

Тематическое направление 6

«Фундаментальные и прикладные исследования с использованием протонов»

Измерение отношения сечений упругого электрон-протонного и позитрон-протонного рассеянии в эксперименте OLYMPUS.

Эксперимент OLYMPUS

Целью эксперимента является определение вклада двух-фотонного обмена (TPE) в упругое рассеяние заряженных лептонов на протонах. Плохое теоретическое знание TPE, его недоучет, является наиболее вероятным объяснением значительных расхождений в измерении отношения форм факторов протона $\frac{\mu G_e(Q^2)}{G_m(Q^2)}$. Вклад TPE определяется путем измерения зарядовой асимметрии при упругом рассеянии электронов и позитронов на протонах как функции переданного импульса Q^2 . Эксперимент OLYMPUS проводился на электронном ускорителе DORIS (DESY) при

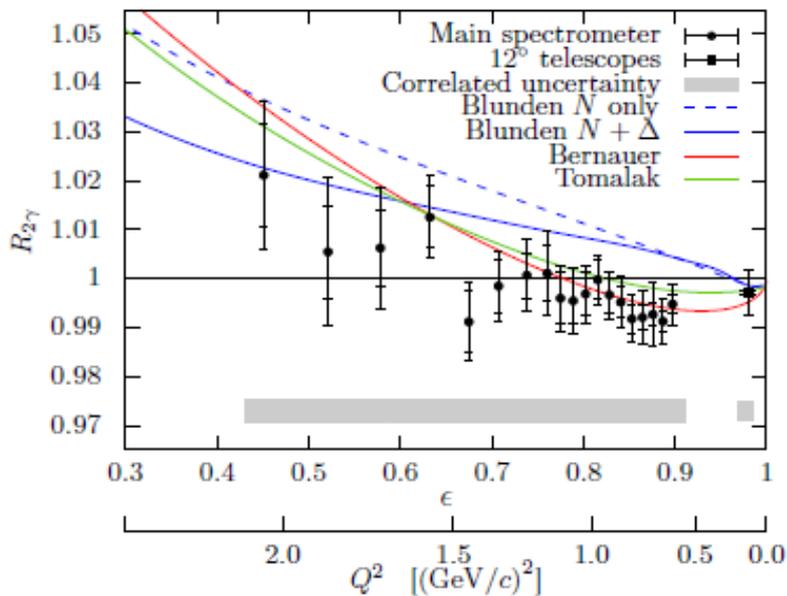


Рис.1 Измеренная в эксперименте OLYMPUS зарядовая симметрия $R_{2\gamma}$ как функция поляризации виртуального фотона ϵ . Ниже показана шкала Q^2 .

энергии 2 ГэВ. Набор данных производился с помощью лево-право симметричной экспериментальной установки с тороидальным магнитом. Особо важное при измерениях зарядовой асимметрии измерение светимости проводилось тремя

независимыми мониторами. Результаты измерений зарядовой асимметрии $R_{2\gamma}$ представлены на рисунке 1.

Наиболее детально промерена область по Q^2 от 0,5 до 1,5 ГэВ², где вклад ТРЕ ($R_{2\gamma} - 1$) на уровне -1%. Сплошные кривые демонстрируют большой разброс теоретических предсказаний в этой области по Q^2 .

Эксперимент D0

Эксперимент D0 посвящен изучению свойств элементарных частиц, исследованию процессов взаимодействия сталкивающихся протонов и антипротонов на коллайдере “Тэватрон” в Национальной ускорительной лаборатории им. Ферми при суммарной энергии около 2 ТэВ, проверке предсказаний Стандартной модели (СМ) – основной современной теории элементарных частиц – и поиску проявлений “новой физики” вне рамок СМ.

Физики НИЦ КИ – ПИЯФ участвуют в эксперименте D0 с 1996 года – в модернизации экспериментальной установки D0, в наборе экспериментальных данных и их анализе. Набор экспериментальных данных был завершен в 2011 году, но анализ накопленных данных продолжается до настоящего времени.

Одним из наиболее важных результатов, полученных в совместном анализе данных экспериментов D0 и CDF в 2013–2017 годах, является первое наблюдение редкого процесса – рождение одиночного t -кварка в s -канале. Сечение σ_s этого процесса имеет высокую чувствительность к проявлениям новой физики за рамками СМ. Определенное в экспериментальных данных сечение $\sigma_s = 1,29 \pm 0,25$ пбн находится в хорошем согласии с величиной сечения $\sigma_s = 1,05 \pm 0,06$ пбн, предсказываемой СМ.

В 2017 году завершена работа по измерению массы t -кварка на основании всех экспериментальных данных, полученных в эксперименте D0 в дилептонных каналах и в каналах лептон плюс струи. Из кварков, t -кварк самый тяжелый. Его масса является фундаментальным параметром СМ, так что прецизионное измерение массы t -кварка исключительно важно для теории. Окончательный результат эксперимента D0 по величине массы t -кварка m_t , с учетом как статистических, так и

систематических ошибок, составляет $m_t = 174,95 \pm 0,75 \text{ ГэВ}/c^2$. Это значение массы t -кварка в настоящее время является наиболее точным из тех, что получены в одном эксперименте.

Исследование свойств адронов и кварков в экспериментах при промежуточных энергиях

Исследование короткоживущих изотопов методом спектроскопии в лазерном ионном источнике на установках ИРИС и ИЗОЛДЕ (ЦЕРН)

Одним из наиболее эффективных методов исследования свойств ядер, удаленных от полости бета-стабильности, является сепарирование радиоактивных нуклидов, получающихся в мишенях под действием протонов с энергиями 600 - 1400 МэВ. Такие установки ISOL (Isotope Separation on-line) широко распространены в мировой практике.

Масс-сепаратор ПИЯФ «ИРИС» (Исследование радиоактивных изотопов на синхроциклотроне) является единственным прибором подобного рода в России, работающим в линию с ускорителем. Он оснащен современной техникой получения и исследования радиоактивных ядер, главным элементом которой является установка по резонансной лазерной спектроскопии в лазерном ионном источнике. С помощью этой установки производятся измерения изотопических изменений зарядовых радиусов и электромагнитных моментов ядер.

В настоящее время на установке ИРИС продолжается изучение ядер с $Z = 80 - 86$. Одновременно аналогичные исследования проводятся нами на установке ISOLDE (CERN). Работы на установках ИРИС и ISOLDE скоординированы и взаимодополняют друг друга, позволяя использовать возможности каждой из установок с максимальной эффективностью.

Схемы резонансной ионизации атомов теллура и германия

Ионные пучки изотопов ^{116}Te и ^{118}Te необходимы для исследований кулоновского возбуждения в эксперименте IS 516 (Т. Ahn et al., *Coulomb Excitation of ^{116}Te and ^{118}Te : a Study of Collectivity Above the $Z=50$ Shell Gap*, Technical Report, CERN-INTC, Geneva, 2011). Ранее ионные пучки теллура получались на ISOLDE с

помощью плазменного ионного источника, не обеспечивающего необходимую для

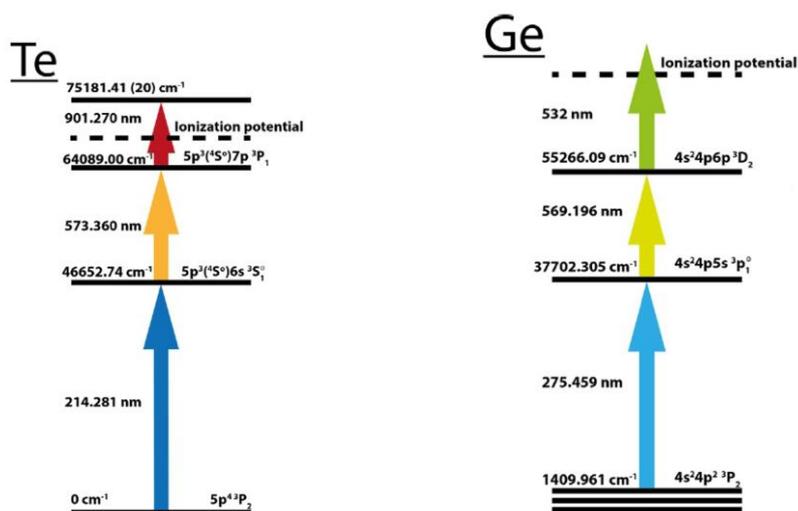


Рис. 1. Схема резонансной ионизации теллура (слева) и германия (справа).

указанного выше эксперимента химическую селективность. Использование резонансной фотоионизации позволяет обеспечить изобарно-чистый пучок ионов теллура. В 2016 году была проведена работа по поиску оптимальных схем лазерной ионизации атомов теллура и германия.

Ионные пучки изотопов германия требуются для исследований β^+/EC распада ^{64}Ge и ^{66}Ge методом спектроскопии полного поглощения (IS 570, Beta decay of the $N=Z$, rp -process waiting points: ^{64}Ge , ^{68}Se and the $N=Z+2$: ^{66}Ge , ^{70}Se for accurate stellar weak-decay rates). На комплексе RILIS были проведены эксперименты по поиску эффективной схемы ионизации атомов германия. На рисунке 1 показана оптимальная трехступенчатая схема ионизации атомов германия.

Эффективность лазерной ионизации германия составляет около 2%.

Исследование сосуществования форм в легких изотопах таллия методом лазерной спектроскопии

На установке RILIS-ISOLDE были проведены лазерно-спектроскопические измерения изотопических сдвигов и параметров сверхтонкого расщепления нейтроно-дефицитных изотопов таллия ($A = 179 - 184$). Эксперимент проводился с помощью метода лазерной фотоионизационной спектроскопии в лазерном ионном источнике с

детектированием фотоионов на выходе масс-сепаратора (как по характеристическим

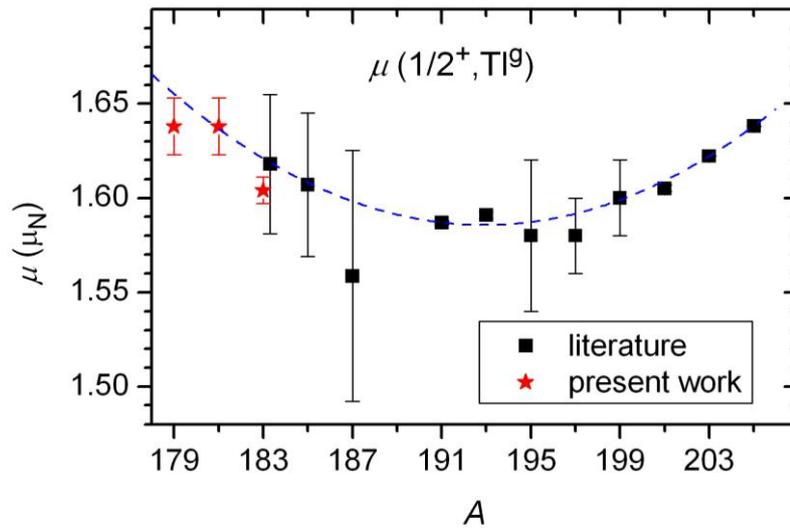


Рис. 1. Магнитные моменты низкоспиновых состояний ($I=1/2$) изотопов таллия

линиям радиоактивного распада, так и непосредственно цилиндром Фарадея). Из анализа сверхтонкой структуры спины для ядер $^{179,181,183}\text{Tl}^g$ определены как $I=1/2$. Определены магнитные моменты и изменения среднеквадратичных зарядовых радиусов исследованных изотопов таллия. Обнаружен новый изомер ^{182}Tl с нейтронной конфигурацией $h_{9/2}$.

Магнитные моменты низкоспиновых изомеров ^{179}Tl , ^{181}Tl и ^{183}Tl следуют

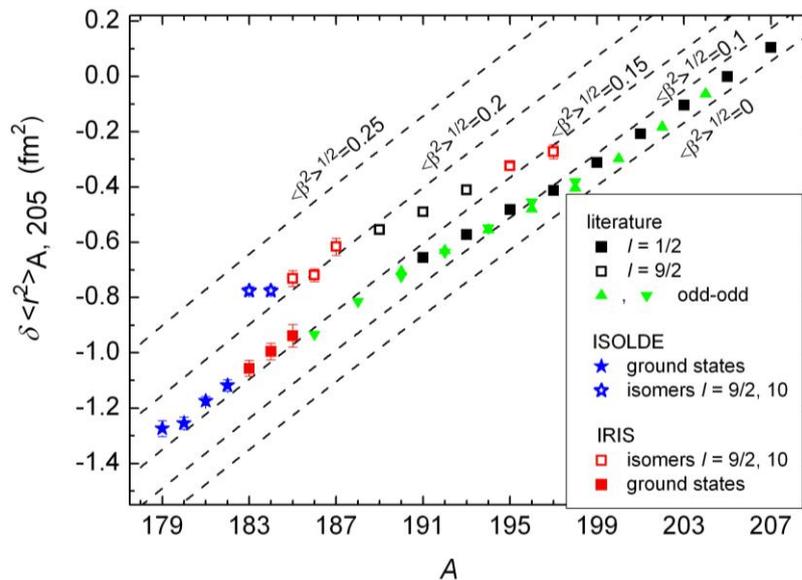


Рис. 2. Изотопическая зависимость изменений среднеквадратичных зарядовых радиусов ядер $^{179-184}\text{Tl}$.

