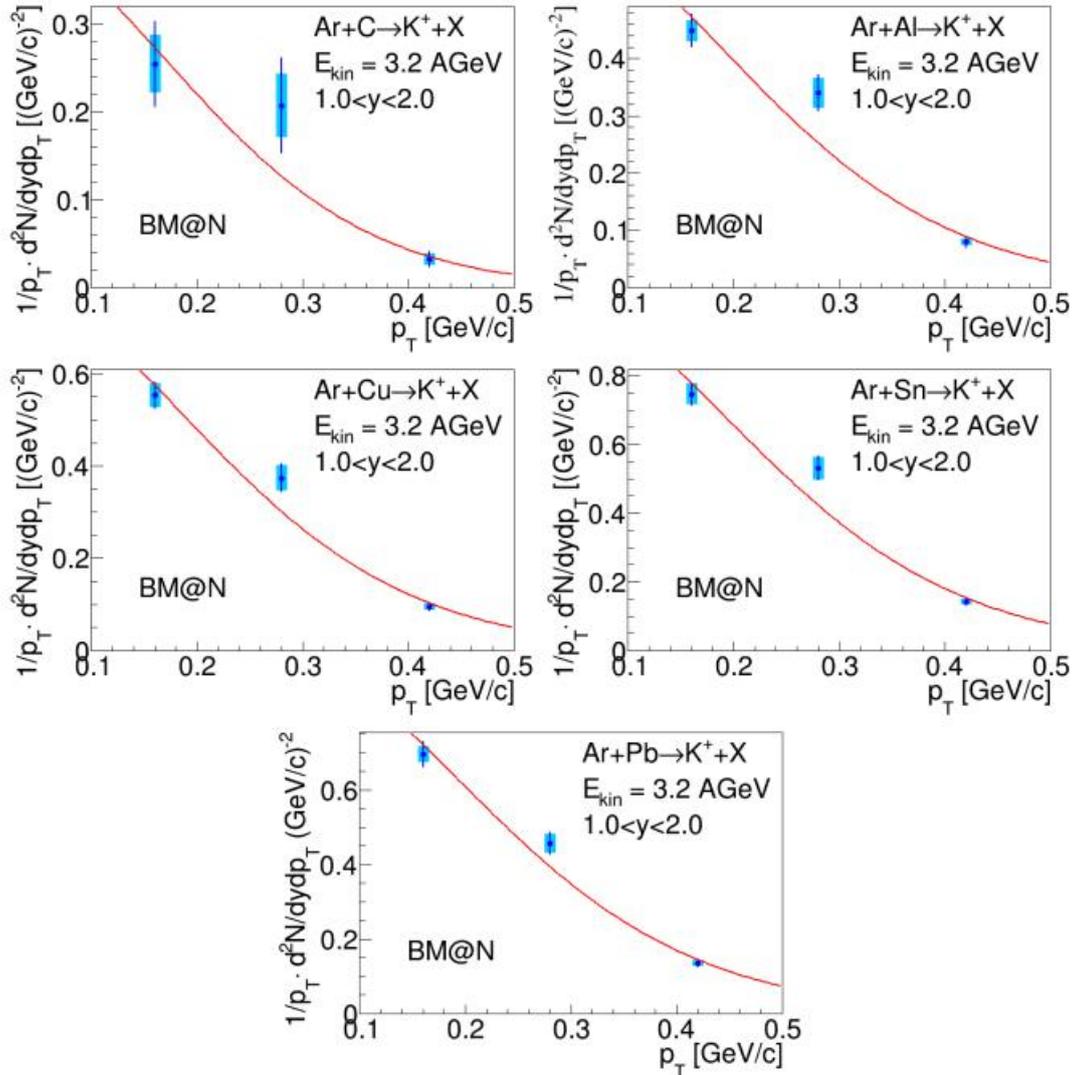


Рис. 12 — Спектры по поперечному импульсу ( $p_T$ )  $K^+$ -мезонов, образованных во взаимодействиях Ar+C, Al, Cu, Sn, Pb при кинетической энергии пучка 3.2 АГэВ для всей области измерений быстрот  $K^+$ . Вертикальные отрезки и прямоугольники представляют статистические и систематические неопределённости соответственно. Линии представляют результаты параметризации, описанной в тексте. Рисунок взят из работы [A.3].

