

Министерство образования и науки Российской Федерации  
Федеральное государственное автономное образовательное учреждение высшего  
профессионального образования  
«Московский физико-технический институт (государственный университет)»

Факультет общей и прикладной физики

Кафедра физики высоких энергий

На правах рукописи

УДК 539.12.

Тагиев Эмин Рафаилович

**Мечение  $b$  - кварка либо  $\bar{b}$  - антикварка в  $B_s$  -  
мезоне с помощью электронов от распада  
второго  $b$  - адрона в событии по данным  
ATLAS**

Выпускная квалификационная работа

Направление подготовки 03.04.01 Прикладные математика и физика

Магистерская программа: «Физика высоких энергий»

Заведующий кафедрой \_\_\_\_\_ д.ф.-м.н. А.М. Зайцев

Научный руководитель \_\_\_\_\_ к.ф.-м.н. В.И. Николаенко

Рецензент \_\_\_\_\_ д.ф.-м.н. М. М. Шапкин

Студент \_\_\_\_\_ Э.Р. Тагиев

Москва 2017

# Содержание

<b>1</b>	<b>Установка ATLAS</b>	<b>4</b>
<b>2</b>	<b>Парциально-волновой анализ</b>	<b>5</b>
<b>3</b>	<b>Вершинный фит и отбор событий</b>	<b>9</b>
3.1	Отбор событий $B^\pm \rightarrow J/\psi K^\pm$	10
<b>4</b>	<b>Мечение <math>b</math> - кварков</b>	<b>10</b>
4.1	Переменные таггирования	10
4.1.1	Эффективность нахождения дополнительного лептона в событии	10
4.1.2	Вероятность и параметр разбавления	11
4.1.3	Эффективность мечения	12
4.2	Мечение с помощью электронов	12
4.2.1	Параметры электронов и заряженных треков в конусе вокруг направления вылета электронов и их обрезания. Постановка задачи.	13
4.2.2	Мечение без учета взвешенного суммарного заряда треков в конусе вокруг направления движения электронов	14
4.2.3	Мечение с учетом взвешенного суммарного заряда треков в конусе вокруг направления движения электронов	16
4.3	Решение поставленной задачи задачи	18
4.3.1	Вариация $\cos \zeta$ при фиксированном $ \Delta z_0 _{track} < 5$ мм и отсутствии обрезаний на $\Delta R_{track}$	18
4.3.2	Вариация $ \Delta z_0 _{track}$ при фиксированном $\cos \zeta < 0.98$ и отсутствии обрезаний на $\Delta R_{track}$	19
4.3.3	Комбинация наиболее оптимальных обрезаний на $\cos \zeta$ и $ \Delta z_0 _{track}$ при отсутствии обрезаний на $\Delta R_{track}$	20
4.3.4	Вариация $\Delta R_{track}$ при фиксированном $ \Delta z_0 _{track} < 5$ мм и отсутствии обрезаний на $\cos \zeta$	21
4.3.5	Вариация $ \Delta z_0 _{track}$ при фиксированном $\Delta R_{track} > R_{cut} = 0.5$ и отсутствии обрезаний на $\cos \zeta$	22
4.3.6	Комбинация наиболее оптимальных обрезаний на $\Delta R_{track}$ и $ \Delta z_0 _{track}$ при отсутствии обрезаний на $\cos \zeta$	23
4.3.7	Комбинация наиболее оптимальных параметров обрезаний на $\cos \zeta$ , $ \Delta z_0 _{track}$ и $\Delta R_{track}$	24
4.4	Другие методы таггинга	25

<b>5</b>	<b>Измерение параметров <math>CP</math> - нарушения</b>	<b>25</b>
<b>6</b>	<b>Заключение</b>	<b>27</b>

# Введение

Изучение  $B$  - физики и процессов  $CP$  - нарушения в распадах  $b$  - адронов представляет особый интерес, так как в этих процессах может быть скрыта новая физика, выходящая за пределы стандартной модели (СМ). Канал, который считается чувствительным к проявлениям новой физики, представляет собой распад  $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$ . В качестве основного параметра  $CP$  - нарушения рассматривается угол  $\phi_s$ , связанный с элементами матрицы Кобиббо-Кобаяши-Москавы (ККМ) следующим образом:  $\phi_s \simeq -2\beta_s$ , где  $\beta_s = \arg[-(V_{ts}V_{tb}^*)/(V_{cs}V_{cb}^*)]$ . Если исключить физику за пределами СМ, то согласно [1]  $-2\beta_s = -0.0363_{-0.0015}^{+0.0016} \text{ rad}$ .

Помимо  $CP$  - нарушения, наблюдаются осцилляции  $B_s^0 - \bar{B}_s^0$  через боксовые диаграммы. При этом частота осцилляций характеризуется разностью масс  $\Delta m_s$  между тяжелым собственным состоянием ( $B_H$ ) и легким собственным состоянием ( $B_L$ ). Таким образом, еще одной величиной, измеряемой в эксперименте, является  $\Delta\Gamma_s = \Gamma_L - \Gamma_H$ . Согласно [2]  $\Delta\Gamma_s = 0.087 \pm 0.021 \text{ ps}^{-1}$ .

Для улучшения точности измерений вышеупомянутых величин используются разнообразные методы идентификации, т.е. мечения или таггинга, бьюти - антибьюти в момент образования  $B_s^0$ . В данной работе применяется метод мечения с помощью электронов от распада второго  $B$  - адрона в событии на установке ATLAS на данных 2016-го года (Run-2, 13ТэВ). Для улучшения эффективности учитывается взвешенный суммарный заряд треков в конусе вокруг направления вылета электронов. Также проводится работа по поиску наибольшего значения эффективности мечения путем вариации обрезаний на параметры, относящиеся как к электронам, так и к трекам в конусе вокруг электронов. В конце данной работы приводится список величин, измерение которых является конечной целью проводимых исследований. Приводится таблица со значениями данных величин, полученных на данных Run-1 при 7 - 8 ТэВ.

# 1. Установка ATLAS

Установка ATLAS [4] представляет из себя многоцелевой детектор элементарных частиц, обладающий цилиндрической симметрией. Он состоит из компактного внутреннего детектора (рис. 2), в котором отслеживаются траектории частиц, за ним следуют калориметры (рис. 3), измеряющие их энергию, а снаружи расположены мюонные детекторы. На рис. 1 показан общий вид детектора ATLAS в разрезе.

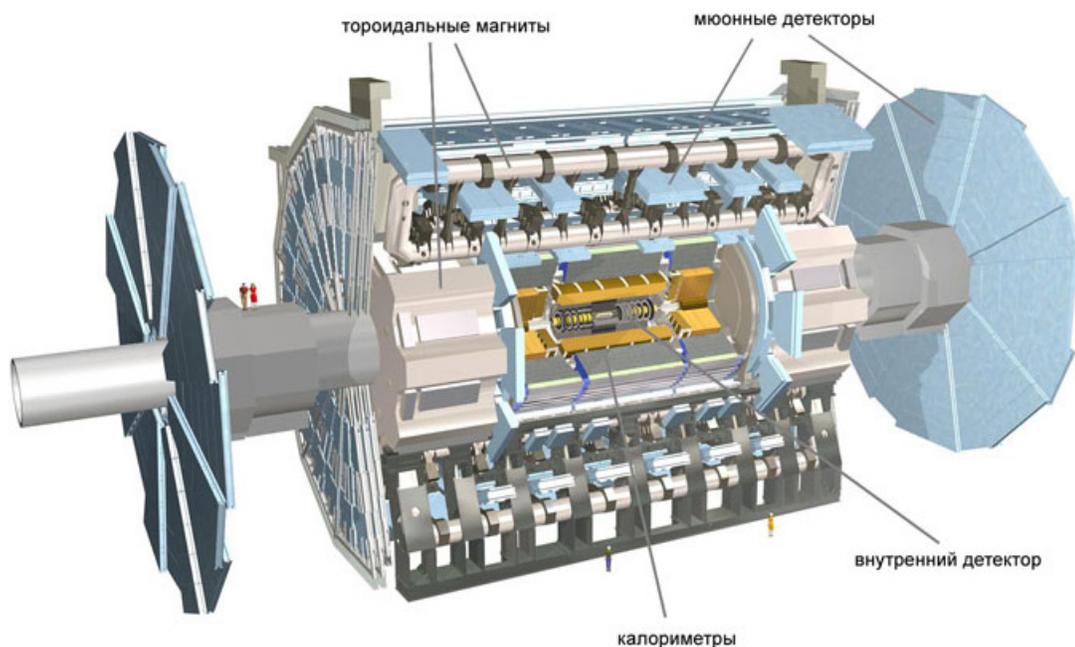


Рис. 1: Общий вид детектора ATLAS в разрезе и его основные компоненты.

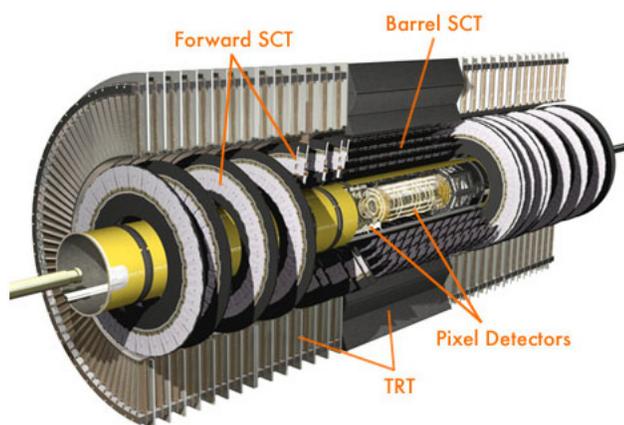


Рис. 2: Внутренняя часть детектора ATLAS. На рисунке показаны: пиксельные детекторы (pixel detectors), полупроводниковые трековые детекторы (SCT) и детекторы переходного излучения (TRT). Радиус внутреннего детектора равен 1,15 м, длина — 7 м. Рис. с сайта atlas.ch.