параболической изотопической зависимости, характерной для энергии «внедренных» состояний в свинце и соседних с ним изотопических цепочках (см. рисунок 1). Такое поведение магнитных моментов до сих пор не имеет удовлетворительного объяснения и требует дополнительных теоретических исследований.

Изотопическая зависимость изменений среднеквадратичных зарядовых радиусов основных состояний ядер $^{179-184}\text{Tl}$ (см. рисунок 2) следует поведению, наблюдавшемуся ранее для ядер свинца (сферической формы). Заметное отличие от такого поведения демонстрируют изомерные состояния ($9/2^-$ и 10^-) ядер у которых наблюдается рост деформации. Увеличение изомерного сдвига для ^{183}Tl по сравнению с более тяжелыми изотопами ($A=185, 191, 193$) указывает на возможное смешивание «вытянуто»- и «сплюснуто»- деформированных (prolate-oblate mixture) состояний этого изотопа. В 2017 г. закончена обработка полученных данных и опубликованы статьи в журнале Physical Review C.

Исследование сосуществования форм для изотопов полония

В рамках программы исследований сосуществования форм и эволюции формы у изотопов полония были измерены магнитные дипольные (μ) и электрические квадрупольные (Q) моменты изотопов полония в диапазоне $A = 193 - 211$. При исследовании изменений среднеквадратичных зарядовых радиусов, $\delta\langle r^2 \rangle$, было установлено, что рост деформации у изотопов полония начинается значительно раньше (при $N < 113$), чем предполагалось и предсказывалось ранее. Рост магнитных моментов для изотопов полония с $N < 113$, а также поведение квадрупольных моментов у этих изотопов удалось описать при учете кориолисова взаимодействия при умеренной деформации, а также смешивания деформированных и сферических конфигураций. Таким образом, учет раннего развития деформации позволяет самосогласованно объяснить как данные по среднеквадратичным зарядовым радиусам, так и поведение изотопических зависимостей электромагнитных моментов изотопов полония.

Проведены также измерения $\delta\langle r^2 \rangle$, μ и Q для нейтронно-избыточных изотопов полония ($N = 132 - 134$). В этой области ядер (для изотопов Fr, Ra, Rn с тем же числом нейтронов) ранее был обнаружен инверсный четно-нечетный эффект в поведении

зарядовых радиусов. Нормальный четно-нечетный эффект заключается в том, что радиус нечетно-нейтронного ядра оказывается меньше среднего арифметического радиусов соседних четно-нейтронных ядер. Для ядер Fr, Ra, Rn при $N=133$ ситуация обратная: радиус нечетно-нейтронного ядра больше соответствующего среднего арифметического. Этот эффект был проинтерпретирован как следствие наличия у этих ядер октупольной деформации, что было впоследствии подтверждено целым рядом других ядерно-спектроскопических данных. Измерения показали, что для ядер полония при $N=133$ сохраняется нормальный четно-нечетный эффект. Таким образом, установлена граница области октупольной деформации. В пользу отсутствия октупольной деформации у ^{217}Po свидетельствует также измеренный в наших экспериментах магнитный момент этого ядра, не требующий для своего объяснения привлечения модели октупольно деформированного ядра.

Исследование сосуществования и эволюции форм ядер висмута методом спектроскопии в лазерном ионном источнике и запаздывающего деления ядра ^{188}Bi

В рамках эксперимента по исследованию сосуществования форм у нейтронно-дефицитных ядер в области свинца проведены эксперименты по лазерной спектроскопии в лазерном ионном источнике для изотопов висмута на атомном переходе 306,77 нм. Из анализа измеренных изотопических сдвигов получены изменения среднеквадратичных зарядовых радиусов для изотопов и изомеров висмута с $A = 193, 195, 197$. Для внедренных изомерных состояний висмута со спином $I = 1/2$ обнаружен большой изомерный сдвиг, что указывает на большую деформированность этих изомеров в сравнении с основными состояниями соответствующих ядер и, следовательно, на сосуществование различных форм в ядрах $^{193, 195, 197}\text{Bi}$.

Проведены эксперименты по исследованию запаздывающего деления ^{188}Bi (ISOLDE). Предварительные результаты указывают на то, что заметная вероятность запаздывающего деления имеется только у высокоспинового изомера. Таким образом, впервые обнаружена спиновая зависимость вероятности запаздывающего деления.

Запаздывающее деление, лазерная спектроскопия и сосуществование форм астата (IS 534)

Были опубликованы очередные результаты исследований по проекту IS 534. Ядерная спектроскопия нейтронно-дефицитного изотопа ^{196}At стала возможной благодаря использованию комплекса RILIS для получения чистого ионного пучка данного изотопа.

Альфа-спектры радиоактивного распада ^{196}At позволили изучить возбужденные низколежащие уровни дочернего ядра ^{192}Bi .

Исследовано бета-запаздывающее деление ядра ^{196}At . Выявлен смешанный характер массовых распределений осколков деления (деление происходит как по симметричному, так и по асимметричному каналам). Измерена вероятность бета-запаздывающего деления ядра ^{196}At : $P_{\text{BDF}}(^{196}\text{At}) = 9(1) \times 10^{-5}$. Точность полученного значения вероятности запаздывающего деления, — одна из самых высоких на настоящее время.

Измерены изменения среднеквадратичных зарядовых радиусов и электромагнитные моменты ядер $^{194-211, 217-219}\text{At}$. Предварительный анализ результатов указывает на наличие октупольной деформации у ядер $^{217-219}\text{At}$, деформированность «интродер» изомеров со спином $1/2$ ($^{197, 199}\text{At}^m$; сосуществование форм) и смешивание сферических и деформированных конфигураций при $A < 198$.

В 2017 г. закончена обработка данных по радиусам и моментам для $A=195-211$ и статья направлена для публикации в журнале Physical Review X.

Многоканальное запаздывающее деление изотопов $^{194,196}\text{At}$, ^{202}Fr

Вслед за обнаружением нами асимметричного запаздывающего деления у $^{178,180}\text{Tl}$, появился ряд теоретических работ, где с помощью нового динамического подхода к анализу процесса деления удалось вполне удовлетворительно описать асимметричное массовое распределение при запаздывающем делении $^{178,180}\text{Tl}$. В этих же работах предсказан постепенный переход от асимметричного к симметричному делению, проявляющийся в постепенном уменьшении массового расщепления между легким и тяжелым осколками. В противоречие с этими предсказаниями, для ядер, лежащих между областями асимметричного ($^{178,180}\text{Tl}$) и симметричного (^{204}Fr) деления, в наших экспериментах

обнаружено трехгорбое массовое распределение осколков. Это означает, что для этих «промежуточных» ядер ($^{194,196}\text{At}$, ^{202}Fr) наблюдается так называемое многоканальное деление: существует вероятность деления ядра как по симметричному, так и по асимметричному каналам, причем массовое расщепление между тяжелым и легким осколками в асимметричном канале практически не уменьшается при приближении к области симметричного деления, а уменьшается относительная вероятность асимметричного деления. Как уже указывалось, эти данные противоречат имеющимся теоретическим предсказаниям и для своего объяснения требуют существенного развития теоретических подходов. Отметим, что ранее сосуществование симметричной и асимметричной моды деления с соответствующим трехгорбым массовым распределением наблюдалось только для нескольких ядер вблизи ^{226}Th ; наши результаты вместе с полученной ранее информацией указывают на то, что мультимодальное деление является универсальным механизмом перехода между двумя основными модами низкоэнергетического деления.

Изменения среднеквадратичных зарядовых радиусов и электромагнитные моменты нейтронно-дефицитных изотопов висмута (2017)

Теоретическое описание эффектов изменения формы и сосуществования форм атомных ядер в настоящее время является одним из основных вызовов для теории ядра. Нейтронно-дефицитные изотопы в области $Z = 82$ демонстрируют ярчайшие проявления эффектов эволюции и сосуществования форм ядер. Исследования нейтронно-дефицитных изотопов Bi ($Z = 83$) играют важную роль для понимания явлений эволюции и сосуществования форм ядер в данной области нуклидной карты.

В результате проведенных исследований ($A=189-198$, $211-213$ — на установке ИРИС; $A=187-191$, $197-201$, $214-218$ — на установке ISOLDE) обнаружены следующие особенности структуры исследованных ядер:

1. Магнитные моменты нечетных изотопов висмута близки к соответствующим значениям для ядер таллия с теми же значениями ядерных спинов. Важно отметить, что ядерные состояния с одинаковым спином в Tl и Bi имеют различную природу: состояние $\pi h_{9/2}$ «нормальное» для Bi и «внедренное» ($1p-2h$) для ядер Tl , $\pi s_{1/2}$ — «внедренное» ($2p-1h$) для Bi и «нормальное» для Tl . Таким образом, измеренные

магнитные моменты μ подтверждают низкую чувствительность к «нормальному» или «внедренному» характеру ядерных состояний.

2. Поведение зарядовых радиусов изотопов висмута при $N > 110$ совпадает с аналогичным поведением для (сферических) изотопов свинца и заметно отклоняется от него при $N < 110$. Полученные для изотопов Bi результаты показывают, что изменение деформации у изотопов Bi носит «промежуточный» (относительно ${}_{82}\text{Pb}$ и ${}_{84}\text{Po}$) характер. Рост деформации для изотопов висмута с $N < 110$ — результат неожиданный и противоречащий теоретическим предсказаниям.

3. При $N = 105$ наблюдается громадный скачок в зарядовом радиусе низкоспинового изомера, что означает его сильную деформированность ($\beta \sim 0.3$). Измерения квадрупольных моментов подтверждают эту интерпретацию. Одновременно высокоспиновый изомер остается близким к сферической форме. При этом соседние четно-нейтронные ядра также сохраняют близкую к сферической форму. Подобное необычное поведение (shape staggering) ранее наблюдалось только для изотопов ртути с тем же числом нейтронов.

Исследование структуры ядерной материи на малых расстояниях в квазиупругих и неупругих протон-ядерных взаимодействиях при энергии 1 ГэВ.

Цель работы состоит в исследовании нуклонных объединений (корреляций) в ядерной среде путем измерения характеристик неупругой реакции $A(p, p')X$ с ядрами. Изучение нуклонных корреляций (НК), обусловленных NN-взаимодействием на малых расстояниях, является одной из важнейших задач адронной физики и КХД. Образование НК в ядрах было предсказано Д. И. Блохинцевым как проявление флуктуаций нуклонной плотности в ядрах. В ядерных экспериментах на лептонных и протонных пучках наблюдались эффекты, которые можно объяснить рассеянием на ядерных частицах с массой, значительно большей, чем масса нуклона.

За отчетный период выполнены эксперименты, в которых была измерена поляризация (P) вторичных протонов в реакции (p, p') с ядрами ${}^{12}\text{C}$ и ${}^{40}\text{Ca}$, ${}^{28}\text{Si}$ и ${}^{56}\text{Fe}$, ${}^9\text{Be}$ и ${}^{90}\text{Zr}$ под углом рассеяния $\Theta = 21^\circ$ в широкой области импульсов (K) рассеянных протонов. Были также измерены абсолютные дифференциальные сечения ($\sigma^{\text{incl}} = d^2\sigma/d\Omega dK$) этих реакций. Был также проведен эксперимент при рассеянии на

ядрах ^{12}C и ^{40}Ca под углом $\Theta = 24,5^\circ$. Измерения осуществлялись с помощью магнитного спектрометра, оснащённого поляриметром на основе пропорциональных камер и углеродного анализатора. Результаты анализа экспериментальных данных для угла рассеяния $\Theta = 21^\circ$ и ядер ^{12}C , ^{28}Si , ^{40}Ca и ^{56}Fe приведены в четырех статьях, опубликованных в рецензируемых журналах.