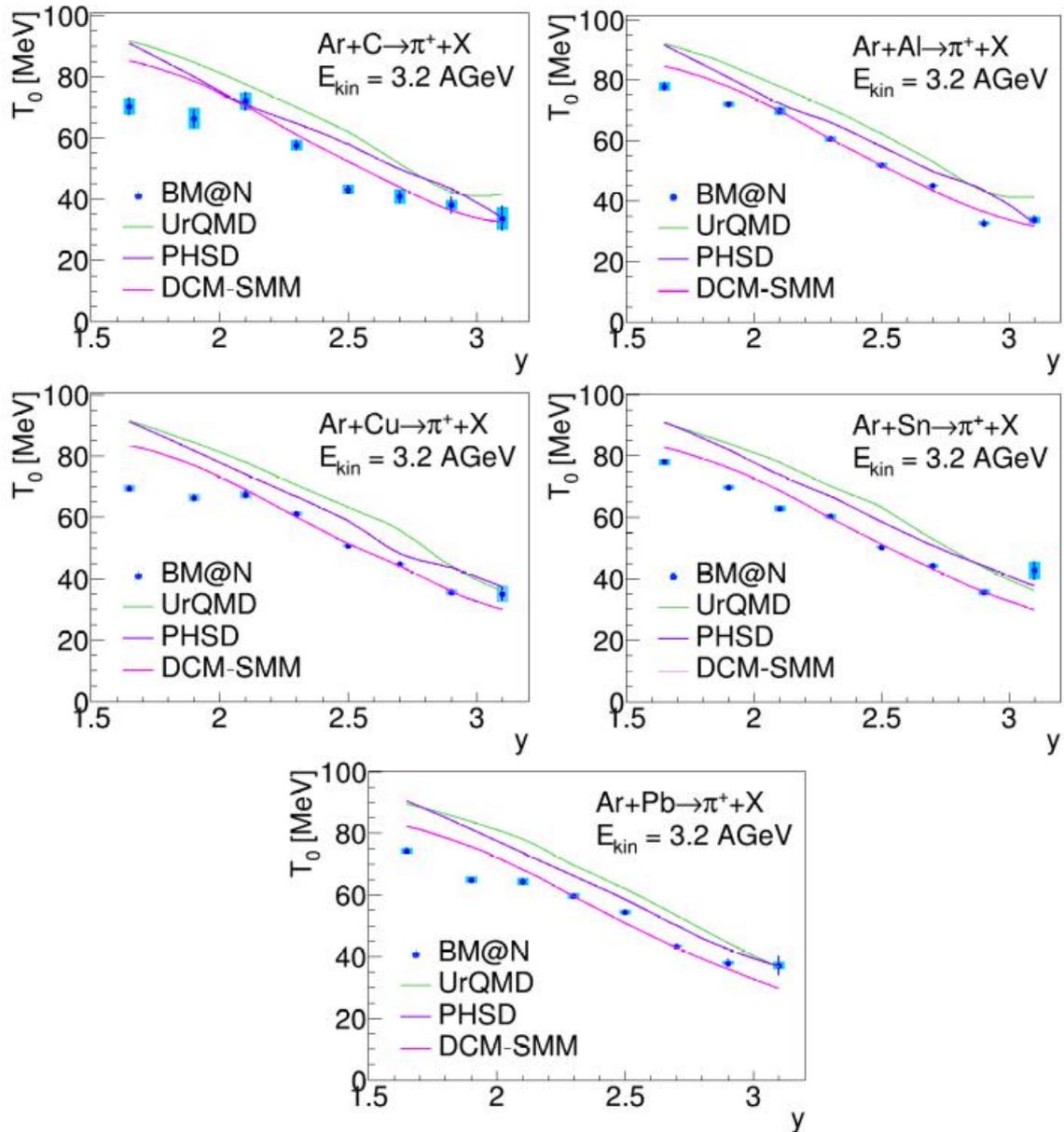


Рис. 13 — Зависимость от быстроты ( $y$ ) параметра обратного наклона ( $T_0$ ), полученного при фитировании  $p_T$ -спектров  $\pi^+$  во взаимодействиях Ar+C, Al, Cu, Sn, Pb. Вертикальные отрезки и прямоугольники представляют статистические и систематические неопределённости соответственно. Предсказания моделей DCM-SMM, UrQMD и PHSD показаны в виде розовых, зелёных и фиолетовых линий.