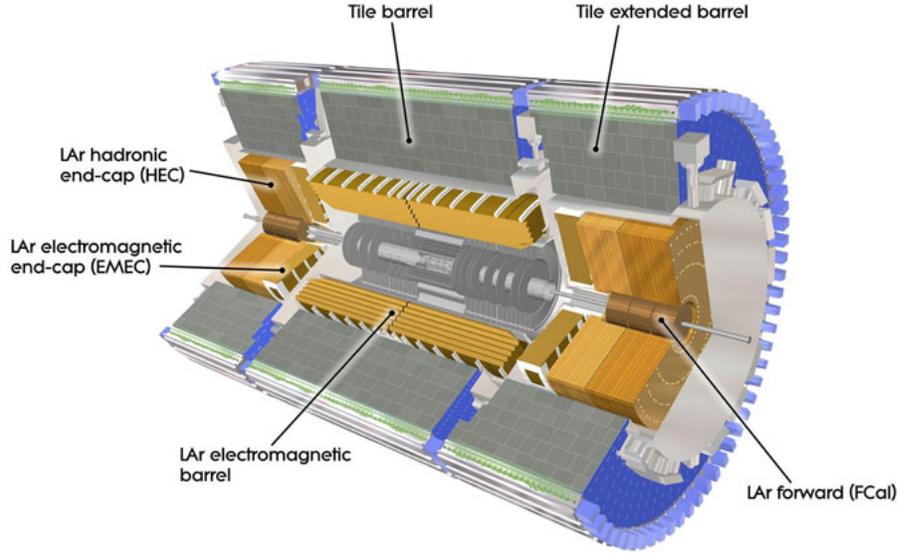


Рис. 3: Схема расположения калориметров в детекторе ATLAS. Коричневым показаны калориметры на жидком аргоне (LAr), серым — калориметры на органических сцинтилляторах. Рис. с сайта cdsweb.cern.ch.

Мюоны детектируются в мюонном спектрометре, который использует газовые мюонные трубки. Детектирование мюонов имеет решающее значение в реконструкции кандидатов в  $B$  - мезоны. Отбор событий для данного анализа основывается на работе димюонных триггеров в распадах  $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ . Результат такой работы в Run-1 при 7 ТэВ представлен на рис. 4. Порог на поперечный импульс  $p_t$  для мюонов составляет 4 ГэВ либо 6 ГэВ.

Существенным обстоятельством является то, что во время модернизации детектора перед запуском Run-2 был сделан дополнительный слой между пучковой трубой и внутренним детектором. Это улучшает измерение времени жизни частиц, в том числе интересующих нас  $B$  - адронов.

## 2. Парциально-волновой анализ

Данные измерения основываются на анализе зависящих от времени угловых амплитуд и кинематике в распадах  $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi \rightarrow (\mu^+ \mu^-)(K^+ K^-)$ , в которых псевдоскаляр распадается на два векторных мезона. Суммарный угловой момент в конечном  $J/\psi \phi$  - состоянии равен 0. Из этого следует, что для сохранения суммарного углового момента, орбитальный угловой момент  $L$  должен быть равен 0, 1 либо 2. В то время, как состояния  $J/\psi$  и  $\phi$  находятся в  $CP$  - четном состоянии,  $CP$  - четность конечного состояния  $J/\psi \phi$  определяется выражением  $(-1)^L$ . Соответственно, состояния с  $L = 0, 2$   $CP$  - четны, а состояние с  $L = 1$   $CP$  - нечетно. Также следует учесть, что на идентификацию  $\phi$  - мезо-

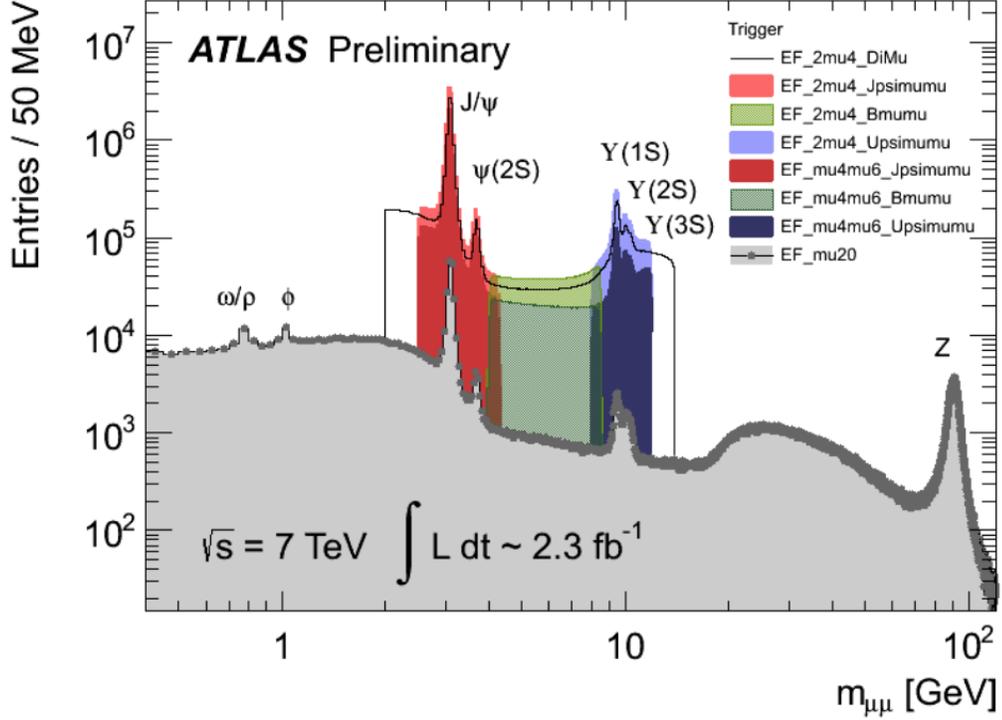


Рис. 4: Результат работы димюонных триггеров при энергиях  $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$  и светимости  $2.3 \text{ fb}^{-1}$ .

нов могут повлиять пары  $K^+K^-$ , образующиеся в результате распада не  $\phi$ , а, например,  $f_0$ . В связи с этим, эти случаи включаются в анализ отдельно, причем орбитальный угловой момент таких пар считается равным нулю ( $S$  - волна), как это, например, бывает при распадах  $f_0(980) \rightarrow K^+K^-$ , а распады, в конечном состоянии которых орбитальный угловой момент пар каонов не равен нулю, считаются подавленными. Таким образом, во всех подобных случаях считается, что системы  $K^+K^-$  находятся в  $S$  - волне, причем комбинация такой пары каонов с  $J/\psi$  приводит к  $CP$  - нечетному состоянию.  $CP$  - состояния различимы с помощью парциально - волнового анализа частиц, находящихся в конечном состоянии.

Схема, по которой определялись углы и проводился анализ, представлена на рис. 5 [5]. Система координат вводится следующим образом:

$$\begin{aligned}\hat{x} &= \frac{\vec{p}(\phi)_{J/\psi}}{|\vec{p}(\phi)_{J/\psi}|}, \\ \hat{y} &= \frac{\vec{p}(K^+)_{J/\psi} - [\vec{p}(K^+)_{J/\psi} \cdot \hat{x}]\hat{x}}{|\vec{p}(K^+)_{J/\psi} - [\vec{p}(K^+)_{J/\psi} \cdot \hat{x}]\hat{x}|}, \\ \hat{z} &= \hat{x} \times \hat{y}.\end{aligned}$$

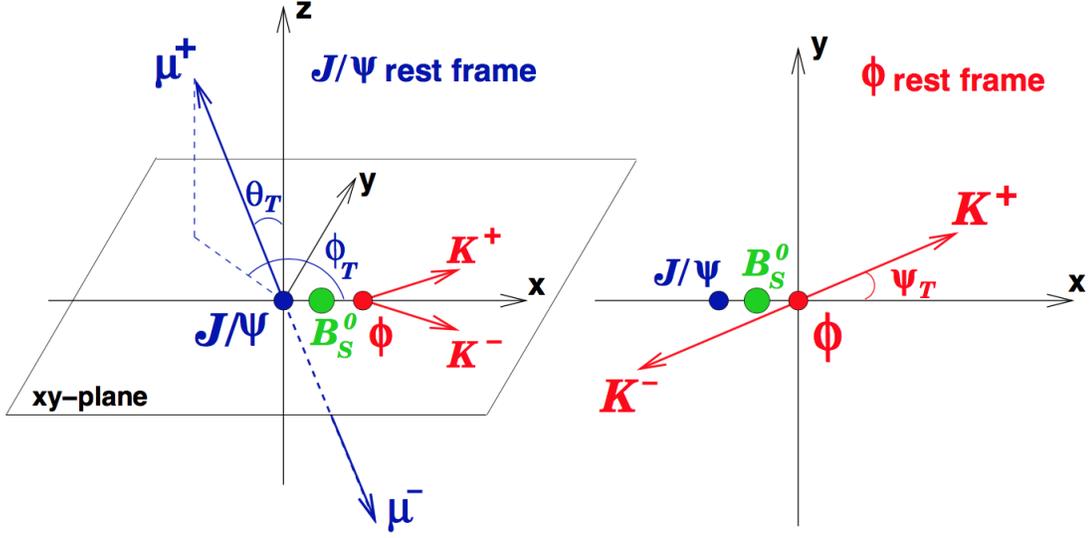


Рис. 5: Определения углов  $\theta_T$ ,  $\psi_T$  и  $\phi_T$ .