Описание полученных результатов: Впервые наблюдается структура в поляризации и сечениях инклюзивного рассеяния $A(p, p')X$ на ядрах ^{12}C (рис. 1), ^{28}Si , ^{40}Ca и ^{56}Fe . Отрезками пунктирной линии на рисунке обозначены интервалы импульсов (II, III и IV) вторичных протонов, в пределах которых поляризация (P) практически одинакова. Причем средняя поляризация растет от интервала II к интервалу IV. Начало каждого интервала примерно совпадает с импульсом, отмеченным на рисунке 1 стрелкой и соответствующим замедлению падения сечения рассеяния (σ^{incl}). На основании сказанного выше, можно предположить, что каждая

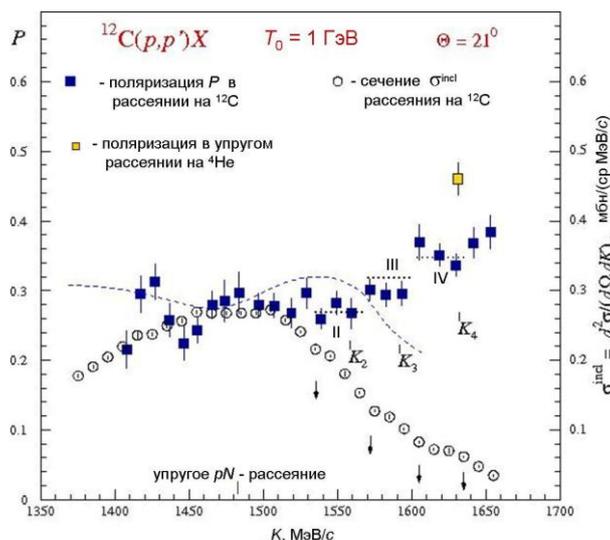


Рис. 1: Штриховая кривая – результат расчета поляризации P в рамках импульсного приближения с искаженными волнами с учетом модификации нуклонного спинора Дирака в ядерной среде. Предполагается, что ядро состоит только из нуклонов. Кинематика реакции: при $K > 1480$ МэВ/с переданный ядру импульс Q практически не меняется и равен 600 МэВ/с ($Q > 2 k_F$).

последующая стрелка соответствует переходу к рассеянию на более тяжелой ядерной частице. Наблюдаемое поведение поляризации и сечения в интервалах II, III и IV возможно связано с квазиупругим рассеянием на нуклонных корреляциях (кластерах),

состоящих из двух, трех и четырех нуклонов. Импульсы K_2 , K_3 и K_4 соответствуют импульсам протонов, упруго рассеянных на малонуклонных кластерах ${}^2\text{H}$, ${}^3\text{He}$ (${}^3\text{H}$) и ${}^4\text{He}$. Импульсы рассчитывались в предположении, что кластер покоится и его масса равна массе соответствующего легкого ядра, а остаточное ядро (X) в реакции находится в основном состоянии. Видно, что вычисленные импульсы находятся в пределах интервалов II, III и IV, ширина которых определяется движением кластеров. Расчеты показали, что последнее наблюдение сохраняется, если масса кластера уменьшается из-за эффекта модификации в ядерной среде. В нашем протонном эксперименте, в отличие от электронного эксперимента в JLAB, мы наблюдаем (в поляризации и сечениях) рассеяние не только на двухнуклонных и трехнуклонных корреляциях, но и на четырехнуклонных кластерах.

Важнейшие результаты 2017 года: Наблюдаются импульсные интервалы (рис. 2) в отношениях сечений рассеяния $\eta({}^{56}\text{Fe}/B)$ на исследованных ядрах ${}^{56}\text{Fe}$ и B, где B = ${}^{12}\text{C}$, ${}^{28}\text{Si}$, ${}^{40}\text{Ca}$, в пределах которых отношение сечений практически не зависит от импульса рассеянных протонов K. Эти интервалы возможно связаны с областями доминирующего рассеяния на нуклонных корреляциях. Интервалы III и IV в

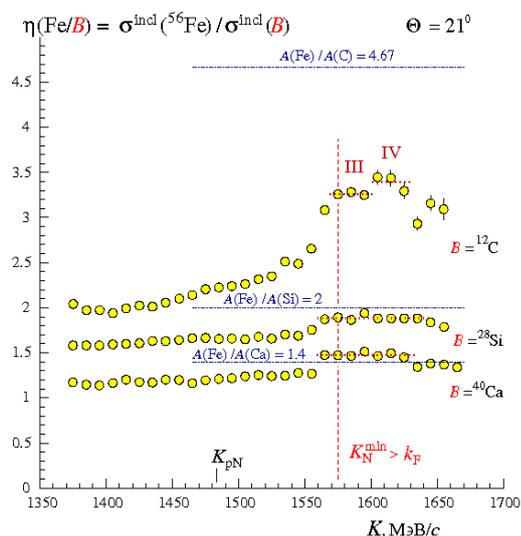


Рис. 2: Отрезки пунктирной линии соответствуют интервалам III, IV для отношения $\eta(\text{Fe}/\text{C})$ и интервалу 1560 – 1635 МэВ/с для отношений $\eta(\text{Fe}/\text{Si})$ и $\eta(\text{Fe}/\text{Ca})$, в которых величина отношения практически не зависит от K. Штрихпунктирные линии отвечают отношениям атомных номеров A соответствующих ядер. Неравенство $K_N^{\text{min}} > k_F$ отделяет область, где минимальный импульс ядерного нуклона больше, чем импульс Ферми для ядра ${}^{12}\text{C}$ (~220 МэВ/с). K_{pN} - импульс вблизи максимума квазиупругого pN -пика (см. рис. 1).

отношении $\eta(^{56}\text{Fe}/^{12}\text{C})$ почти совпадают с интервалами III и IV, обнаруженными в поляризации и сечении (рис. 1) и предположительно соответствующими рассеянию на трехнуклонных и четырехнуклонных корреляциях. Ступенчатый рост отношения $\eta(^{56}\text{Fe}/^{12}\text{C})$ обусловлен тем, что средняя нуклонная плотность в ядре ^{12}C несколько меньше, чем в ядре ^{56}Fe . Отсутствие ступенчатого изменения величины отношений сечений $\eta(^{56}\text{Fe}/^{28}\text{Si})$ и $\eta(^{56}\text{Fe}/^{40}\text{Ca})$ может означать, что средняя нуклонная плотность в ядрах ^{28}Si , ^{40}Ca и ^{56}Fe одинакова. Эффекты в отношениях сечений рассеяния наблюдались ранее на электронном пучке в JLAB, где идентифицировано рассеяние только на двухнуклонных и трехнуклонных корреляциях.

Новые результаты в области мезоатомных и мезомолекулярных явлений.

Исследование мультиферроика $\text{Eu}_{0.8}\text{Ce}_{0.2}\text{Mn}_2\text{O}_5$ с помощью мSR-метода

Исследование мультиферроиков с помощью мSR-метода

В настоящее время в России существует единственная работающая μSR -установка, расположенная на выходе мюонного канала синхроциклотрона СЦ-1000 НИЦ «Курчатовский институт» – ПИЯФ и пятая в мире. На ней проводятся исследования мультиферроиков с помощью мюонного метода исследования вещества (μSR -метод) с целью определения взаимосвязи ферромагнетизма с ферроэлектричеством. Особый интерес представляют мультиферроики типа RMnO_3 и RMn_2O_5 , в которых сегнетоэлектрическое упорядочение индуцируется специальным типом магнитного порядка, понижающего симметрию кристалла до нецентросимметричной. Они обладают гигантским магнитоэлектрическим эффектом, что привлекает к ним внимание исследователей. Изучение особенностей магнитной структуры таких мультиферроиков является ключевым для понимания полярных и структурных их состояний.

С помощью μSR -метода в 2015 - 2016 гг. было проведено сравнительное исследование керамических образцов мультиферроиков $\text{Eu}_{0.8}\text{Ce}_{0.2}\text{Mn}_2\text{O}_5$ и EuMn_2O_5 в области температур $10 \div 300$ К. Обнаружено, что легирование образца EuMn_2O_5 ионами церия Се приводит к незначительному понижению температуры магнитного

фазового перехода – от $T_N=45$ К для образца EuMn_2O_5 до $T_N=42.5$ К для образца $\text{Eu}_{0.8}\text{Ce}_{0.2}\text{Mn}_2\text{O}_5$.

Ниже температуры T_N для обоих образцов существуют два типа локализации термализованного мюона с разной температурной зависимостью частоты прецессии магнитного момента мюона во внутреннем магнитном поле. Более высокая частота в обоих образцах относится к исходной антиферромагнитной матрице. Более низкая, независимая от температуры, частота обусловлена наличием ферромагнитных пар $\text{Mn}^{3+}\text{-Mn}^{4+}$, расположенных как вдоль оси b антиферромагнитной матрицы, так и в областях фазового расслоения, содержащих такие пары ионов и перезаряжающие их e_g -электроны. В обоих образцах обнаружены одинаковые потери поляризации ($\sim 20\%$), связанные с образованием мюониевых комплексов $\text{Mn}^{4+}\text{-Mn}^{4+}\text{+}\mu$ вблизи ферромагнитных пар $\text{Mn}^{3+}\text{-Mn}^{4+}$.

В 2017 г. в TbMnO_3 обнаружена близкая по величине аномально сильная релаксация поляризации мюонов как в магнитоупорядоченном состоянии ниже температуры $T_N = 42$ К, так и в ближней парамагнитной области при $T > T_N$. Этот эффект обусловлен сильной неоднородностью внутреннего магнитного поля и спин-спиновым взаимодействием мюонов с e_g -электронами ионов Mn^{3+} в bc -плоскости циклоиды. Выше температуры Нееля, начиная с температур, зависящих от приложенного магнитного поля, обнаружено двухфазное состояние с существенно различной релаксацией поляризации мюонов. Эти особенности парамагнитного состояния обусловлены наличием областей ближнего магнитного порядка, возникающих в сильно фрустрированном TbMnO_3 . Истинное парамагнитное состояние наблюдалось лишь при $T \geq 150$ К.

Поиск узких резонансов в π р упругом рассеянии в эксперименте EPECUR.

Представлен анализ высокоточных данных по π р упругим сечениям π р рассеяния полученных EPECUR коллаборацией [1] на основе многоканального К-матричного подхода. В общей сложности около 10000 новых экспериментальных точек было включено в анализ. Узкие структуры в этих данных изучаются с точки зрения как открытия новых порогов, так и резонансных вкладов. Результаты показаны на рисунке 1. Частично особенность при $W \approx 1.686$ ГэВ связана с открытием канала

$K\Sigma$. Тем не менее, полное описание данных значительно улучшается с добавлением двух узких резонансных структур при $W \approx 1,686$ и $W \approx 1,720$ ГэВ. Эти структуры

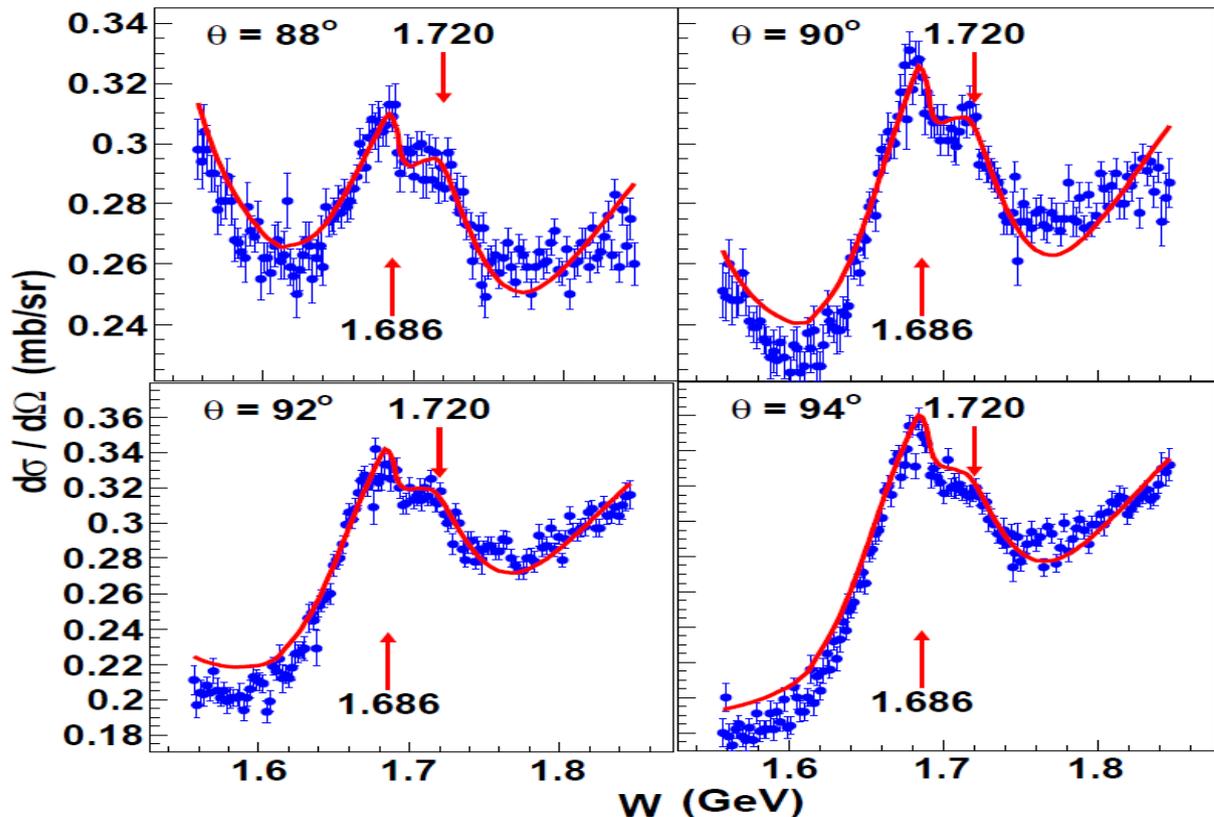


Рис. 1. Дифференциальное сечение $\pi^- p$ в упругом рассеянии. Красная сплошная линия – результаты вычислений с добавленными резонансами

интерпретируются как проявления S_{11} и P_{11} резонансов. Оба резонанса имеют малые ширины и слабую связь с упругим каналом. Это согласуется с предсказанными свойствами нестранного состояния пентакварков. Мы рассматриваем P_{11} (1720) резонанс, который имеет квантовые числа нуклона, как лучший кандидат в качестве нестранного члена экзотического антидекуплета.