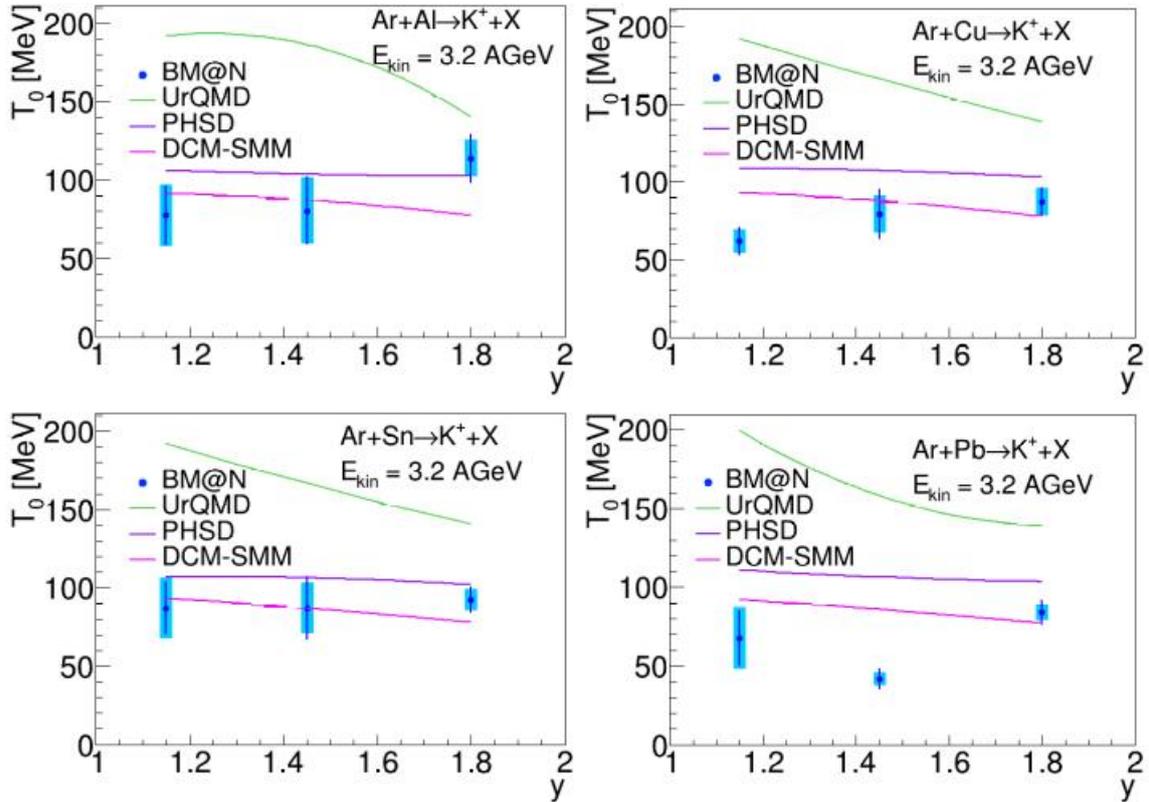


Рис. 14 — Зависимость от быстроты ( $y$ ) параметра обратного наклона ( $T_0$ ), полученного при фитировании  $p_T$ -спектров  $K^+$  во взаимодействиях Ar+Al, Cu, Sn, Pb. Вертикальные отрезки и прямоугольники представляют статистические и систематические неопределённости соответственно. Предсказания моделей DCM-SMM, UrQMD и PHSD показаны в виде розовых, зелёных и фиолетовых линий.