Теперь мы можем ввести три угла  $\theta_T$ ,  $\psi_T$  и  $\phi_T$ , которые полностью определяют направление движения частиц в конечном состоянии:

$$\cos\psi_T = -\frac{\vec{p}(K^+)_{\phi} \cdot \vec{p}(J/\psi)_{\phi}}{|\vec{p}(K^+)_{\phi}| \cdot |\vec{p}(J/\psi)_{\phi}|},$$

$$\cos\theta_T = \frac{\vec{p}(\mu^+)_{J/\psi}}{|\vec{p}(\mu^+)_{J/\psi}|} \cdot \hat{z},$$

$$\phi_T = \tan^{-1} \left( \frac{\frac{\vec{p}(\mu^+)_{J/\psi}}{|\vec{p}(\mu^+)_{J/\psi}|} \cdot \hat{y}}{\frac{\vec{p}(\mu^+)_{J/\psi}}{|\vec{p}(\mu^+)_{J/\psi}|} \cdot \hat{x}} \right).$$

Поляризация векторных мезонов в конечном состоянии может быть продольной либо поперечной по отношению к направлению движения, причем поперечный случай разделяется на два возможных варианта: параллельный ( $\parallel$ ) и перпендикулярный ( $\perp$ ). Для дальнейшего анализа вводятся соответствующие этим поляризациям амплитуды  $A_0$ ,  $A_{\parallel}$  и  $A_{\perp}$ , которые зависят от времени.  $A_{\parallel}$  и  $A_0$  соответствуют  $CP$  - четным конечным состояниям, а  $A_{\perp}$  -  $CP$  - нечетному. Согласно нормировке должно выполняться  $|A_0(0)|^2 + |A_{\parallel}(0)|^2 + |A_{\perp}(0)|^2 = 1$ .  $|A_{\perp}(0)|$  определяется из этого условия, а остальные три параметра вычисляются с помощью фита. В дополнение к введенным амплитудам вводятся так называемые сильные фазы  $\delta_0 = 0$ ,  $\delta_{\parallel} = \arg[A_{\parallel}(0)A_0^*(0)]$  и  $\delta_{\perp} = \arg[A_{\perp}(0)A_0^*(0)]$ , так как именно разница между ними является наблюдаемой. Также вводится амплитуда  $A_S$  и фаза  $\delta_S$ , соответствующая  $CP$  - нечетным  $S$  - волно-

вым состояниям, описанным выше. Амплитуды параметризуются следующим образом:  $|A_i|e^{i\delta_i}$ , где  $i = \{0, \parallel, \perp, S\}$ .

Согласно [6] дифференциальная скорость распада задается выражением

$$\frac{d^4\Gamma}{dt d\Omega} = \sum_{k=1}^{10} \mathcal{O}^{(k)}(t) g^{(k)}(\theta_T, \psi_T, \phi_T), \quad (1)$$

где  $\Omega = (\theta_T, \psi_T, \phi_T)$ . В выражении (1)  $\mathcal{O}^{(k)}(t)$  являются функциями, зависящими от времени и отвечающими за вклады от амплитуд  $A_0, A_{\parallel}, A_{\perp}, A_S$  и их интерференций.  $g^{(k)}(\theta_T, \psi_T, \phi_T)$  соответствуют угловым функциям. Выражения для  $\mathcal{O}^{(k)}(t)$  и  $g^{(k)}(\theta_T, \psi_T, \phi_T)$  даны в таблице 6 [3].

$k$	$\mathcal{O}^{(k)}(t)$	$g^{(k)}(\theta_T, \psi_T, \phi_T)$
1	$\frac{1}{2} A_0(0) ^2 \left[ (1 + \cos \phi_s) e^{-\Gamma_L^{(s)} t} + (1 - \cos \phi_s) e^{-\Gamma_H^{(s)} t} \pm 2e^{-\Gamma_s t} \sin(\Delta m_s t) \sin \phi_s \right]$	$2 \cos^2 \psi_T (1 - \sin^2 \theta_T \cos^2 \phi_T)$
2	$\frac{1}{2} A_{\parallel}(0) ^2 \left[ (1 + \cos \phi_s) e^{-\Gamma_L^{(s)} t} + (1 - \cos \phi_s) e^{-\Gamma_H^{(s)} t} \pm 2e^{-\Gamma_s t} \sin(\Delta m_s t) \sin \phi_s \right]$	$\sin^2 \psi_T (1 - \sin^2 \theta_T \sin^2 \phi_T)$
3	$\frac{1}{2} A_{\perp}(0) ^2 \left[ (1 - \cos \phi_s) e^{-\Gamma_L^{(s)} t} + (1 + \cos \phi_s) e^{-\Gamma_H^{(s)} t} \mp 2e^{-\Gamma_s t} \sin(\Delta m_s t) \sin \phi_s \right]$	$\sin^2 \psi_T \sin^2 \theta_T$
4	$\frac{1}{2} A_0(0)  A_{\parallel}(0)  \cos \delta_{\parallel} \left[ (1 + \cos \phi_s) e^{-\Gamma_L^{(s)} t} + (1 - \cos \phi_s) e^{-\Gamma_H^{(s)} t} \pm 2e^{-\Gamma_s t} \sin(\Delta m_s t) \sin \phi_s \right]$	$\frac{1}{\sqrt{2}} \sin 2\psi_T \sin^2 \theta_T \sin 2\phi_T$
5	$ A_{\parallel}(0)  A_{\perp}(0)  \left[ \frac{1}{2}(e^{-\Gamma_L^{(s)} t} - e^{-\Gamma_H^{(s)} t}) \cos(\delta_{\perp} - \delta_{\parallel}) \sin \phi_s \pm e^{-\Gamma_s t} (\sin(\delta_{\perp} - \delta_{\parallel}) \cos(\Delta m_s t) - \cos(\delta_{\perp} - \delta_{\parallel}) \cos \phi_s \sin(\Delta m_s t)) \right]$	$-\sin^2 \psi_T \sin 2\theta_T \sin \phi_T$
6	$ A_0(0)  A_{\perp}(0)  \left[ \frac{1}{2}(e^{-\Gamma_L^{(s)} t} - e^{-\Gamma_H^{(s)} t}) \cos \delta_{\perp} \sin \phi_s \pm e^{-\Gamma_s t} (\sin \delta_{\perp} \cos(\Delta m_s t) - \cos \delta_{\perp} \cos \phi_s \sin(\Delta m_s t)) \right]$	$\frac{1}{\sqrt{2}} \sin 2\psi_T \sin 2\theta_T \cos \phi_T$
7	$\frac{1}{2} A_S(0) ^2 \left[ (1 - \cos \phi_s) e^{-\Gamma_L^{(s)} t} + (1 + \cos \phi_s) e^{-\Gamma_H^{(s)} t} \mp 2e^{-\Gamma_s t} \sin(\Delta m_s t) \sin \phi_s \right]$	$\frac{2}{3} (1 - \sin^2 \theta_T \cos^2 \phi_T)$
8	$ A_S(0)  A_{\parallel}(0)  \left[ \frac{1}{2}(e^{-\Gamma_L^{(s)} t} - e^{-\Gamma_H^{(s)} t}) \sin(\delta_{\parallel} - \delta_S) \sin \phi_s \pm e^{-\Gamma_s t} (\cos(\delta_{\parallel} - \delta_S) \cos(\Delta m_s t) - \sin(\delta_{\parallel} - \delta_S) \cos \phi_s \sin(\Delta m_s t)) \right]$	$\frac{1}{3} \sqrt{6} \sin \psi_T \sin^2 \theta_T \sin 2\phi_T$
9	$\frac{1}{2} A_S(0)  A_{\perp}(0)  \sin(\delta_{\perp} - \delta_S) \left[ (1 - \cos \phi_s) e^{-\Gamma_L^{(s)} t} + (1 + \cos \phi_s) e^{-\Gamma_H^{(s)} t} \mp 2e^{-\Gamma_s t} \sin(\Delta m_s t) \sin \phi_s \right]$	$\frac{1}{3} \sqrt{6} \sin \psi_T \sin 2\theta_T \cos \phi_T$
10	$ A_0(0)  A_S(0)  \left[ \frac{1}{2}(e^{-\Gamma_L^{(s)} t} - e^{-\Gamma_H^{(s)} t}) \sin \delta_S \sin \phi_s \pm e^{-\Gamma_s t} (\cos \delta_S \cos(\Delta m_s t) + \sin \delta_S \cos \phi_s \sin(\Delta m_s t)) \right]$	$\frac{4}{3} \sqrt{3} \cos \psi_T (1 - \sin^2 \theta_T \cos^2 \phi_T)$

Рис. 6: В таблице представлены выражения для  $\mathcal{O}^{(k)}(t)$  и угловых функций  $g^{(k)}(\theta_T, \psi_T, \phi_T)$ . Амплитуды  $|A_0(0)|^2$  и  $|A_{\parallel}(0)|^2$  соответствуют  $CP$  - четным состояниям распада (волны с  $L = 0, 2$ )  $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$ , а  $|A_{\perp}(0)|^2$  -  $CP$  - нечетным (волна с  $L = 1$ ). Представлены также соответствующие фазы  $\delta_0, \delta_{\parallel}$  и  $\delta_{\perp}$ . По соглашению  $\delta_0$  приравнивается к нулю.  $S$  - волновая амплитуда  $|A_S(0)|^2$  соответствует распаду  $B_s^0 \rightarrow J/\psi K^+ K^- (f_0)$  и фазе  $\delta_S$  ( $k = 7 - 10$ ). Знаки  $\pm$  и  $\mp$  обозначают два случая: верхний знак ставится, если в начальном состоянии был  $B_s^0$  - мезон, а нижний, если был  $\bar{B}_s^0$ .