6.1. Фундаментальные взаимодействия при сверхвысоких энергиях

6.1.6. Поиски асимптотических эффектов КХД в двухструйных событиях в эксперименте CMS

Главной целью эксперимента на компактном мюонном соленоиде (CMS) на Большом адронном коллайдере (LHC) является поиск новой физики за пределами

Стандартной модели (СМ) и определение пределов ее применимости. Для достижения этой цели CMS постоянно улучшает точность измеряемых параметров СМ и проверяет свойства СМ при новых энергиях. Существуют два основных кинематических режима при столкновениях при высоких энергиях. Один из них, жесткий режим рассеяния ($\sqrt{s} \sim k_T \gg \Lambda_{\text{QCD}}$), который описывается эволюционными уравнениями Грибова-Липатова-Алтарелли-Паризи-Докшицера (ГЛАПД) пертурбативной Квантовой Хромодинамики (КХД), хорошо проверен и широко используется для предсказаний СМ. Другой, полужесткий режим ($\sqrt{s} \gg k_T \gg \Lambda_{\text{QCD}}$), который должен стать доминирующим при асимптотически высоких энергиях, описывается уравнением эволюции Балицкого-Фадина-Кураева-Липатова (БФКЛ).

В 2016 году эксперимент CMS представил еще одно указание на асимптотическое поведение при высоких энергиях в квантовой хромодинамике (КХД), измеряя двух-струйные азимутальные угловые декорреляции с большим разделением струй по быстроте в pp -столкновениях при энергии 7 ТэВ. Предыдущее указание было

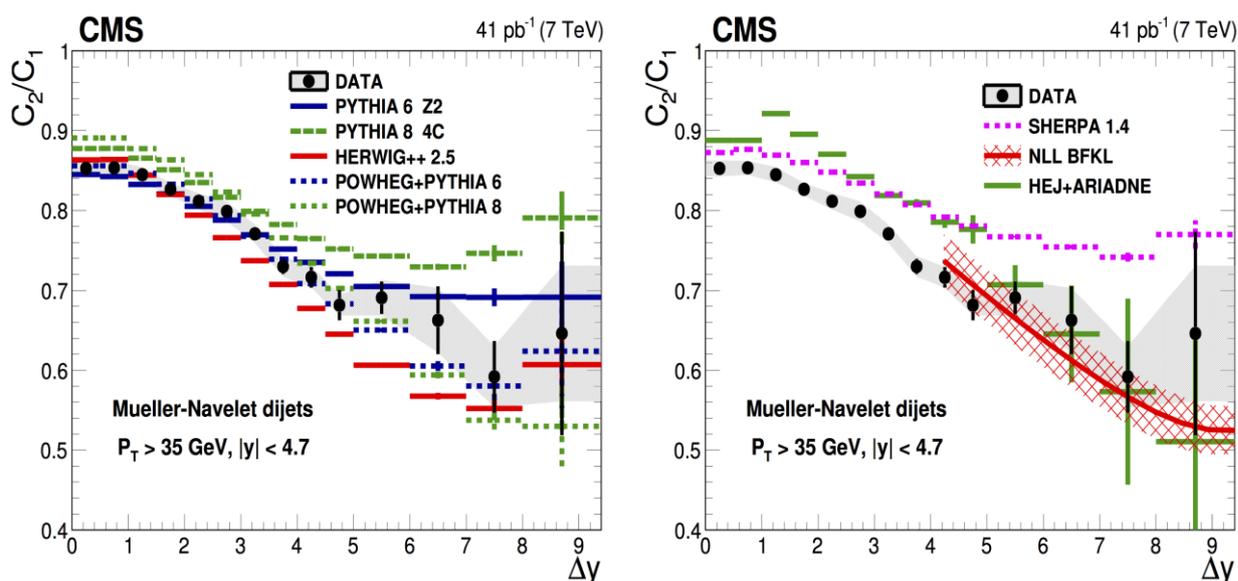


Рис. 1 Отношение усредненных косинусов для одиночных и двойных углов в азимутальной плоскости двух-струйных событий в зависимости от интервала быстроты между струями. Измеренное отношение косинусов согласуется с предсказаниями БФКЛ (сплошная кривая) в NLLA, улучшенным по предписанию Бродского-Фадина-Кима-Липатова-Пивоварова, в то время как различные генераторы событий Монте-Карло основанные на эволюции ГЛАПД, не могут описать все особенности наблюдаемых величин.

обнаружено экспериментом CMS в 2012 г. при измерении отношений двух-струйных сечений с большим интервалом быстроты между струями. Измеренные азимутальные декорреляции на рисунке 1 согласуются с эволюцией БФКЛ в главном логарифмическом приближении с учетом следующих за ведущими вкладами (NLLA), улучшенном по предписанию Бродского-Фадина-Кима-Липатова-Пивоварова (показано сплошной кривой). В то же время различные генераторы событий Монте-Карло, основанные на эволюции ГЛАПД, не могут описать все особенности наблюдаемых величин.

Таким образом, эксперимент CMS получил новое указание об асимптотическом проявлении БФКЛ-эволюции в азимутальных декорреляциях двух-струйных событий с большим быстроты между струями при энергии LHC 7 ТэВ. Необходимы дальнейшие измерения при более высоких энергиях, чтобы установить новую высокоэнергетическую асимптотику CM.

Изучение процесса электрослабого образования Z-бозона в экспериментах CMS и ATLAS на LHC (2017)

Процесс электрослабого образования Z-бозона с двумя ассоциированными адронными струями на LHC (см рисунок 1) впервые наблюдал эксперимент CMS при 7 ТэВ в 2013 году. Эксперимент ATLAS подтвердил эти измерения в 2014 г при 8 ТэВ. Процесс образования Z-бозона в результате слияния двух W-бозонов (Рис.1 слева) дает важнейшую информацию о самодействии векторных бозонов, связанных с неабелевой природой электрослабых взаимодействий Стандартной Модели (SM).

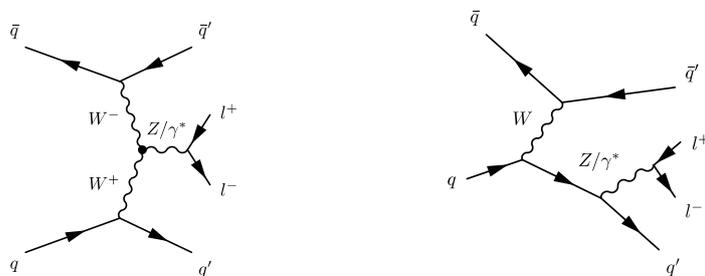


Рис. 1. Процессы электрослабого образования Z-бозона на LHC

Данный процесс также чувствителен к проявлениям новой физики за пределами СМ, так как многие модели новой физики предсказывают аномально большое взаимодействие векторных бозонов.

Измеренные сечения электрослабого образования Z-бозона с двумя ассоциированными адронными струями в CMS:

$$\sigma = 154 \pm 24 \text{ (стат.)} \pm 46 \text{ (сист.)} \pm 26 \text{ (теор.)} \pm 3 \text{ (свет.) фб при } m_{JJ} > 120 \text{ ГэВ, 7 ТэВ;}$$

$$\sigma = 174 \pm 15 \text{ (стат.)} \pm 40 \text{ (сист.) Фб при } m_{JJ} > 120 \text{ ГэВ, 8 ТэВ;}$$

и в ATLAS:

$$\sigma = 10.7 \pm 0.9 \text{ (стат.)} \pm 1.9 \text{ (сист.)} \pm 1.9 \text{ (свет.) фб при } m_{JJ} > 1000 \text{ ГэВ, 8 ТэВ}$$

в рамках имеющихся неопределенностей хорошо согласуются с теоретическими предсказаниями Стандартной Модели.

Недавно представленные измерения сечения данного процесса экспериментом CMS при 13 ТэВ $\sigma = 552 \pm 19 \text{ (стат.)} \pm 55 \text{ (сист.) фб}$ хорошо согласуется в пределах неопределенностей с теоретическим предсказанием СМ в ведущем порядке $543 \pm 24 \text{ фб}$.

Фундаментальные взаимодействия при сверхвысоких энергиях

Каналирование пучков ЛНС изогнутыми кристаллами

Исследование развивает новый подход к формированию пучков сверхвысоких энергий, основанный на использовании эффектов каналирования и объемного отражения заряженных частиц в кристаллах, с целью уменьшения гало пучков на коллайдерах. Актуальность исследования определяется его важным значением в программе повышения светимости ЛНС.

В 2013-2014 гг. разработаны кристаллические дефлекторы для ЛНС (см рисунок 1) и установлены в кольцо ЛНС на Пучок 1. В 2015-2017 гг. выполнена серия опытов, в которых наблюдается и исследовано отклонение пучка протонов с энергией 6.5 ТэВ изогнутыми кристаллами кремния. Результат измерений показан на рисунке 2. По горизонтальной оси графика отложен угол кристалла, по вертикальной оси – скорость счета монитора потерь пучка, расположенного рядом с кристаллом. Плато с пониженной скоростью счета соответствует области объемного отражения, глубокий провал – области каналирования. Отклоненный каналированный пучок был

перехвачен вторичным коллиматором и зарегистрирован по увеличению скорости счета мониторов потерь, расположенных вблизи этого коллиматора. Одновременно в режиме каналирования наблюдается значительное снижение потерь пучка в кольце коллайдера. Таким образом, практически подтверждена осуществимость высокоэффективной кристаллической коллимации пучков сверхвысоких энергий.

В 2017 г. два новых кристалла ПИЯФ установлены в кольцо ЛНС на Пучок 2. Кристаллы продемонстрировали эффективное снижение потерь при энергии инжекции 450 ГэВ и на максимальной энергии 6,5 ТэВ.

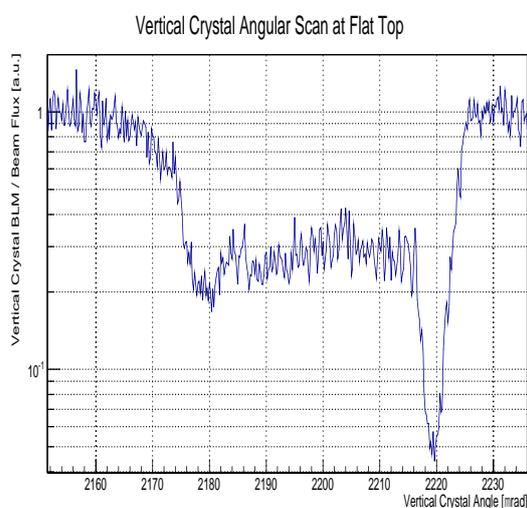
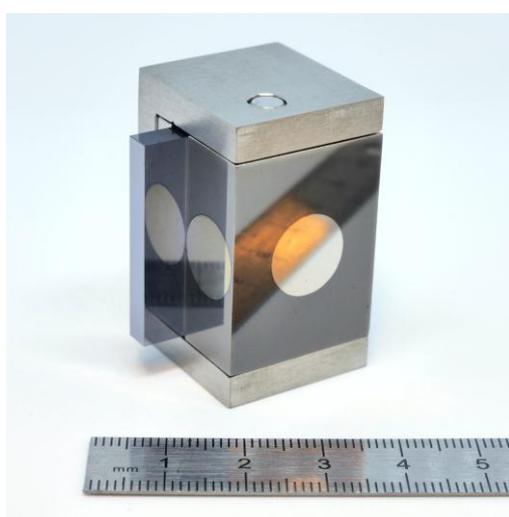


Рис 1. Разработанный и изготовленный в ПИЯФ кристаллический дефлектор для ЛНС (слева). Длина кристалла по пучку 4 мм. Упругоквазимозаичный изгиб каналирующих плоскостей (111) равен 50 мкрад. Угловой скан (справа) изогнутым кристаллом при энергии 6.5 ТэВ

Фундаментальные взаимодействия при сверхвысоких энергиях

Изучение свойств бозона Хиггса в эксперименте ATLAS и CMS

Эксперименты CMS и ATLAS, наиболее амбициозные проекты современной физики высоких энергий, продемонстрировали на первом этапе работы ускорителя ЛНС уникальные возможности по расширению границ наших знаний в области фундаментальной физики элементарных частиц. На данный момент основным результатом CMS и ATLAS является открытие в 2012 г. бозона Хиггса. В

Стандартной модели (СМ) бозон Хиггса это квант фундаментального скалярного поля, которое отвечает за спонтанное нарушение электрослабой симметрии и появления масс частиц.