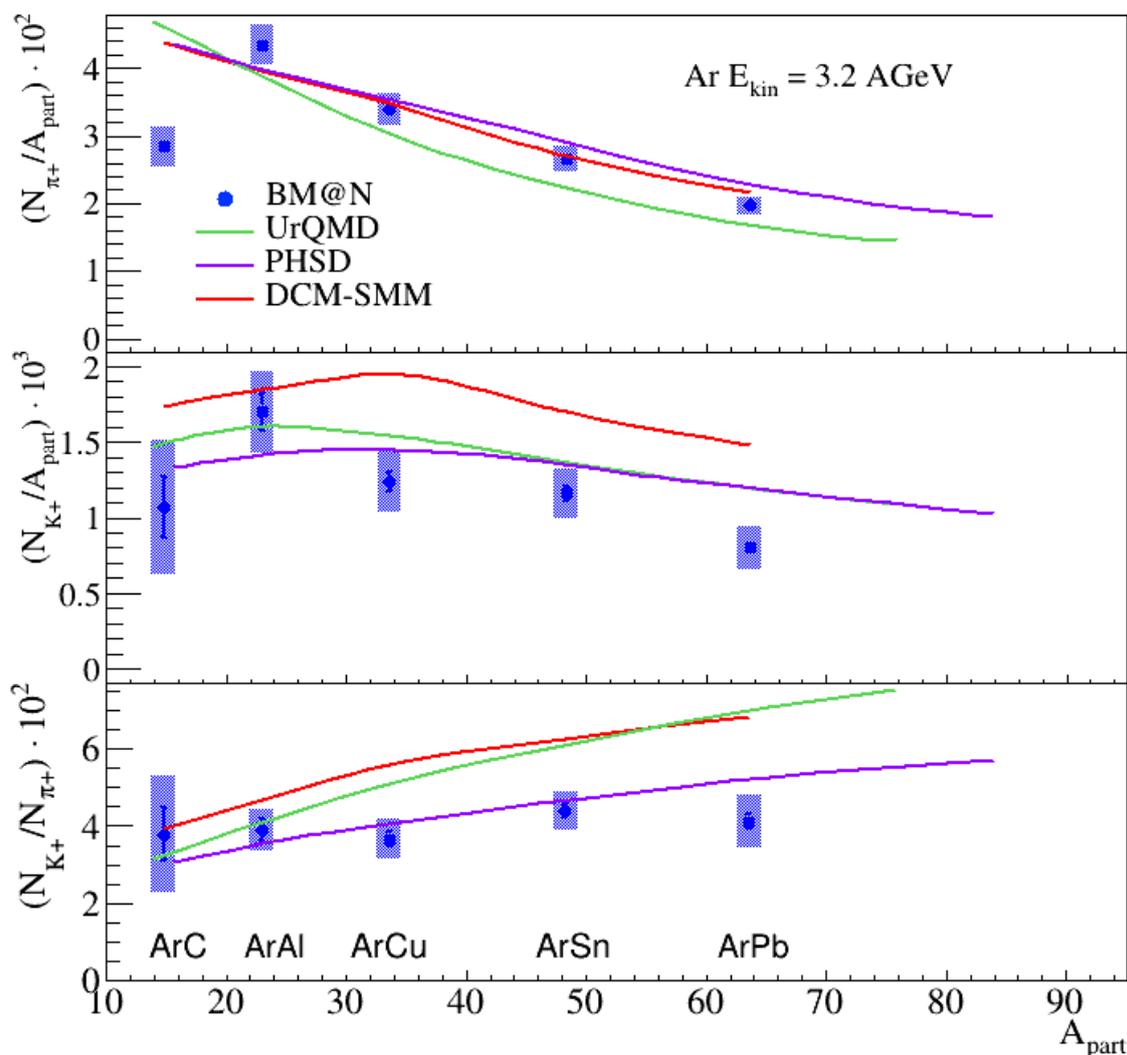


Рис. 15 — Отношения множественностей  $\pi^+$  (вверху) и  $K^+$  (посередине) к числу участвующих нуклонов и отношения множественностей  $K^+$  к  $\pi^+$  (внизу) в измеренной кинематической области в зависимости от числа участвующих нуклонов во взаимодействиях Ar+C, Al, Cu, Sn, Pb.

Вертикальные отрезки и прямоугольники представляют статистические и систематические неопределённости соответственно. Предсказания моделей DCM-SMM, UrQMD и PHSD показано в виде красных, зелёных и фиолетовых линий. Рисунок взят из работы [A.3].