Теперь мы можем понять, зачем нужно проводить таггинг. Взглянув на эту таблицу, можно заметить, что при  $k = 1 - 4, 7, 9$  в  $\mathcal{O}^{(k)}(t)$  входят выражения, включающие в себя осцилляционные члены  $\pm e^{-\Gamma_s t} \sin(\Delta m_s t) \sin \phi_s$ . При остальных  $k$  в  $\mathcal{O}^{(k)}(t)$  входят

члены с  $\cos \phi_s \sin(\Delta m_s t)$ . При маленьких углах  $\phi_s$  справедливо  $\sin \phi_s \simeq \phi_s$ . Отсюда следует, что измерение членов с  $\sin \phi_s$  позволяет значительно улучшить точность измерения  $\phi_s$ . Именно с помощью мечения бьюти - антибьюти можно вычислить члены  $\pm e^{-\Gamma_s t} \sin(\Delta m_s t) \sin \phi_s$ , тем самым улучшив точность измерения  $\phi_s$ . Остальные члены, включающие в себя  $\cos \phi_s \sin(\Delta m_s t)$  с таггингом не связаны.

### 3. Вершинный фит и отбор событий

События должны пройти отборы димюонных триггеров, результат работы которых проиллюстрирован на рис. 4. Также каждое событие должно содержать хотя бы одну восстановленную первичную вершину, формирующуюся четырьмя треками во внутреннем детекторе и хотя бы одной парой противоположно заряженных мюонов, информация о которых берется из мюонного спектрометра (МС) и внутреннего детектора (ВД). Такие мюоны, информация о которых берется как из МС, так и ВД, называются комбинированными (combined - muon). Мюоны, которые не ассоциируются с треком в МС, но относятся к треку в ВД, экстраполированному к МС, называются сегмент - мечеными (segment - tagged muon). Для вершинного фита пары мюонов должно выполняться условие  $\chi^2/d.o.f. < 10$ . Инвариантная масса такой пары берется из параметров фита.

Для того, чтобы учесть изменения массового разрешения в различных частях детектора,  $J/\psi$  - кандидаты разделены на три подмножества согласно псевдобыстротам  $\eta$  мюонов. Применяется метод максимума правдоподобия для нахождения массы  $J/\psi$  и соответствующих интервалов по массе для этих трех подмножеств. Когда оба мюона имеют  $\eta < 1.05$ , димюонная инвариантная масса должна находиться в диапазоне 2.959 – 3.229 ГэВ, чтобы такая пара была принята в качестве кандидата в  $J/\psi$ . Когда один мюон имеет  $1.05 < |\eta| < 2.5$ , а другой -  $|\eta| < 1.05$ , то соответствующий интервал - 2.913 – 3.273 ГэВ. Для третьей группы, где оба мюона имеют  $1.05 < |\eta| < 2.5$ , область сигнала составляет 2.852 – 3.332 ГэВ. В каждом случае область сигнала определяется таким образом, чтобы включить 99.8% кандидатов в  $J/\psi$ .

Существенным обстоятельством является то, что установка ATLAS в силу технических характеристик не может провести идентификацию каонов. В связи с этим кандидаты в  $\phi \rightarrow K^+ K^-$  восстанавливаются из всех пар противоположно заряженных частиц с  $p_T > 1$  ГэВ и  $|\eta| < 2.5$ , которые не были идентифицированы как мюоны. Кандидаты в события  $B_s^0 \rightarrow J/\psi(\mu^+ \mu^-)\psi(K^+ K^-)$  отбираются путем проведения вершинного фита треков для каждой комбинации из  $J/\psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$  и  $\phi \rightarrow K^+ K^-$ . Квадруплет треков принимается для дальнейшего анализа, если вершинный фит имеет  $\chi^2/d.o.f. < 3$ ,  $p_T$  каждого трека от  $\phi \rightarrow K^+ K^-$  больше одного ГэВа, и инвариантная масса пар треков (при усло-

вии, что они являются каонами) находится в интервале  $1.0085 \text{ ГэВ} < m(K^+K^-) < 1.0305 \text{ ГэВ}$ . Если есть больше, чем один принятый кандидат в событии, отбирается кандидат с наименьшим  $\chi^2/d.o.f < 3$ .

### 3.1 Отбор событий $B^\pm \rightarrow J/\psi K^\pm$

Для калибровки и оценки параметров таггинга используются распады  $B^\pm \rightarrow J/\psi K^\pm$ . Для того, чтобы выбрать кандидата в  $B^\pm \rightarrow J/\psi K^\pm$ , нужно для начала отобрать события с  $J/\psi$ , следуя указаниям, данным выше: каждый мюон должен иметь поперечный импульс не менее четырех ГэВ и псевдобыстроту в пределах  $|\eta| < 2.5$ . Инвариантная масса димюонного кандидата должна быть в пределах  $2.8 \text{ ГэВ} < m(\mu^+\mu^-) < 3.4 \text{ ГэВ}$ .

Для изучения распределений, соответствующих  $B^\pm$  - сигналам с вычтенным фоном, применяется метод вычитания боковых по отношению к сигналу зон. События разделяются на три подгруппы по массе: зона сигнала или пика и две боковые зоны. Позиция зоны сигнала около отфитированного пика выбрана в пределах  $[5235, 5325] \text{ МэВ}$ , а позиции боковых зон - в пределах  $[5190, 5235] \text{ МэВ}$  и  $[5325, 5370] \text{ МэВ}$  слева и справа от сигнала соответственно.

На рис. 7 показано распределение  $B$  - кандидатов по инвариантной массе. Вертикальными линиями отмечены боковые зоны и зона сигнала.

## 4. Мечение $b$ - кварков

Для того, чтобы улучшить точность измерений, необходимо выполнить идентификацию  $B$  - адронов в момент их образования, то есть выполнить таггинг бьюти - антибьюти. Для этого используется информация от распадов других  $B$  - адронов в событии. Как будет видно в дальнейшем, могут быть использованы полулептонные распады второго бьюти, например, распады с мюонами (согласно [7]  $Br(b \rightarrow \mu^- X)$  и  $Br(\bar{b} \rightarrow \mu^+ X)$  равны приблизительно 10%). Для оценки качества и эффективности методов таггинга рассматриваются следующие величины.

### 4.1 Переменные таггирования

#### 4.1.1 Эффективность нахождения дополнительного лептона в событии

Этот параметр определяется отношением количества  $B$  - событий, которые могут быть идентифицированы, используя, например, события с мюонами или электронами,

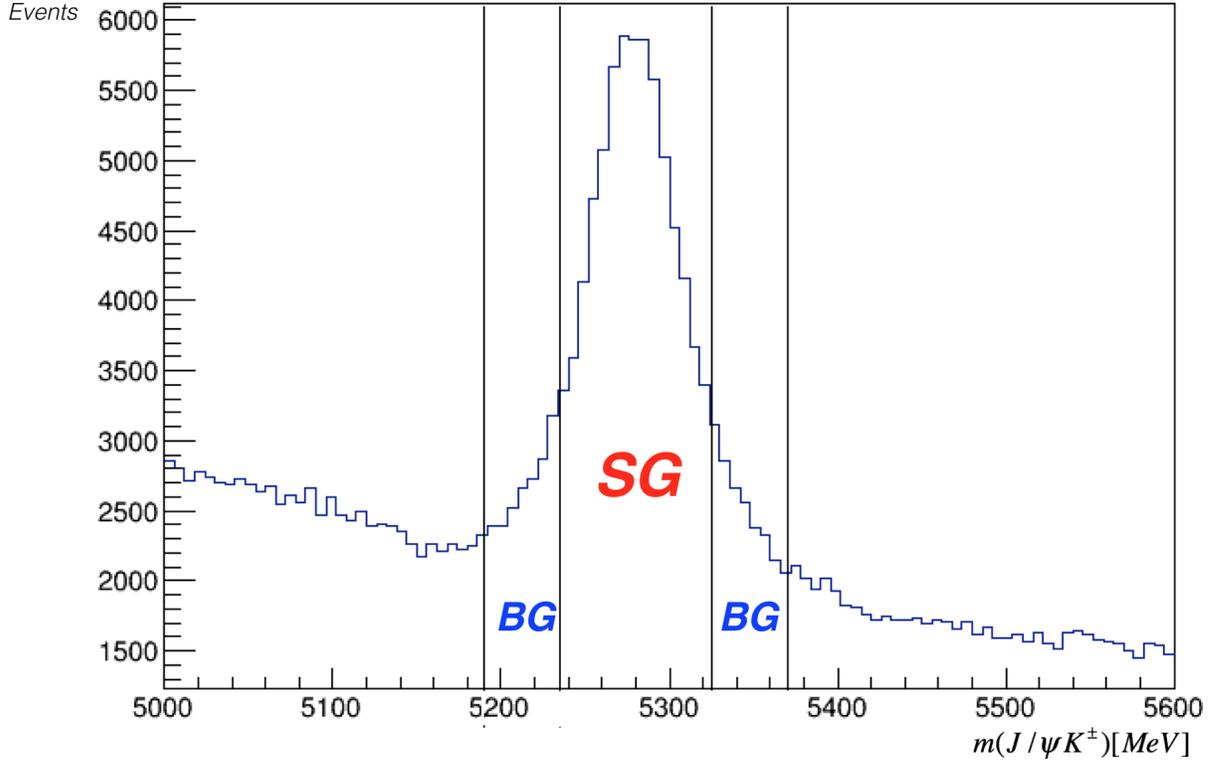


Рис. 7: Распределение кандидатов  $B^\pm \rightarrow J/\psi K^\pm$  по инвариантной массе. Вертикальными линиями изображены выбранные боковые зоны (BG) и зона сигнала (SG).

к общему числу событий с  $B$  - мезонами:

$$\epsilon = \frac{N^{tag}}{N_B}. \quad (2)$$

На практике данная величина определяется в терминах гистограмм:

$$\epsilon = \sum_i^{bins} \epsilon_i = \frac{1}{N_B} \sum_i^{bins} n_i^{tag},$$

где сумма ведется по бинам гистограммы.

#### 4.1.2 Вероятность и параметр разбавления

Вероятность того, что  $B$  - адрон при образовании будет включать в себя  $\bar{b}$  - кварк (или  $b$  - кварк) при условии  $Q$ , задается выражением  $P(B|Q)$  (или  $P(\bar{B}|Q)$ ), где  $Q$  может обозначать, например, заряд мюона или электрона, с помощью которого мы проводим таггинг.