Важную роль в обнаружении бозона Хиггса и определении его свойств сыграли торцевой мюонный детектор CMS (система EMU) и центральный трекер ATLAS – детектор переходного излучения (система TRT), в разработку и создание которых весомый вклад внес ПИЯФ НИЦ КИ.

В 2016 году эксперименты ATLAS и CMS представили совместные результаты, основанные на данных полученных в 2011 и 2012 годах, по измерению констант связи бозона Хиггса с векторными бозонами СМ и фермионами. Представленные результаты основаны на пяти процессах рождения бозона Хиггса – рождение через слияние глюонов, рождение через слияние калибровочных бозонов, ассоциативное рождение вместе с W - или Z -бозоном и рождение через пару топ-кварков, и на шести процессах распада бозона Хиггса - $H \rightarrow ZZ, WW, \gamma\gamma, \tau\tau, bb$, и $\mu\mu$. Результаты получены в предположении, что масса бозона Хиггса равна 125,09 ГэВ, что соответствует значению полученному для совместного анализа данных экспериментов CMS и ATLAS. Совместный анализ чувствителен как к константам связи бозона Хиггса с легкими векторными бозонами, так и к более тяжелым фермионам (t-кварки, b-кварки, т лептоны, а также незначительно к мюонам). Анализ также чувствителен к эффективным константам связи бозона Хиггса к фотонам и глюонам. На БАК измеряются только произведения сечений на вероятность распада в данный канал, так как ширина бозона Хиггса не может быть исследована без предположения, что процессы рождения и распадов бозонов Хиггса близки к предсказываемым в Стандартной модели.

Комбинированный анализ, представленный в данной работе, позволяет значительно улучшить результаты, опубликованных каждым экспериментом по отдельности. Точность полученных результатов улучшается в большинстве случаев на коэффициент приблизительно 1/2, как и следовало ожидать для сочетания двух в значительной степени некоррелированных измерений на основе выборок данных аналогичного размера.

На рисунке 1 показаны результаты объединенных измерений уровней сигналов по отношению к ожидаемым в Стандартной модели для рождения (слева) и распадов (справа)

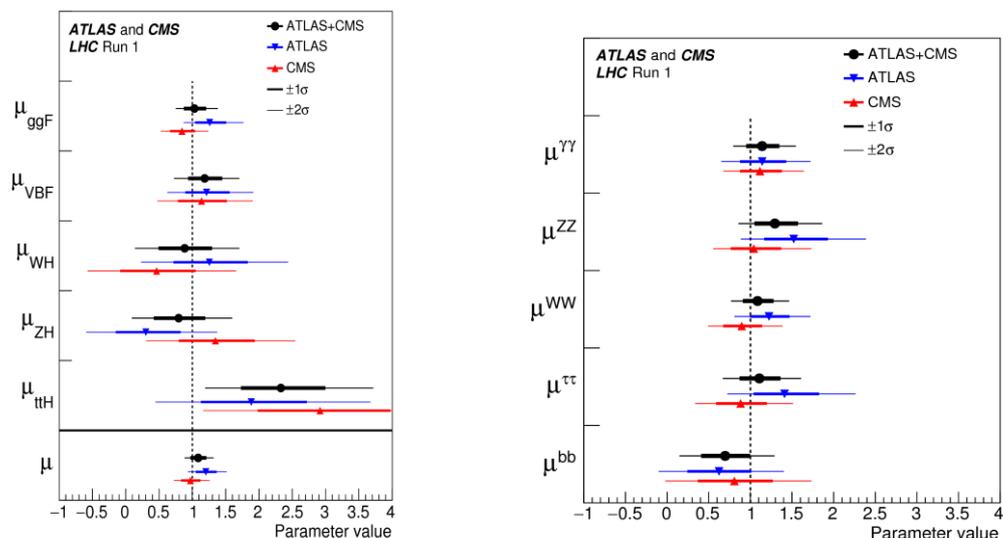


Рис. 1. Результаты объединенных измерений экспериментами CMS и ATLAS уровней сигналов по отношению к ожидаемым в Стандартной модели для рождения (слева) и распадов (справа) бозона Хиггса. Показаны также результаты каждого эксперимента. Толстыми линиями показана ошибка измерения 1σ , а тонкими линиями 2σ .

(справа) бозона Хиггса. Полный уровень сигнала к ожидаемому составил $1,09 \pm 0,11$. В объединенных измерениях также показано, что наблюдаются процессы рождения бозона Хиггса через процесс слияния бозонов SM и распад $H \rightarrow \tau\tau$ на уровне 5,4 и 5,5 стандартных отклонения, соответственно.

Таким образом, заключительные данные Run I по образованию и распаду бозона Хиггса, и по ограничениям на его константы связи, в рамках имеющихся неопределенностей, согласуются с Стандартной моделью.

В 2017 году используя данные накопленных за весь период работы БАК, были

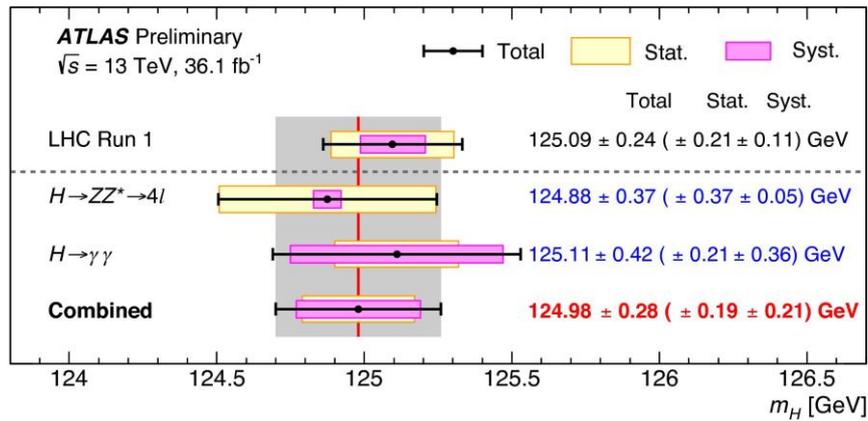


Рис.2. Масса бозона Хиггса, полученная в результате анализа данных Run I (ATLAS и CMS комбинированный результат) и Run II (2016-2016 гг, ATLAS). Красной вертикальной линией показан усредненный результат.

получены более точные значения для массы бозона Хиггса, а, так же, для сечений его рождения в процессах: $H \rightarrow \gamma\gamma$, $H \rightarrow ZZ \rightarrow 4l$ и вероятностей распада в различных каналах. В результате проведенных исследований, были получены более точные значения для массы бозона Хиггса (Рис. 2).

Поиск тяжелых резонансов в эксперименте ATLAS

Целью данной работы является поиск тяжелых (с массами порядка 1 ТэВ) резонансов, являющихся бозонами, т.е. обладающих целым спином. Целый класс моделей, призванных решить проблемы Стандартной Модели (СМ), такие как существование тёмной материи, проблема калибровочной иерархии и т.д., содержит дополнительные калибровочные бозоны, обычно обозначаемые Z' (нейтральный) и W' (заряженный).

Поиск осуществлялся в каналах распада $W' \rightarrow l\nu$ и $Z' \rightarrow ll$, где l обозначает электрон или мюон. В 2017 году в данных, соответствующих 36.1 фбн^{-1} интегральной светимости, статистически значимого отклонения данных от предсказания СМ обнаружено не было. В отсутствие зарегистрированного сигнала от распада тяжёлых

бозонов были установлены новые пределы на сечения рождения W' - и Z' -бозонов, σ , умноженные на вероятность их распада в каналах $W' \rightarrow l\nu$ и $Z' \rightarrow ll, B$, на уровне

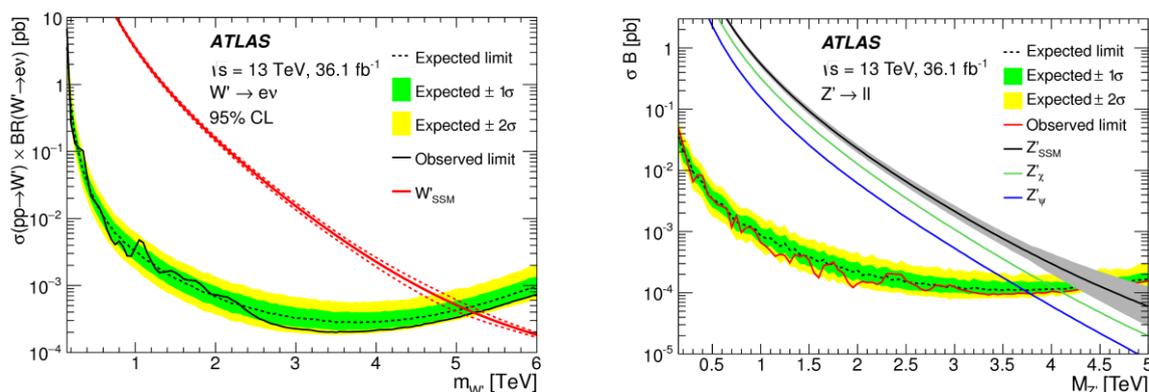


Рис. 1. Ожидаемый (черная пунктирная линия) и наблюдаемый (черная сплошная линия) пределы на сечение $\sigma \times B$, установленные с уровнем достоверности 95% для объединения электронного и мюонного каналов, для бозонов W' (слева) и Z' (справа). Также показаны теоретические сечения рождения W' - и Z' -бозонов.

достоверности 95% в зависимости от их масс для некоторых моделей. В качестве базовой модели для поиска была выбрана модель Sequential Standard Model (SSM). В этой модели константа взаимодействия W' - и Z' -бозонов с фермионами совпадает с константой взаимодействия для W - и Z -бозонов СМ. Для поиска Z' -бозонов также рассматривались ТВО модели, основанные на калибровочной группе E_6 , включающей дополнительные нейтральные калибровочные бозоны Z'_{ψ} и Z'_{χ} . На рисунке 1 показаны ожидаемые и наблюдаемые пределы для объединения электронного и мюонного каналов. Существование SSM W' - и Z' -бозонов с массами ниже 5,1 ТэВ и 4,5 ТэВ соответственно, а бозонов Z'_{ψ} и Z'_{χ} с массами ниже 3,8 ТэВ и 4,1 ТэВ соответственно, было исключено на уровне достоверности 95%.

Поиск частиц темной материи в эксперименте ATLAS

Как следует из современных астрофизических измерений тёмная материя составляет $\sim 25\%$ от всей материи во Вселенной. На сегодняшний день существует ряд астрофизических наблюдений, которые указывают на существование темной материи. Поиск частиц “тёмной материи” относится к поиску явлений «новой физики» за

пределами Стандартной модели и является одной из актуальных задач физики элементарных частиц. Основные ожидания в этом направлении связаны с новым этапом работы Большого адронного коллайдера, связанным с повышением энергии сталкивающихся протонов и светимости. В данной работе анализировался процесс моно- Z , в котором, частицы темной материи образуются в результате аннигиляции кварка и антикварка и излучении Z -бозона кварками до их взаимодействия. Так как частицы темной материи не регистрируются детектором, то регистрации продуктов распада Z -бозона позволяет регистрировать такие события.

В ходе работы был измерен спектр событий по поперечной недостающей энергии, который сравнивался со спектром, полученным для всех процессов, предсказываемых Стандартной моделью. В результате анализа данных отклонений от предсказаний стандартной модели не обнаружено. В рамках модельно-независимого подхода были установлены верхние пределы для сечения рождения частиц темной материи в зависимости от массы для разных гипотез медиатора (промежуточной частицы). Были получены ограничения на массу частицы темной материи и медиатора (см. рисунок 1) и сделано сравнение с результатами экспериментов по прямому поиску частиц темной материи. Пределы, полученные на сечения рождения частиц темной материи в процессе моно- Z являются более строгими, чем пределы, полученные в экспериментах по прямому поиску для спин-зависимых взаимодействий в диапазоне масс для частиц темной материи от 1 ГэВ до 1 ТэВ и для спин-независимых взаимодействий в диапазоне масс от 1 ГэВ до 6 ГэВ.

В 2017 году были проанализированы данные, полученные в 2015-2016 годах, соответствующие интегральной светимости 36.1 фбн^{-1} .