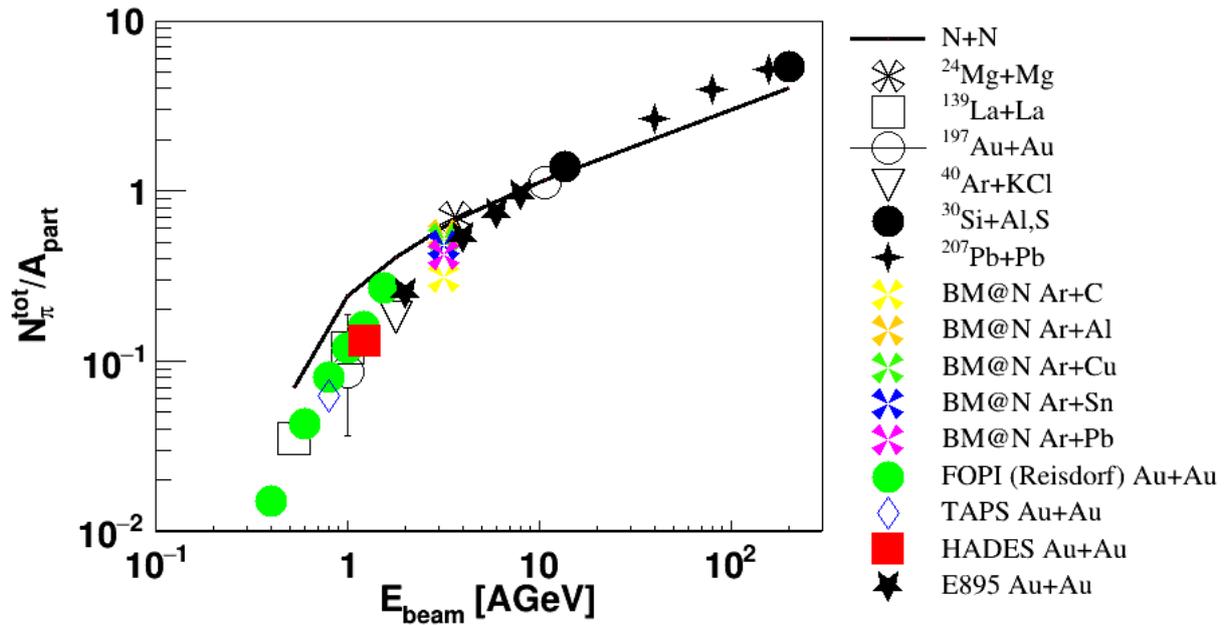


Рис. 16 — Сравнение результатов BM@N с мировыми измерениями полной множественности пионов  $N_{\pi}^{tot}$  на число участвующих нуклонов  $A_{part}$  в зависимости от кинетической энергии пучка  $E_{beam}$ . Чёрная линия соединяет результаты измерений для нуклон-нуклонных (N+N) столкновений. Рисунок взят из статьи [A.3].

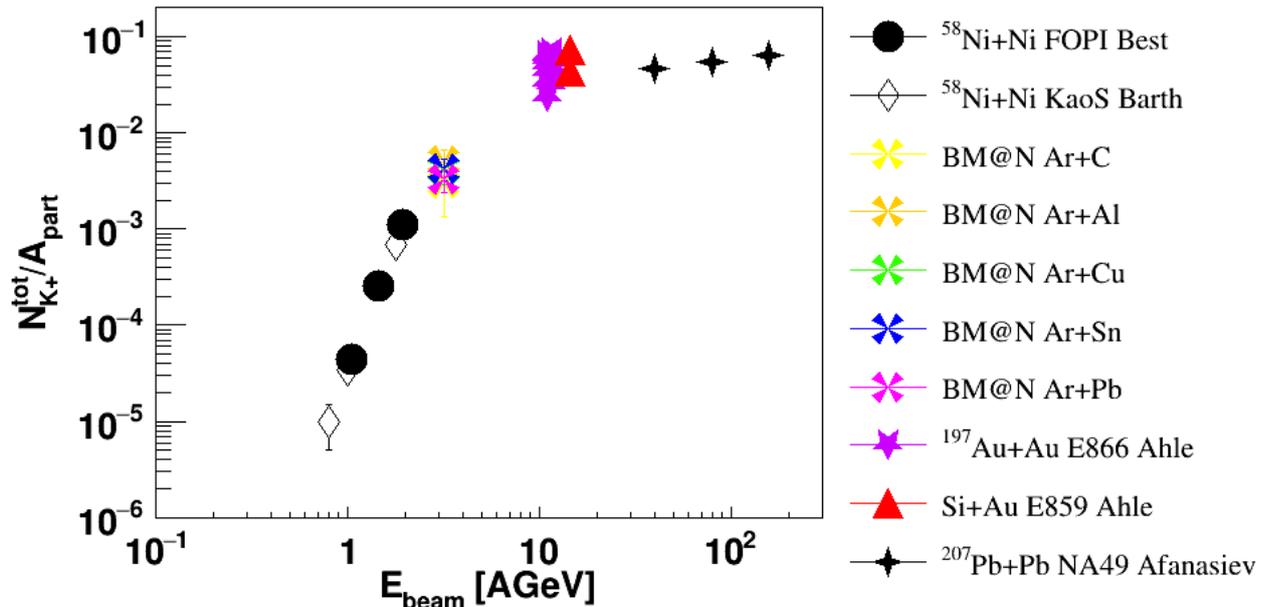


Рис. 17 — Сравнение результатов BM@N с мировыми измерениями множественности  $K^+$  на число участвующих нуклонов  $A_{part}$  в зависимости от кинетической энергии пучка  $E_{beam}$ . Рисунок взят из работы [A.3].