Для калибровки и определения такой вероятности используются распады  $B^\pm \rightarrow J/\psi K^\pm$ , где измеряемыми величинами являются  $P(Q|B^+)$  или  $P(Q|B^-)$  для распадов

$B^+$  и  $B^-$  соответственно. Для нахождения вероятности определить в событии  $\bar{b}$  - кварк (т.е.  $P(B|Q)$ ) используется следующее выражение:

$$P(B|Q) = \frac{P(Q|B^+)}{P(Q|B^+) + P(Q|B^-)}.$$

Соответственно,  $P(\bar{B}|Q) = 1 - P(B|Q)$ .

Используя термины вероятностей, которые были рассмотрены выше, введем еще один параметр, характеризующий чистоту таггинга и называющийся параметром разбавления:

$$\mathcal{D} = P(B|Q) - P(\bar{B}|Q) = 2P(B|Q) - 1. \quad (3)$$

Однако на практике применяется следующая формула:

$$\mathcal{D} = \frac{N_{expected} - N_{unexpected}}{N_{expected} + N_{unexpected}} = \frac{N_{e^-}(B^+) + N_{e^+}(B^-) - N_{e^-}(B^-) - N_{e^+}(B^+)}{N_{e^-}(B^+) + N_{e^+}(B^-) + N_{e^-}(B^-) + N_{e^+}(B^+)}. \quad (4)$$

Из формулы (4) становится понятна суть параметра разбавления как параметра, характеризующего чистоту таггинга: он показывает соотношение количества частиц (в данном случае электронов или позитронов), ожидающихся в событии, по отношению ко всем зарегистрированным частицам.

### 4.1.3 Эффективность мечения

Величина, характеризующая эффективность мечения, может быть построена с помощью (2) и (3) следующим образом:

$$TP = \epsilon \cdot (2P(B|Q) - 1)^2 = \epsilon \mathcal{D}^2, \quad (5)$$

Как и в случае с  $\epsilon$ , если мы рассматриваем эту переменную в терминах гистограмм, то эффективность равна сумме эффективностей, соответствующих каждой бине распределения вероятности как функции от  $Q$ .

## 4.2 Мечение с помощью электронов

Как уже было сказано в начале этого раздела, мечение осуществляется с помощью полулептонного распада второго  $B$  - адрона в событии: восстанавливаются события с  $B_s \rightarrow J/\psi\phi \rightarrow (\mu^+\mu^-)(K^+K^-)$  и ищутся события с третьим лептоном (мюоном или электроном). Измеренный заряд третьего лептона обеспечивает хорошую точность мечения. Однако переходы  $b \rightarrow l$  могут также происходить при осцилляциях или каскадных рас-

падах  $b \rightarrow c \rightarrow l$ , что может повлиять на измерение заряда интересующего нас лептона, полученного при прямых распадах  $b \rightarrow l$ , и ухудшить эффективность таггинга. Мечение с помощью лептонов улучшается при учете взвешенного суммарного заряда треков в конусе вокруг направления движения лептонов, где сумма определяется отдельно для каждого метода мечения. Если ни один из лептонов не присутствует в событии, то некоторое мечение обеспечивает взвешенный суммарный заряд треков в струе, связанной с распадом второго  $B$  - мезона в событии.

В данной работе изучается таггинг с помощью электронов. Перед тем, как начать рассмотрение данного метода, рассмотрим некоторые параметры и обрезания, которые влияют на результат мечения.

#### 4.2.1 Параметры электронов и заряженных треков в конусе вокруг направления вылета электронов и их обрезания. Постановка задачи.

В данной работе рассматривались следующие параметры и обрезания:

1. Для электронов:

- **Обрезание на промах электронов по отношению к первичной вершине, из которой вылетает  $B$  - адрон  $|\Delta z_0|_{el}$ :**

Для того, чтобы определиться с обрезанием на данный параметр, было построено распределение  $|\Delta z_0|_{el}$  для электронов. Данное распределение изображено на рис. 8. Из этой гистограммы становится понятно, что пик укладывается в пределах  $|\Delta z_0|_{el} < 5$  мм. В связи с этим в качестве обрезания на данный параметр было решено зафиксировать  $|\Delta z_0|_{el} < 5$  мм.

- **Обрезание на  $\cos \zeta$ , где  $\zeta$  - угол между импульсом электрона и  $B$  - адрона:**

В связи с тем, что рядом с  $B$  - адроном находится множество заряженных частиц и струй, интересующие нас лептоны могут быть спутаны, что может привести к падению эффективности мечения. Для избежания подобной ситуации применяется обрезание на  $\cos \zeta$  для исключения некоторых электронов рядом с  $B$  - адроном.

2. Для треков в конусе вокруг направления вылета электронов:

- **Радиус конуса:**

Для треков в конусе вокруг направления вылета электронов формируется величина, которая называется радиусом конуса и определяется следующим

образом:  $\Delta R = \sqrt{(\Delta\phi)^2 + (\Delta\eta)^2}$ , где  $\Delta\phi = \phi_{track} - \phi_{el}$ , и аналогично для  $\Delta\eta$ . В данной работе радиус конуса зафиксирован в пределах 0.5, т.е.  $\Delta R < 0.5$ .

- **Обрезание на промах треков по отношению к первичной вершине, из которой вылетает  $B$  - адрон  $|\Delta z_0|_{track}$ ;**
- **Исключение треков рядом с  $B$  - адроном:**

По аналогии с электронами для улучшения эффективности исключаются треки рядом с  $B$  - адроном. Для этого вокруг бьют формируются конус  $\Delta R_{track} = \sqrt{(\Delta\phi)^2 + (\Delta\eta)^2}$ , где  $\Delta\phi = \phi_{B-hadron} - \phi_{track}$ , и аналогично для  $\Delta\eta$ . Для исключения треков из этого конуса достаточно потребовать  $\Delta R_{track} > R_{cut}$ , где  $R_{cut}$  - определенное заданное значение.

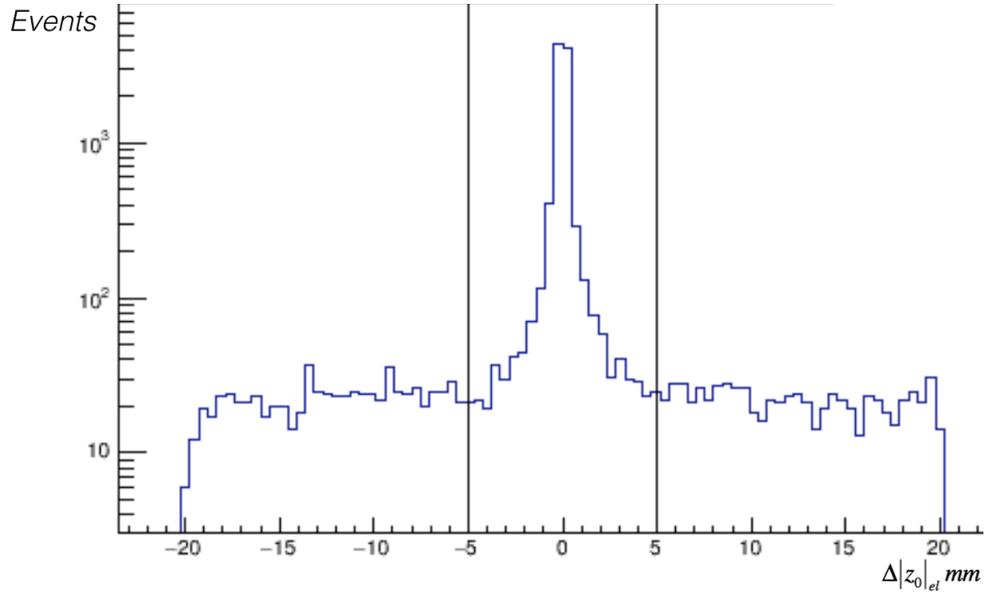


Рис. 8: Распределение событий для электронов по  $|\Delta z_0|_{el}$ .

Перечислив параметры и обрезания, изученные в данной работе, для электронов и треков в конусе можно определить постановку задачи. Была поставлена следующая задача: найти такой оптимальный набор параметров и их обрезаний, который бы привел к наибольшему значению эффективности мечения.

#### 4.2.2 Мечение без учета взвешенного суммарного заряда треков в конусе вокруг направления движения электронов

Перед тем, как решать поставленную задачу, приведем результаты, которые были получены для мечения без учета взвешенного суммарного заряда треков в конусе вокруг направления движения электронов. Был выбран следующий набор параметров для

электронов:  $\cos \zeta < 0.98$ ,  $|z_0|_{el} < 5$  мм. Также было применено обрезание на время жизни  $B$  - мезона  $\tau_B > 0.2$  пс. На рис. 9 и 10 приведены гистограммы с распределением заряда по событиям для положительно заряженных и отрицательно заряженных  $B$  - адронов в событии соответственно. На этих же гистограммах приведены фоны. Каждая бина соответствует электронам или позитронам, с помощью которых велось мечение. Используя данные гистограммы и подсчитав количество соответствующих событий в каждой бине, можно найти переменные таггинга с помощью формул (2), (4) и (5). Результаты мечения приведены в таблице 1:

Таблица 1: Таблица со значениями переменных мечения без учета взвешенного суммарного заряда треков в конусе вокруг направления движения электронов. Набор обрезаний: для электронов  $\cos \zeta < 0.98$ ,  $|z_0|_{el} < 5$  мм. Также было применено обрезание на время жизни  $B$  - мезона  $\tau_B > 0.2$  пс. В первых двух столбцах приведено количество событий для электронов и  $B$  - адронов после вычета фона.