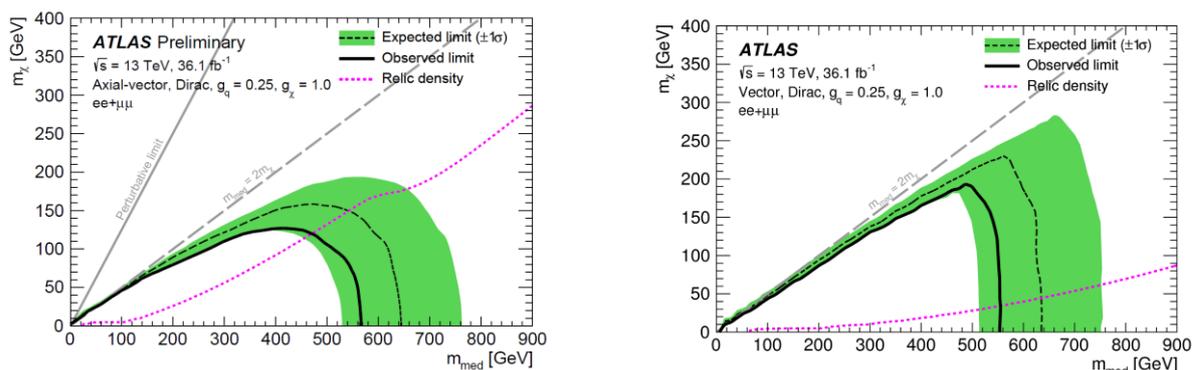


Рис. 1. Пределы на массу частиц темной материи и массу промежуточной частицы (медиатора) в канале моно- Z для модели с аксиально-векторным медиатором (слева) и векторным медиатором (справа) и константами связи $g_\chi=1.0$ и $g_q=0.25$. Серой пунктирной линией показана граница для значений масс медиатора при “on-shell” распаде на частицы темной материи (т.е. когда сумма масс частиц темной материи не превышает массу медиатора). Значения масс внутри области, обозначенной сплошной черной линией исключены.

Измерение угловых коэффициентов лептонных пар в процессе $Z \rightarrow \ell\ell$ в эксперименте ATLAS

Изучение угловых распределений заряженных лептонных пар, образующихся в адрон-адронных столкновениях в процессе Дрелла-Яна, позволяет выполнить прецизионные измерения динамики их рождения за счет спиновых эффектов корреляции между начальными состояниями партонов и конечными состояниями лептонов.

Полное дифференциальное сечение описывающее кинематику двух лептонов от распада Z -бозона может быть записано в виде суммы девяти гармонических полиномов, которые зависят от $\cos\theta$ и φ , умноженных на сечения с соответствующими спиральностями, которые в свою очередь зависят от поперечного импульса (p_T^Z), быстроты (y^Z) и массы (m^Z) Z -бозона. Безразмерные угловые коэффициенты $A_{0-7}(p_T^Z, y^Z, m^Z)$ представляют собой отношение сечений с определенными спиральностями к неполяризованному сечению.

В данной работе впервые выполнено измерение полного набора угловых коэффициентов A_{0-7} в данных, соответствующих интегральной светимости $20,3 \text{ fb}^{-1}$,

накопленных экспериментом ATLAS в pp -столкновениях с энергией $\sqrt{s} = 8$ ТэВ. Точность выполненных измерений для двух диапазонов по быстрой электронных и мюонных пар $0 < |y^Z| < 3.5$ и $0 < |y^Z| < 2.5$ ограничена статистической ошибкой данных, которая равна 0,002 при малых поперечных импульсах p_T^Z и возрастает до 0,008 при $p_T^Z = 100$ ГэВ. Экспериментальные систематические ошибки много меньше чем статистическая ошибка в большинстве случаев. Теоретические систематические ошибки минимизированы путем использования специально разработанной методики измерения угловых коэффициентов так, что ошибка возникающая от неточности знания партонных функций распределения, которая вносит основной вклад в теоретическую систематическую ошибку, меньше 0,004 во всех случаях.

Выполнено сравнение, измеренных угловых коэффициентов, с теоретическими расчетами для различных генераторов Монте-Карло, а также с наиболее точными доступными в настоящее время, вычислениями в фиксированных порядках теории возмущения с точность до $O(\alpha_s^2)$. Достигнутая точность измерений угловых

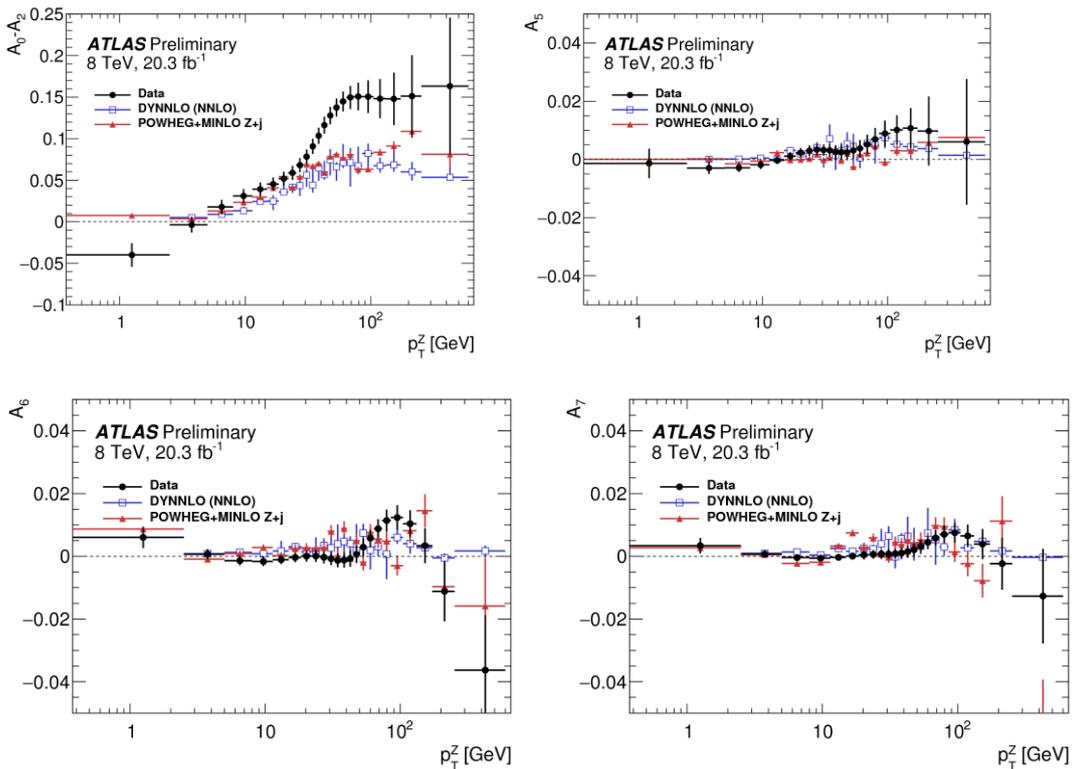


Рис. 1 Измеренная разность угловых коэффициентов A_0 - A_2 (вверху слева) и угловые коэффициенты A_5 (вверху справа), A_6 (внизу слева), A_7 (внизу справа) в зависимости от поперечного импульса лептонной пары

коэффициентов достаточна для проверки вычислений в фиксированных порядках теории возмущений КХД и для проверки реализации в различных генераторах событий моделей развития партонных ливней в процессах адронизации.

Результаты измерений угловых коэффициентов показывают значительное отклонение измеренной разности коэффициентов A_0 - A_2 от расчетов в фиксированных порядках теории возмущений КХД (см. рисунок 1), что указывает на необходимость учета более высоких порядков для описания данных. Впервые показано экспериментально на уровне трех стандартных отклонений (3σ), что коэффициенты $A_{5,6,7}$ не равны нулю, как это и ожидалось из теоретических расчетов (см. рисунок 1 на котором в качестве примера приведена зависимость коэффициента A_5 и A_7 от поперечного импульса Z-бозона).

Измерение угловых коэффициентов A_j , в частности через корреляции угловых распределений в зависимости от поперечного импульса лептонной пары, является важной составляющей частью для последующих прецизионных измерений параметров Стандартной модели на БАК, таких как эффективный угол смешивания $\sin^2\theta_W$ и масса W-бозона.

Изучение корреляций Бозе-Эйнштейна в эксперименте ATLAS

Процесс множественного рождения заряженных частиц при высоких энергиях хорошо описывается мульти-периферической моделью, базирующей на идеях Грибова-Редже. Это подтверждено экспериментальными исследованиями т.н. minimum-bias процессов всеми экспериментами на БАК. Эта модель предсказывает следующие особенности: конечное состояние образуется в результате многократных столкновений партонов, в каждом из которых образуется небольшое количество частиц, и, таким образом, при каждом PP-столкновении имеется много источников частиц малого размера. Есть основания предполагать, что эти источники появляются из-за поляризации КХД вакуума (аналогично возникновению e^+e^- пар при поляризации КЭД вакуума).

В работе были проанализированы данные при энергии сталкивающихся пучков протонов $\sqrt{s} = 7$ ТэВ. Результаты анализа представлены на рисунке 1. Как видно из графиков, радиус R_1 сначала увеличивается с ростом множественности

(увеличивается перекрытие сталкивающихся объектов), и при больших множественностях – насыщается (полное перекрытие). Размер источников частиц R_2 не зависит от множественности. Радиус R_1 определяется расстоянием между источниками, т.е. зависит от модели пространственной структуры сталкивающихся объектов. Результаты работы опубликованы в препринте arXiv:1608.05218v2

В 2017 году начат аналогичный анализ БЭК при энергиях 900 ГэВ, 2.76 и 8 ТэВ. Поведение радиусов R_1 и R_2 при энергиях 7 и 13 ТэВ может являться указанием на достижение асимптотических энергий (в смысле универсальности поведения параметров теории Грибова-Редже) уже при минимальных энергиях адронных коллайдеров. В следующем году планируется закончить БЭК исследования с общепринятой моделью пространственной структуры и начать рассмотрение трехмерной модели (например, продольным и поперечным радиусами).

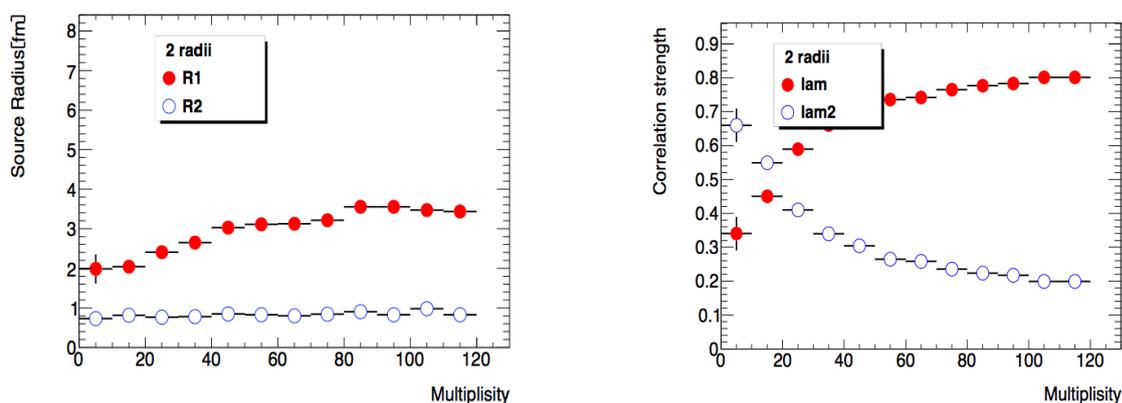


Рис. 1. Зависимость размера области излучения тождественных частиц R_1 и R_2 источника этих частиц от множественности при энергии ЛHC 7 ТэВ (справа). На рисунке слева показана зависимость размера области излучения тождественных частиц R_1 и R_2 источника этих частиц от множественности при энергии ЛHC 7 ТэВ.

Перспективным также является применение данного подхода к анализу т.н. underlying events.

Фундаментальные взаимодействия при сверхвысоких энергиях

Первое наблюдение редкого распада $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ и указание на существование распада $B^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$

Стандартная Модель (СМ) физики элементарных частиц описывает сильное и электрослабое взаимодействие всех известных элементарных частиц. Эта теория обладает мощной предсказательной силой и проверяется экспериментально, в том числе в экспериментах на Большом адронном коллайдере (ЦЕРН). Особый интерес для проверки СМ представляют редкие распады частиц, содержащие тяжёлые c - и b -кварки. Так, в рамках СМ удаётся довольно точно рассчитать вероятности и соотношение вероятностей редких распадов нейтральных мезонов: $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ и $B^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$. Согласно СМ, на десять миллиардов родившихся частиц подобного рода только сорок B_s^0 -мезонов и один B^0 -мезон распадаются на $\mu^+ \mu^-$ -пару. Многие теории, разработанные для объяснения астрофизических наблюдений, которые не могут быть описаны в рамках СМ, предсказывают значительное отклонение вероятностей данных распадов от предсказанных СМ. Соотношение вероятностей этих распадов $R \equiv \text{Br}(B^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-) / \text{Br}(B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-)$ также отличается для разных классов подобных теорий. Таким образом, точное измерение вероятностей таких распадов является экспериментальным тестом СМ и инструментом для поиска указаний на существование Новой Физики.