$N_{el}$	$N_B$	$\epsilon, \%$	$\mathcal{D}, \%$	TP, %
992	62893	$1.577 \pm 0.025$	$33.871 \pm 0.222$	$0.180 \pm 0.0168$

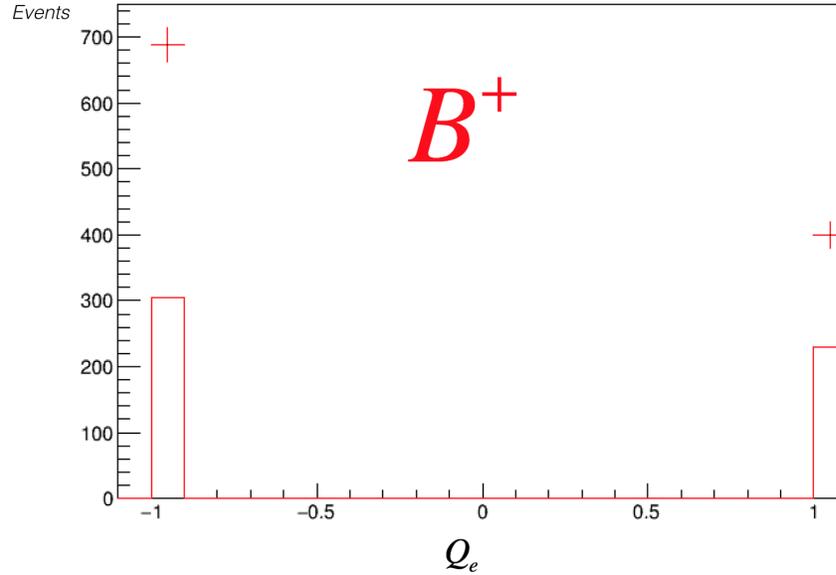


Рис. 9: Распределение заряда для идентифицированных электронов или позитронов с положительными  $B$  - адронами в событии. Изображен как сигнал, так и фон.

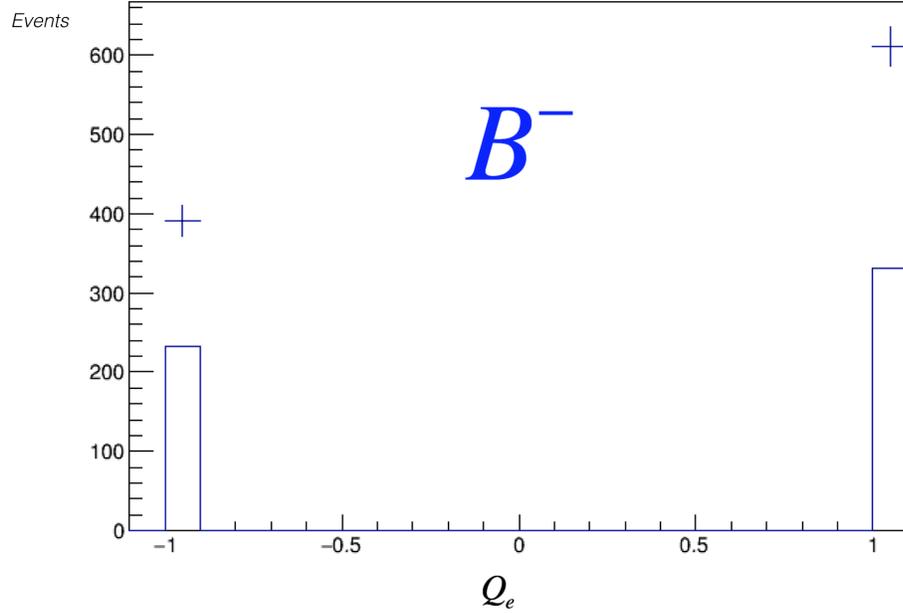


Рис. 10: Распределение заряда для идентифицированных электронов или позитронов с отрицательными  $B$  - адронами в событии. Изображен как сигнал, так и фон.

#### 4.2.3 Мечение с учетом взвешенного суммарного заряда треков в конусе вокруг направления движения электронов

Как уже было замечено, мечение с помощью лептонов улучшается при учете взвешенного суммарного заряда треков в конусе вокруг направления движения лептонов, где сумма определяется отдельно для каждого метода мечения. При этом суммарный заряд треков в конусе вблизи направления вылета электрона определяется выражением

$$Q_e = \frac{\sum_i^{Ntracks} q_i \cdot (p_{T_i})^k}{\sum_i^{Ntracks} (p_{T_i})^k}, \quad (6)$$

где  $q$  - заряд трека, и сумма производится по трекам в пределах конуса ( $\Delta R = \sqrt{(\Delta\phi)^2 + (\Delta\eta)^2} < 0.5$ ) вокруг направления движения электрона. На протяжении всего анализа было зафиксировано  $k = 1$ .

Причина улучшения эффективности при учете заряженных треков в конусе вокруг направления вылета электронов заключается в повышении параметра разбавления. Дело в том, что при учете заряженных треков в конусе вокруг электронов способ измерения параметра разбавления модифицируется: наблюдаемое распределение (проиллюстрированное далее на рис. 11) разделяется на бины, для каждой бины вычисляется  $\mathcal{D}$  по формуле (4), результат умножается на множитель, равный заряду в центре бины, и вклады каждой такой бины суммируются для вычисления конечной величины.

Покажем, что при учете треков в конусе вокруг направления движения электронов,

эффективность мечения действительно повышается. Для этого для электронов зафиксируем такие же обрезания, которые были применены для случая без учета заряженных треков в конусе в разделе 4.2.2:  $\cos \zeta < 0.98$ ,  $|z_0|_{el} < 5$  мм. Также добавим обрезание на промах треков по отношению к первичной вершине, из которой вылетает  $B$  - адрон:  $|z_0|_{track} < 5$  мм. Как и в разделе 4.2.2 применим обрезание на время жизни  $B$  - мезона  $\tau_B > 0.2$  пс. Результаты приведены в таблице 2. Как и ожидалось, эффективность

Таблица 2: Таблица со значениями переменных мечения с учетом взвешенного суммарного заряда треков в конусе вокруг направления движения электронов. Набор обрезаний: для электронов  $\cos \zeta < 0.98$ ,  $|z_0|_{el} < 5$  мм, для треков  $|z_0|_{track} < 5$  мм. В первых двух столбцах приведено количество событий для электронов и треков вокруг них, а также для  $B$  - адронов после вычета фона соответственно.

$N_{el}$	$N_B$	$\epsilon, \%$	$\mathcal{D}, \%$	TP, %
992	62893	$1.577 \pm 0.089$	$36.730 \pm 1.169$	$0.212 \pm 0.015$

мечения действительно возрасла за счет того, что увеличился параметр разбавления.

Распределение заряда с учетом вычета фона для  $B^\pm$  - адронов изображено на рис. 11. В отличие от рис. 9 и 10, видно, что появились бины, отвечающие за заряженные треки

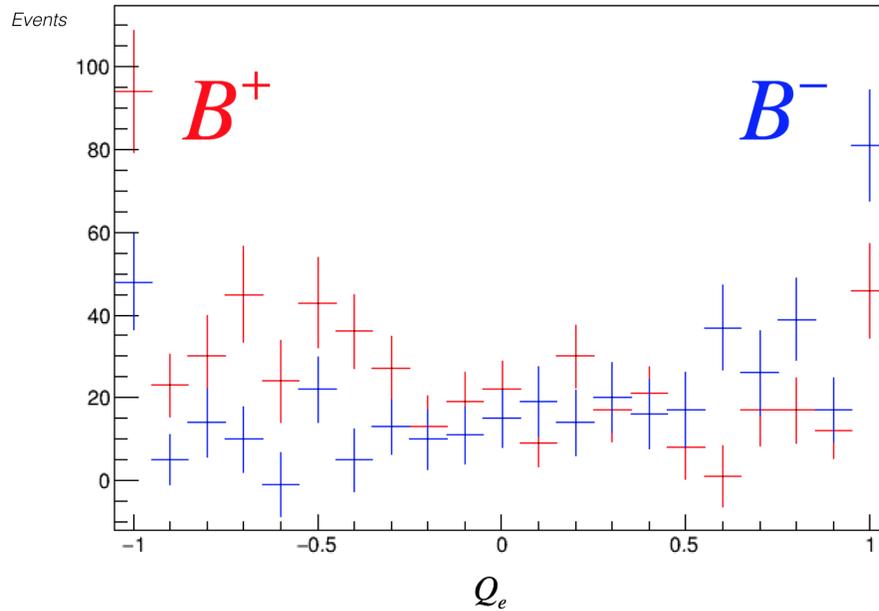


Рис. 11: Распределение событий при учете взвешенного суммарного заряда треков в конусе вокруг направления движения электронов с вычтенным фоном. Красными бинами отмечены случаи, когда в событии наблюдаются  $B^+$  - адроны, а синими - когда наблюдаются  $B^-$  - адроны.

внутри конуса.

### 4.3 Решение поставленной задачи задачи

К решению задачи можно было бы подойти с разных сторон. Совершенно понятно, что рассмотрение всевозможных комбинаций параметров и их обрезаний, описанных в 4.2.1, нерационально. В связи с этим решено было поступить следующим образом: фиксировать одни из параметров и варьировать оставшиеся для того, чтобы изучить то, как влияет каждое обрезание на результат мечения по отдельности. Предположение заключается в том, что обрезания, показавшие себя наилучшим образом по отдельности, в комбинации дадут максимальный результат.

Как уже было сказано в 4.2.1, для некоторых параметров обрезания фиксировались, а именно: для промаха электронов по отношению к выбранной первичной вершине  $|z_0|_{el} < 5$  мм и для радиуса конуса вокруг направления вылета электрона  $\Delta R < 0.5$ . Соответственно, варьировались обрезания следующих параметров (см. раздел 4.2.1):

1. Для электронов:

- $\cos \zeta$ ;

2. Для треков:

- $|\Delta z_0|_{track}$ ;
- $\Delta R_{track}$ .

#### 4.3.1 Вариация $\cos \zeta$ при фиксированном $|\Delta z_0|_{track} < 5$ мм и отсутствии обрезаний на $\Delta R_{track}$

Для начала проведем вариацию  $\cos \zeta$ . Для этого определим параметры, упомянутые выше, следующим образом:

1. Для электронов:

- Будем варьировать  $\cos \zeta$  от 0.90 до 0.99.

2. Для треков:

- Зафиксируем  $|\Delta z_0|_{track} < 5$  мм;
- Исключим обрезание по  $\Delta R_{track}$ .

Также применим  $\tau_B > 0.2$  пс. Результаты исследования с такими обрезаниями приведены в таблице 3. Аналогичное исследование было проведено при тех же обрезаниях, но при  $\tau_B > 0.1$  пс. Результат изображен в таблице 4.

Таблица 3: Таблица со значениями переменных мечения для вариации  $\cos \zeta$  при фиксированном  $|\Delta z_0|_{track} < 5$  мм, отсутствии обрезаний на  $\Delta R_{track}$  и при  $\tau_B > 0.2$  пс. В первых двух столбцах приведено количество событий с электронами и  $B$  - адронами после вычета фона.

$N_B = 62893$	$N_{el}$	$\epsilon, \%$	$\mathcal{D}, \%$	ТР, %
$\cos \zeta < 0.99$	1007	$1.601 \pm 0.090$	$36.922 \pm 1.166$	$0.218 \pm 0.015$
$\cos \zeta < 0.98$	992	$1.577 \pm 0.089$	$36.730 \pm 1.169$	$0.212 \pm 0.015$
$\cos \zeta < 0.97$	968	$1.539 \pm 0.088$	$36.674 \pm 1.181$	$0.207 \pm 0.015$
$\cos \zeta < 0.96$	964	$1.532 \pm 0.088$	$38.058 \pm 1.216$	$0.222 \pm 0.016$
$\cos \zeta < 0.95$	956	$1.520 \pm 0.087$	$37.635 \pm 1.221$	$0.215 \pm 0.015$
$\cos \zeta < 0.94$	956	$1.520 \pm 0.087$	$37.874 \pm 1.221$	$0.218 \pm 0.015$
$\cos \zeta < 0.93$	946	$1.504 \pm 0.086$	$39.223 \pm 1.259$	$0.231 \pm 0.016$
$\cos \zeta < 0.92$	934	$1.485 \pm 0.086$	$38.996 \pm 1.260$	$0.225 \pm 0.016$
$\cos \zeta < 0.91$	923	$1.467 \pm 0.085$	$38.474 \pm 1.257$	$0.217 \pm 0.016$
$\cos \zeta < 0.90$	915	$1.454 \pm 0.085$	$38.415 \pm 1.263$	$0.214 \pm 0.016$

Из таблиц 3 и 4 следует, что оптимальным обрезанием на  $\cos \zeta$  при фиксированном  $|\Delta z_0|_{track} < 5$  мм и отсутствии обрезания на  $\Delta R_{track}$  является  $\cos \zeta < 0.93$ . Причем это справедливо как при  $\tau_B > 0.2$  пс, так и при  $\tau_B > 0.1$  пс. Можно также заметить, что в то время, как  $N_B$  остается неизменным,  $N_{el}$  и  $\epsilon$  меняются. Это объясняется тем, что варьировалось обрезание параметра, непосредственно связанного с электронами. Также из таблиц следует, что  $N_{el}$ ,  $\mathcal{D}$  и ТР больше при  $\tau_B > 0.1$ , чем при  $\tau_B > 0.2$ .

#### 4.3.2 Вариация $|\Delta z_0|_{track}$ при фиксированном $\cos \zeta < 0.98$ и отсутствии обрезаний на $\Delta R_{track}$

Теперь изучим поведение  $|\Delta z_0|_{track}$ . Для этого зададим параметры следующим образом:

1. Для электронов:
  - Зафиксируем  $\cos \zeta < 0.98$ ;
2. Для треков:
  - Проварьируем  $|\Delta z_0|_{track}$  от 3 мм до 7 мм;
  - Исключим обрезание по  $\Delta R_{track}$ .

Результаты вариации приведены в таблицах 5 и 6 для  $\tau_B > 0.2$  пс и  $\tau_B > 0.1$  пс соответственно.

Таблица 4: Таблица со значениями переменных мечения для вариации  $\cos \zeta$  при фиксированном  $|\Delta z_0|_{track} < 5$  мм, отсутствии обрезаний на  $\Delta R_{track}$  и при  $\tau_B > 0.1$  пс. В первых двух столбцах приведено количество событий с электронами и  $B$  - адронами после вычета фона.

$N_B = 66810$	$N_{el}$	$\epsilon, \%$	$\mathcal{D}, \%$	ТР, %
$\cos \zeta < 0.99$	1052	$1.574 \pm 0.106$	$42.567 \pm 1.235$	$0.285 \pm 0.022$
$\cos \zeta < 0.98$	1032	$1.544 \pm 0.104$	$42.653 \pm 1.245$	$0.281 \pm 0.022$
$\cos \zeta < 0.97$	1012	$1.514 \pm 0.103$	$42.416 \pm 1.251$	$0.272 \pm 0.021$
$\cos \zeta < 0.96$	1002	$1.499 \pm 0.102$	$44.040 \pm 1.285$	$0.290 \pm 0.023$
$\cos \zeta < 0.95$	1000	$1.496 \pm 0.102$	$43.504 \pm 1.279$	$0.283 \pm 0.022$
$\cos \zeta < 0.94$	999	$1.495 \pm 0.101$	$43.820 \pm 1.288$	$0.287 \pm 0.022$
$\cos \zeta < 0.93$	984	$1.472 \pm 0.101$	$44.582 \pm 1.314$	$0.292 \pm 0.023$
$\cos \zeta < 0.92$	978	$1.463 \pm 0.100$	$43.686 \pm 1.301$	$0.279 \pm 0.022$
$\cos \zeta < 0.91$	967	$1.447 \pm 0.099$	$42.616 \pm 1.287$	$0.262 \pm 0.021$
$\cos \zeta < 0.90$	964	$1.442 \pm 0.099$	$41.925 \pm 1.280$	$0.253 \pm 0.020$

Таблица 5: Таблица со значениями переменных мечения для вариации  $|\Delta z_0|_{track}$  при фиксированном  $\cos \zeta < 0.98$ , отсутствии обрезаний на  $\Delta R_{track}$  и при  $\tau_B > 0.2$  пс. Для всех  $|\Delta z_0|_{track}$  после вычета фона  $N_B = 62893$ ,  $N_{el} = 992$  и  $\epsilon = 1.577 \pm 0.089\%$ .

$N_B = 62893; N_{el} = 992; \epsilon = 1.577 \pm 0.089\%$	$\mathcal{D}, \%$	ТР, %
$ \Delta z_0 _{track} < 3$ мм	$34.640 \pm 1.104$	$0.189 \pm 0.013$
$ \Delta z_0 _{track} < 5$ мм	$36.730 \pm 1.169$	$0.212 \pm 0.015$
$ \Delta z_0 _{track} < 6$ мм	$37.196 \pm 1.189$	$0.218 \pm 0.015$
$ \Delta z_0 _{track} < 7$ мм	$35.778 \pm 1.162$	$0.201 \pm 0.014$

Из этих двух таблиц становится очевидно, что лучшим обрезанием является  $|\Delta z_0|_{track} < 6$  мм. Можно заметить, что в отличие от вариации  $\cos \zeta$  (см. раздел 4.3.1)  $N_{el}$  и  $\epsilon$  не меняются, что объясняется тем, что на этот раз мы зафиксировали и не меняли обрезание на единственный параметр, связанный с электронами, а именно на  $\cos \zeta < 0.98$ .

#### 4.3.3 Комбинация наиболее оптимальных обрезаний на $\cos \zeta$ и $|\Delta z_0|_{track}$ при отсутствии обрезаний на $\Delta R_{track}$

Улучшится ли эффективность мечения, если мы скомбинируем наиболее оптимальные обрезания, полученные в 4.3.1 и 4.3.2? Для ответа на этот вопрос зафиксируем параметры следующим образом:

1. Для электронов:
  - Зафиксируем  $\cos \zeta < 0.93$ ;

Таблица 6: Таблица со значениями переменных мечения для вариации  $|\Delta z_0|_{track}$  при фиксированном  $\cos \zeta < 0.98$ , отсутствии обрезаний на  $\Delta R_{track}$  и при  $\tau_B > 0.1$  пс. Для всех  $|\Delta z_0|_{track}$  после вычета фона  $N_B = 66810$ ,  $N_{el} = 1032$  и  $\epsilon = 1.544 \pm 0.104\%$ .

$N_B = 66810; N_{el} = 1032; \epsilon = 1.544 \pm 0.104\%$	$\mathcal{D}, \%$	TP, %
$ \Delta z_0 _{track} < 3$ мм	$40.661 \pm 1.195$	$0.255 \pm 0.020$
$ \Delta z_0 _{track} < 5$ мм	$42.653 \pm 1.245$	$0.281 \pm 0.022$
$ \Delta z_0 _{track} < 6$ мм	$42.891 \pm 1.257$	$0.284 \pm 0.022$
$ \Delta z_0 _{track} < 7$ мм	$41.592 \pm 1.243$	$0.267 \pm 0.021$

2. Для треков:

- Зафиксируем  $|\Delta z_0|_{track} < 6$  мм;
- По прежнему исключим обрезание по  $\Delta R_{track}$ .

Результаты для  $\tau_B > 0.2$  пс и  $\tau_B > 0.1$  пс приведены в таблице 7.

Таблица 7: Таблица со значениями переменных мечения для комбинации  $\cos \zeta < 0.93$ ,  $|\Delta z_0|_{track} < 6$  мм при отсутствии обрезаний на  $\Delta R_{track}$ . В таблице приведены результаты как для  $\tau_B > 0.2$  пс, так и для  $\tau_B > 0.1$  пс..