В ноябре 2014 года эксперименты LHCb и CMS представили совместный анализ всех экспериментальных данных, накопленных в сеансах работы БАК. Проведённый анализ позволяет утверждать, что распад $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ экспериментально наблюдается на уровне статистической значимости $6,2\sigma$. Более того, полученные экспериментальные данные на уровне 3σ указывают на существование распада $B^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$. Измеренные вероятности распадов составили:

$$\begin{aligned}\text{Br}(B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-) &= (2,8^{+0.7}_{-0.6}) \times 10^{-9} \\ \text{Br}(B^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-) &= (3,9^{+1.6}_{-1.4}) \times 10^{-10}.\end{aligned}$$

Эти результаты находятся в согласии с предсказаниями СМ: $\text{Br}(B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-)_{\text{СМ}} = (3,66 \pm 0,23) \times 10^{-9}$ и $\text{Br}(B^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-)_{\text{СМ}} = (1,06 \pm 0,09) \times 10^{-10}$. Полученное отношение вероятностей этих распадов $R = 0.14^{+0.08}_{-0.06}$ также согласуется с предсказаниями СМ и некоторых её расширений.

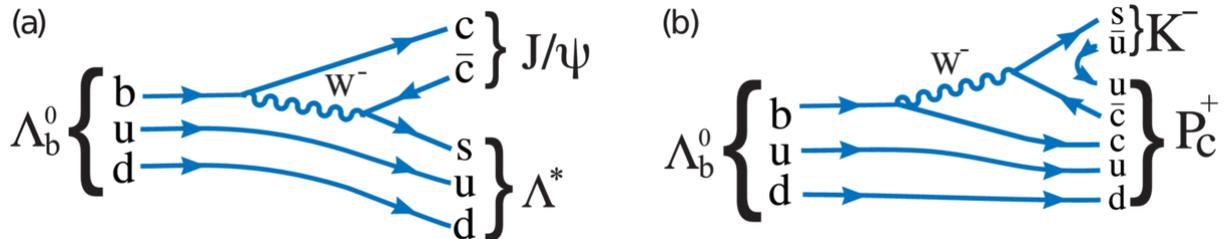
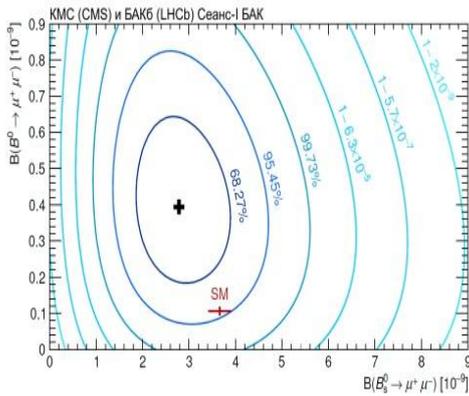
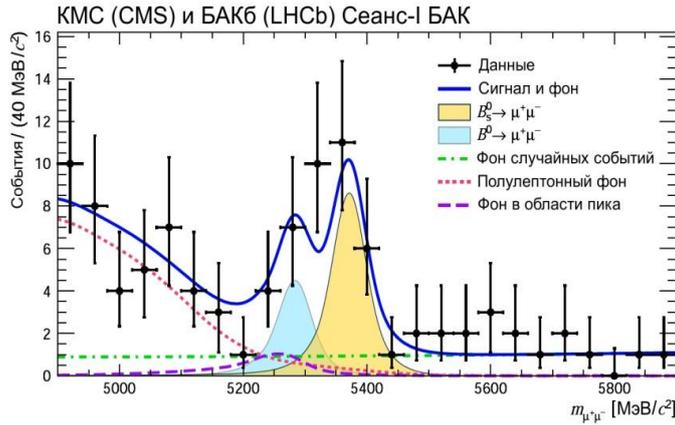


Рис. 1: Диаграммы Фейнмана, соответствующие распадам $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi \Lambda^*$ ($\rightarrow p K^-$) (a) и $\Lambda_b^0 \rightarrow K^- P_c^+$ ($\rightarrow p J/\psi$) (b)

Обнаружение пентакварка в эксперименте LHCb

Известно, что кварки образуют барионы (три валентных кварка) и мезоны (пары кварк-антикварк). Существование других бесцветных комбинаций, например, тетракварка ($qq\bar{q}\bar{q}$) или пентакварка ($qqqq\bar{q}$) не запрещено, однако на сегодняшний день найдено только одно состояние $Z(4430)^+$, возможно состоящее из четырех кварков (тетракварк). Большим достижением сотрудничества LHCb в 2015 году стало открытие пентакварка – частицы, состоящей из четырёх кварков и одного антикварка. Изучался распад Λ_b^0 -гиперона (частицы, состоящий из udb кварков) на протон (uud),

K^- -мезон ($s\bar{u}$) и J/ψ -мезон ($c\bar{c}$). В ходе первого сеанса работы LHC было зарегистрировано примерно 26000 событий, соответствующих этому распаду. Ожидалось, что основной вклад в распад $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi p K^-$ вносят процессы с образованием промежуточных возбужденных Λ -резонансов типа $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi \Lambda^* (\rightarrow p K^-)$. Вместе с тем, данные свидетельствуют о наличии также канала распада $\Lambda_b^0 \rightarrow K^- P_c^+ (\rightarrow p J/\psi)$, когда на первой стадии вместе с K^- -мезоном образуется новая тяжелая частица P_c^+ , которая вскоре распадается на протон и J/ψ -мезон (Рис. 1).

Для прояснения вопроса, может ли интерференция между различными Λ -резонансами, рождающимися в промежуточном состоянии, породить подобные структуры, был проведен многомерный по-событийный амплитудный анализ экспериментальных данных, который показал, что для удовлетворительного описания необходимо включить два новых состояния с массой $4380 \pm 8 \pm 29$ МэВ и $4449.8 \pm 1.7 \pm 2.5$ МэВ. Ширины этих пентакварковых состояний составляют $205 \pm 18 \pm 86$ МэВ и $39 \pm 5 \pm 19$ МэВ, соответственно (Рис. 2).

Статистическая значимость сигналов составляет 9 и 12 стандартных отклонений, соответственно. Амплитудный анализ показал, что эти два состояния имеют противоположные чётности. Получены также ограничения на возможные значения

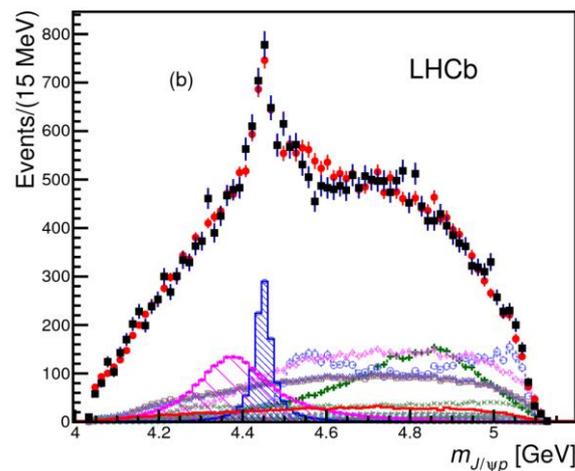


Рис. 2: Спектр инвариантной массы системы $(p J/\psi)$. Экспериментальным данным соответствуют черные точки. Красные точки соответствуют результату амплитудного анализа распада $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi p K^-$. Вклад пентакварковых состояний показан заштрихованными гистограммами.

спинов обнаруженных пентакварков.

6.1.2 Измерение элемента $|V_{ub}|$ матрицы кваркового смешивания

В Стандартной Модели физики элементарных частиц кварковые переходы с изменением аромата происходят под действием слабого взаимодействия, которое осуществляется за счет испускания W^\pm -бозонов. При этом с калибровочными бозонами взаимодействуют суперпозиции кварковых состояний, поэтому в выражения для амплитуд таких переходов входят элементы матрицы кваркового смешивания Кабиббо-Кобаяши-Маскава (ККМ-матрицы). Элемент, определяющий вероятности превращения b -кварка в u -кварк $|V_{ub}|$, является наименьшим среди всех элементов ККМ-матрицы и экспериментально измерен с наибольшей погрешностью. Более того, результаты двух классов измерений этой величины (инклюзивного и эксклюзивного), выполненных ранее экспериментами Belle и BaBar, расходятся между собой более чем на три стандартных отклонения.

В 2015 году в эксперименте LHCb на Большом Адронном Коллайдере был использован новый эксклюзивный метод измерения $|V_{ub}|$, основанный на измерении вероятности впервые зарегистрированного распада $\Lambda_b^0 \rightarrow p\mu\bar{\mu}$.

Детектирование этого канала распада оказалось возможным благодаря достигнутой в LHCb высокой светимости. Из-за кинематических особенностей данного распада, события группируются в области больших инвариантных масс системы протон-мюон (см. рисунок 1). Таким образом становится возможным отделить интересующий процесс от фоновых.

Опираясь на теоретические вычисления эффектов сильного взаимодействия, а также на результаты измерений $|V_{cb}|$ элемента ККМ-матрицы, было получено абсолютное значение величины $|V_{ub}|$:

$$|V_{ub}| = (3,27 \pm 0,15_{\text{exp}} \pm 0,16_{\text{LQCD}} \pm 0,06_{\text{Vcb}}) \times 10^{-3}$$

Полученный результат совпадает с эксклюзивными измерениями $|V_{ub}|$. Эти измерения противоречат ранее выдвинутой гипотезе, объясняющей расхождение результатов эксклюзивных и инклюзивных измерений привлечением гипотетических

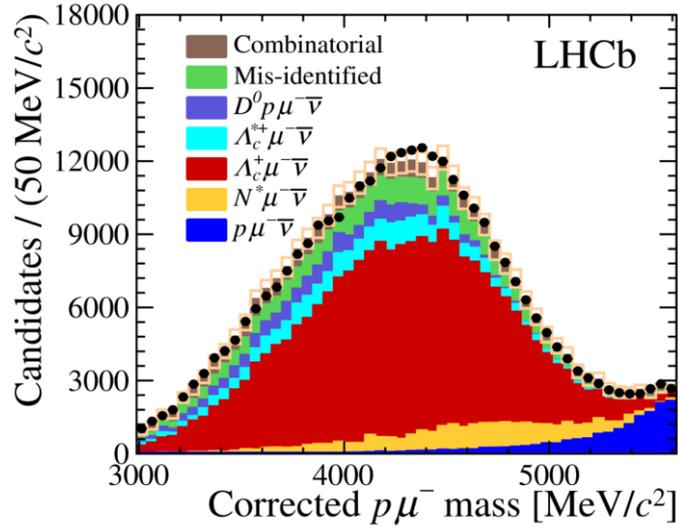


Рис. 1: Инвариантная масса системы протон-мюон, скорректированная с учетом направления вылета Λ_b^0 -бариона. Различными цветами показаны вклады исследуемого и фоновых процессов.

частиц Новой физики. Полученное значение $|V_{ub}|$ окажет влияние на результаты совместного анализа элементов ККМ-матрицы, значения которых связаны между собой соотношениями унитарности.

Исследование эффектов нарушения CP -инвариантности

Основной целью экспериментов БАК является поиск физических явлений, выходящих за пределы Стандартной Модели физики элементарных частиц (СМ). Новая физика призвана объяснить на микроскопическом уровне проблему барионной асимметрии Вселенной, которая, как может быть показано, связана с наличием нарушения комбинированной (CP) четности. В СМ эффекты CP -нарушения предсказываются и наблюдаются в распадах частиц, содержащих b -кварки. Существование таких эффектов связано с наличием комплексной фазы элементов матрицы кваркового смешивания. Стратегия поиска указаний на эффекты физики за пределами СМ состоит в прецизионном измерении параметров нарушения CP инвариантности и сравнении результатов измерений с предсказаниями СМ.

Одним из параметров, который может быть рассчитан в рамках СМ с большой точностью, является угол γ треугольника унитарности, который выражается через элементы матрицы кваркового смешивания как $\gamma = \arg[-V_{ud}V_{ub}^*/V_{cd}V_{cb}^*]$. Неопределенность предсказаний СМ для угла γ меньше 10^{-7} . Величина γ может быть определена измерением соотношений разрешенной ($b \rightarrow cW$) и подавленной ($b \rightarrow uW$) амплитуд в распадах заряженных и нейтральных B -мезонов. В 2016 году были получены новые ограничения на величину γ из распадов B^0 -мезонов [1–3].

В работе, посвященной объединению результатов LHCb по изучению величины γ в разных каналах распада, получен следующий результат: $\gamma = (72,2^{+6,8}_{-7,3})^\circ$ [4]. Приведенные погрешности объединяют неточности статистического и систематического типов. На рисунке 1 приведены ограничения на величину γ для различных B -мезонов. Полученные результаты находятся в согласии с предсказаниями СМ, а также с экспериментальными исследованиями других наблюдаемых, связанных с параметрами треугольника унитарности.

В 2016 году коллаборация LHCb представила результаты анализа данных по распаду $A_b^0 \rightarrow p\pi^-\pi^+\pi^-$, в котором впервые получено указание на проявление эффектов

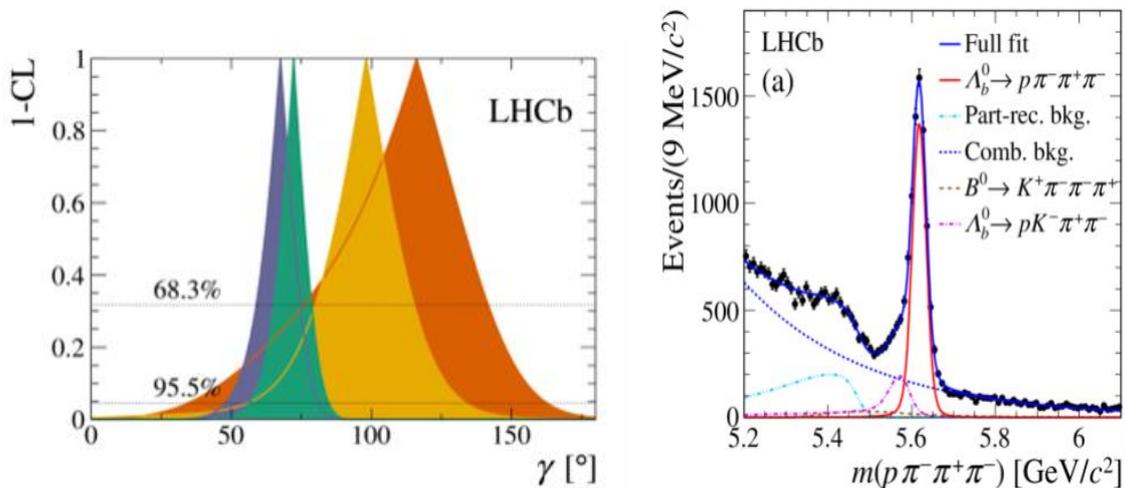


Рис. 1. Спектр распределения вероятности ошибки (слева) первого рода (p-value). Красное, желтое и синее распределения соответствуют измерением с различными типами B -мезонов в начальном состоянии: B_s^0 , B^0 и B^+ , соответственно. Зеленым показан результат объединения измерений по всем начальным состояниям. Спектр инвариантной массы системы $p\pi^-\pi^+\pi^-$ (справа). Точками обозначены экспериментальные данные LHCb. Красная кривая – вклад исследуемого распада A_b^0 , пунктирными и штрих-пунктирными линиями обозначены вклады фоновых компонентов, синяя кривая соответствует сумме всех вкладов.

CP -нарушения для барионов. Используя статистику, накопленную в LHCb в ходе первого сеанса работы БАК, соответствующую интегральной светимости 3 фб^{-1} , было выделено 6646 ± 105 событий-кандидатов данного распада (см. рисунок 2). Для различных частей фазового объема были построены наблюдаемые $a_P^{T\text{-odd}}$ и $a_{CP}^{T\text{-odd}}$, отклонение которых от нуля должно свидетельствовать о нарушении пространственной (P) и комбинированной (CP) четности. Рассматривались два различных разбиения фазового объема. Для обоих разбиений были выявлены участки с отличными от нуля значениями $a_P^{T\text{-odd}}$ и $a_{CP}^{T\text{-odd}}$. Статистическая значимость указаний на нарушение P и CP четности составила 3,3 стандартных отклонения.

1. LHCb collaboration, *Phys. Rev. D* 93 (2016) 112018
2. LHCb collaboration, *JHEP* 06 (2016) 131
3. LHCb collaboration, *JHEP* 08 (2016) 137
4. LHCb collaboration, *arXiv:1611.03076*
5. LHCb collaboration, *arXiv:1609.05216*, Submitted to Nature

6.1.9. Исследование экзотических адронов в эксперименте LHCb

Исследование экзотических адронов – тетракварков и пентакварков – является одним из направлений работы эксперимента LHCb на Большом адронном коллайдере. Большим достижением сотрудничества LHCb в 2015 году стало открытие пентакварков – частиц, состоящих из четырёх кварков и одного антикварка. Изучался распад Λ_b^0 -гиперона (частицы, состоящей из udb кварков) на протон (uud), K -мезон ($s\bar{u}$) и J/ψ -мезон ($c\bar{c}$). Исследование данного канала образования пентакварковых состояний было продолжено в 2016 году. Модельно-независимое исследование подтвердило необходимость включения экзотических пентакварковых компонентов для описания распада $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi p K^-$ [1]. В 2016 году было получено указание на существование пентакварков в другом канале распада: $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi p \pi^-$ [2]. Меньшая статистическая точность здесь объясняется подавлением данного канала распада по элементу матрицы кваркового смешивания $|V_{cd}|$. Статистическая значимость результата составила более трех стандартных отклонений. На рисунке 1 представлен

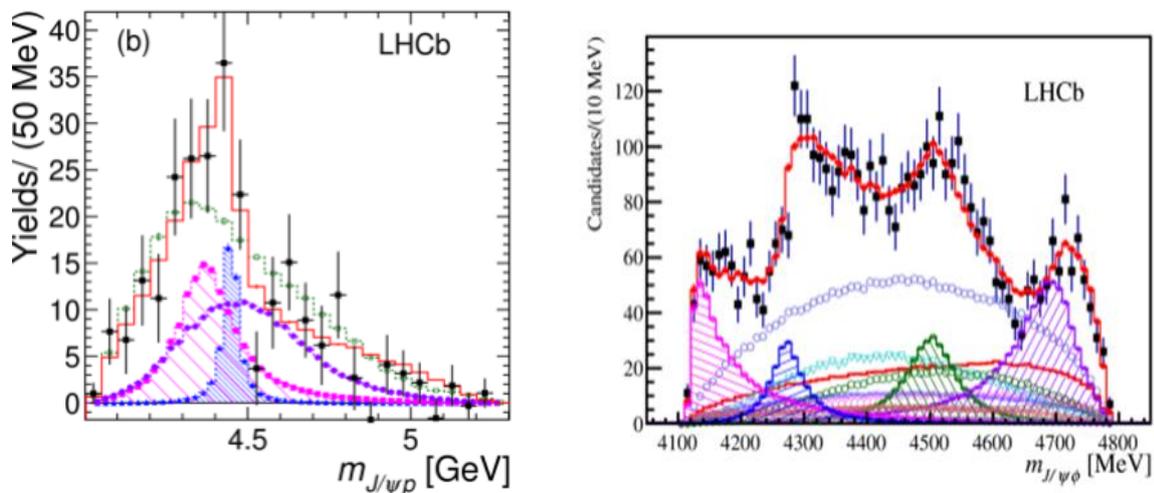


Рис. 1. Спектр инвариантной массы системы $p J/\psi$ для инвариантных масс $p\pi^-$ системы, превышающих $1,8 \text{ ГэВ}/c^2$ (слева). Экспериментальным данным соответствуют черные точки. Красные точки соответствуют результату амплитудного анализа распада $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi p \pi^-$. Вклад пентакварковых состояний показан заштрихованными гистограммами. Спектр инвариантной массы системы $\phi J/\psi$ (справа). Экспериментальным данным соответствуют черные точки. Красные точки соответствуют результату амплитудного анализа распада $B^+ \rightarrow J/\psi \phi K^+$. Вклад экзотических состояний показан заштрихованными гистограммами.

возможный вклад пентакварковых состояний в канал распада Λ_b^0 -бариона в области больших инвариантных масс $p\pi^-$ -системы.

Также, в 2016 году были опубликованы результаты многомерного амплитудного анализа экспериментальных данных по распаду $B^+ \rightarrow J/\psi \phi K^+$. Для удовлетворительного описания угловых распределений и распределений по инвариантным массам продуктов распада B^+ -мезона необходимо допустить существование четырех тяжелых экзотических состояний. Статистическая значимость для каждого из них превышает 5 стандартных отклонений [3]. Проявление данных состояний в спектре инвариантной массы $J/\psi \phi$ наблюдается на рисунке 1. Квантовые числа, соответствующие данным состояниям, определены со статистической значимостью более 4 стандартных отклонений.

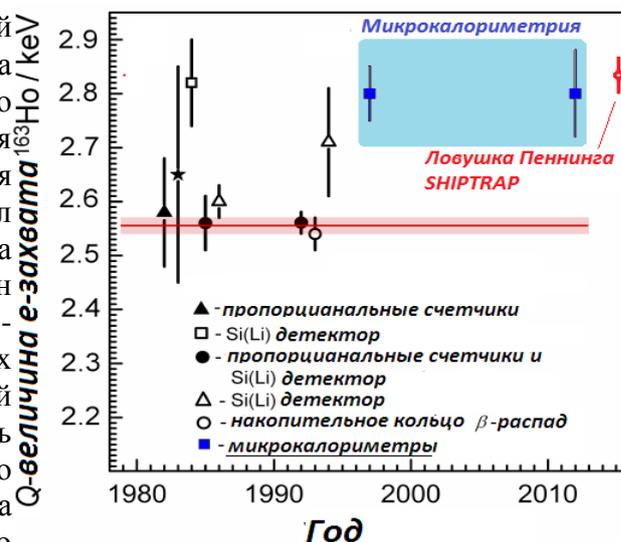
В 2016 году было также изучено возможное рождение в условиях БАК тяжелого экзотического состояния $X(5568)$, сообщение об обнаружении которого (в $B_s^0 \pi^\pm$ канале) было ранее сделано сотрудничеством D0 (Фермилаб, Тэватрон).

Исследование спектра инвариантных масс системы $B_s^0 \pi^\pm$, проведенное в LHCb в протон-протонных соударениях сверхвысоких энергий [4], не подтвердило результат, полученный в эксперименте D0.

1. LHCb collaboration, *Phys. Rev. Lett.* 117 (2016) 082002
2. LHCb collaboration, *Phys. Rev. Lett.* 117 (2016) 082003
3. LHCb collaboration, *arXiv:1606.07895*; *arXiv:1606.07898*
4. LHCb collaboration, *Phys. Rev. Lett.* 117 (2016) 152003.eq.1

Прямое прецизионное измерение разности масс $^{163}\text{Ho} - ^{163}\text{Dy}$ в ионной ловушке.

Нуклид ^{163}Ho обладает наименьшей энергией, выделяемой в процессе захвата основным состоянием ядра орбитального электрона. Поэтому этот нуклид является наилучшим кандидатом для определения массы нейтрино. На сегодняшний день предел на массу нейтрино составляет 225 эВ, тогда как на массу антинейтрино он равен примерно 2 эВ. Значительный прогресс масс-спектрометрии с использованием ионных ловушек и метода криогенной микрокалориметрии позволил предложить программу определения массы нейтрино измерением болометрического спектра атомной разрядки с использованием опорного



прецизионного значения энергии распада Q_{EC} , которая, в свою очередь, может быть независимо получена методом масс-спектрометрии. Эта идея находит воплощение в реализации проекта ЕСНО-1. Однако первые пилотные болометрические измерения Q_{EC} показали значительное расхождение (более 7 σ) с литературными данными, полученными различными методами и оценёнными как 2.56 (2) кэВ (см. Рисунок). Для устранения этого разногласия были проведены прямые измерения разности масс $^{163}\text{Ho} - ^{163}\text{Dy}$ на ионной ловушке SHIPTRAP (Дармштадт). Предварительно немецко-русско-швейцарско-французская коллаборация провела работу по производству нуклида ^{163}Ho на реакторе ILL (Гренобль), его выделению и тщательной химической очистке с последующей масс-сепарацией и изготовлением мишени для пробных измерений на ионной ловушке TRIGATRAP (Майнц).

Измерения резонансной частоты обращения ионов в электромагнитном поле ловушки SHIPTRAP, напрямую связанной с массой иона, проводились новым методом фазового отображения радиального движения иона на позиционно-чувствительный детектор на основе МКП. Результат измерения дал значение 2833 (35) эВ, что хорошо согласуется с величиной 2800 (60) эВ, полученной криогенной микрокалориметрией (см. рисунок). Этот результат

следует рассматривать как подтверждение возможности определения массы нейтрино в предложенной концепции сочетания двух методов. Он открывает путь к её определению на уровне 1 эВ и ниже, что потребует использования более интенсивного источника ^{163}Ho , большей статистики и запуска новой пяти-тандемной ионной ловушки PENTATRAP в рамках проекта ЕСНО-2.

В 2017 году был завершён монтаж системы PENTATRAP в институте М. Планка по ядерной физике в Гейдельберге и в конце года начата её оптимизация.

Прямое прецизионное измерение разности масс $^{187}\text{Re} - ^{187}\text{Os}$ в ионной ловушке.

Другим кандидатом на определение массы нейтрино является пара $^{187}\text{Re} - ^{187}\text{Os}$. Энергия распада ^{187}Re является самой малой из известных в литературе (она почти на порядок величины меньше энергии распада трития, который до настоящего времени считается единственным и эталонным в определении массы нейтрино). Однако, как это видно из рисунка, данные разных экспериментов сильно разнятся. Прямые измерения масс, выполненные нами на установке SHIPTRAP в ГСИ (Дармштадт), показали, что как и в случае пары $^{163}\text{Ho}-\text{Du}$ правильными оказываются данные, полученные методом микрокалориметрии, что свидетельствует о возможности использования последней для анализа спектра с целью извлечения величины массы нейтрино. Это совпадение с калориметрическими данными (полученными без учёта систематической неопределённости) видно на ниже расположенном рисунке.