	$N_{el}$	$N_B$	$\epsilon, \%$	$\mathcal{D}, \%$	TP, %
$\tau_B > 0.1$ пс	984	66810	$1.472 \pm 0.101$	$44.587 \pm 1.323$	$0.292 \pm 0.023$
$\tau_B > 0.2$ пс	946	62893	$1.504 \pm 0.086$	$39.514 \pm 1.275$	$0.234 \pm 0.017$

Из таблицы следует, что при комбинации наиболее оптимальных обрезаний, полученных в разделах 4.3.1 и 4.3.2, эффективность мечения действительно повышается как при  $\tau_B > 0.1$  пс, так и при  $\tau_B > 0.2$  пс.

#### 4.3.4 Вариация $\Delta R_{track}$ при фиксированном $|\Delta z_0|_{track} < 5$ мм и отсутствии обрезаний на $\cos \zeta$

В разделах 4.3.1 и 4.3.2 мы изучали эффективность таггинга при отсутствии обрезаний на  $\Delta R_{track}$ . Теперь изучим, как влияет на таггинг обрезание на  $\Delta R_{track}$  при отсутствии обрезаний на  $\cos \zeta$ . Отсутствие обрезаний на  $\cos \zeta$  эквивалентно тому, что  $\cos \zeta < 1$ . Учитывая это, поступим следующим образом:

1. Для электронов:

- $\cos \zeta < 1$ ;

2. Для треков:

- $|\Delta z_0|_{track} < 5$  мм;
- Будем варьировать  $\Delta R_{track} > R_{cut}$  от 0.3 до 0.7.

Результат подобной вариации изображен в таблицах 8 и 9 для  $\tau_B > 0.2$  пс и  $\tau_B > 0.1$  пс соответственно.

Таблица 8: Таблица со значениями переменных мечения для вариации  $\Delta R_{track}$  при фиксированном  $|\Delta z_0|_{track} < 5$  мм, при отсутствии обрезаний на  $\cos \zeta$  ( $\cos \zeta < 1$ ) и при  $\tau_B > 0.2$  пс. Для всех  $\Delta R_{track}$  после вычета фона  $N_B = 62893$ ,  $N_{el} = 1007$  и  $\epsilon = 1.601 \pm 0.092\%$ .

$N_B = 62893; N_{el} = 1007; \epsilon = 1.601 \pm 0.092\%$	$\mathcal{D}, \%$	ТР, %
$R_{cut} = 0.3$ мм	$33.886 \pm 1.100$	$0.183 \pm 0.013$
$R_{cut} = 0.4$ мм	$33.782 \pm 1.088$	$0.182 \pm 0.013$
$R_{cut} = 0.5$ мм	$33.995 \pm 1.087$	$0.185 \pm 0.013$
$R_{cut} = 0.6$ мм	$34.223 \pm 1.087$	$0.187 \pm 0.013$
$R_{cut} = 0.7$ мм	$32.532 \pm 1.042$	$0.169 \pm 0.012$

Таблица 9: Таблица со значениями переменных мечения для вариации  $\Delta R_{track}$  при фиксированном  $|\Delta z_0|_{track} < 5$  мм, при отсутствии обрезаний на  $\cos \zeta$  ( $\cos \zeta < 1$ ) и при  $\tau_B > 0.1$  пс. Для всех  $\Delta R_{track}$  после вычета фона  $N_B = 66810$ ,  $N_{el} = 1059$  и  $\epsilon = 1.585 \pm 0.108\%$ .

$N_B = 66810; N_{el} = 1059; \epsilon = 1.585 \pm 0.108\%$	$\mathcal{D}, \%$	ТР, %
$R_{cut} = 0.3$ мм	$38.169 \pm 1.142$	$0.230 \pm 0.018$
$R_{cut} = 0.4$ мм	$38.567 \pm 1.143$	$0.235 \pm 0.018$
$R_{cut} = 0.5$ мм	$39.126 \pm 1.149$	$0.242 \pm 0.019$
$R_{cut} = 0.6$ мм	$39.491 \pm 1.154$	$0.247 \pm 0.019$
$R_{cut} = 0.7$ мм	$38.202 \pm 1.125$	$0.231 \pm 0.018$

Таким образом, мы видим, что наилучший результат достигается при  $\Delta R_{track} > R_{cut} = 0.6$ , причем такой результат снова достигается как при  $\tau_B > 0.1$  пс, так и при  $\tau_B > 0.2$  пс.

#### 4.3.5 Вариация $|\Delta z_0|_{track}$ при фиксированном $\Delta R_{track} > R_{cut} = 0.5$ и отсутствии обрезаний на $\cos \zeta$

Теперь проведем вариацию  $|\Delta z_0|_{track}$ , сохраняя отсутствие обрезаний на  $\cos \zeta$ . Набор обрезаний:

1. Для электронов:

- $\cos \zeta < 1$ ;

2. Для треков:

- Будем варьировать  $|\Delta z_0|_{track}$  от 3 мм до 7 мм;
- Зафиксируем  $\Delta R_{track} > R_{cut} = 0.5$ .

Результат мечения с данным набором обрезаний приведен в таблицах 10 и 11.

Таблица 10: Таблица со значениями переменных мечения для вариации  $|\Delta z_0|_{track}$  при отсутствии обрезаний на  $\cos \zeta$  ( $\cos \zeta < 1$ ), при фиксированном  $\Delta R_{track} > R_{cut} = 0.5$  и при  $\tau_B > 0.2$  пс. Для всех  $|\Delta z_0|_{track}$  после вычета фона  $N_B = 62893$ ,  $N_{el} = 1007$  и  $\epsilon = 1.601 \pm 0.092\%$ .

$N_B = 62893; N_{el} = 1007; \epsilon = 1.601 \pm 0.092\%$	$\mathcal{D}, \%$	ТР, %
$ \Delta z_0 _{track} < 3$ мм	$31.735 \pm 1.018$	$0.161 \pm 0.011$
$ \Delta z_0 _{track} < 4$ мм	$33.231 \pm 1.060$	$0.176 \pm 0.012$
$ \Delta z_0 _{track} < 5$ мм	$33.995 \pm 1.087$	$0.185 \pm 0.013$
$ \Delta z_0 _{track} < 6$ мм	$34.455 \pm 1.106$	$0.190 \pm 0.015$
$ \Delta z_0 _{track} < 7$ мм	$33.121 \pm 1.080$	$0.175 \pm 0.013$

Таблица 11: Таблица со значениями переменных мечения для вариации  $|\Delta z_0|_{track}$  при отсутствии обрезаний на  $\cos \zeta$  ( $\cos \zeta < 1$ ), при фиксированном  $\Delta R_{track} > R_{cut} = 0.5$  и при  $\tau_B > 0.1$  пс. Для всех  $|\Delta z_0|_{track}$  после вычета фона  $N_B = 66810$ ,  $N_{el} = 1059$  и  $\epsilon = 1.585 \pm 0.108\%$ .

$N_B = 66810; N_{el} = 1059; \epsilon = 1.585 \pm 0.108\%$	$\mathcal{D}, \%$	ТР, %
$ \Delta z_0 _{track} < 3$ мм	$37.044 \pm 1.096$	$0.217 \pm 0.017$
$ \Delta z_0 _{track} < 4$ мм	$38.852 \pm 1.138$	$0.239 \pm 0.019$
$ \Delta z_0 _{track} < 5$ мм	$39.126 \pm 1.149$	$0.242 \pm 0.019$
$ \Delta z_0 _{track} < 6$ мм	$39.346 \pm 1.160$	$0.245 \pm 0.019$
$ \Delta z_0 _{track} < 7$ мм	$37.937 \pm 1.140$	$0.228 \pm 0.018$

Данное исследование, наряду с исследованием, проведенным в 4.3.2, еще раз показало, что  $|\Delta z_0|_{track} < 6$  мм является наиболее оптимальным параметром.

#### 4.3.6 Комбинация наиболее оптимальных обрезаний на $\Delta R_{track}$ и $|\Delta z_0|_{track}$ при отсутствии обрезаний на $\cos \zeta$

Как и в 4.3.3, скомбинируем оптимальные значения, полученные в 4.3.4 и 4.3.5:

1. Для электронов:

- $\cos \zeta < 1$ ;

2. Для треков:

- Зафиксируем  $|\Delta z_0|_{track} < 6$  мм;
- Зафиксируем  $\Delta R_{track} > R_{cut} = 0.6$ .

Результаты для  $\tau_B > 0.2$  пс и  $\tau_B > 0.1$  пс приведены в таблице 12.

Таблица 12: Таблица со значениями переменных мечения для комбинации  $\Delta R_{track} > R_{cut} = 0.6$ ,  $|\Delta z_0|_{track} < 6$  мм и при отсутствии обрезаний на  $\cos \zeta$  ( $\cos \zeta < 1$ ). В таблице приведены результаты как для  $\tau_B > 0.2$  пс, так и для  $\tau_B > 0.1$  пс.

	$N_{el}$	$N_B$	$\epsilon, \%$	$\mathcal{D}, \%$	ТР, %
$\tau_B > 0.1$ пс	1059	66810	$1.585 \pm 0.108$	$40.139 \pm 1.172$	$0.255 \pm 0.020$
$\tau_B > 0.2$ пс	1007	62893	$1.601 \pm 0.092$	$35.022 \pm 1.113$	$0.196 \pm 0.014$

Снова мы получаем, что при комбинации наиболее оптимальных обрезаний, полученных в 4.3.4 и 4.3.5, эффективность мечения увеличивается.

#### 4.3.7 Комбинация наиболее оптимальных параметров обрезаний на $\cos \zeta$ , $|\Delta z_0|_{track}$ и $\Delta R_{track}$

Теперь, когда мы нашли наиболее оптимальные обрезания, изучая их по отдельности, применим их вместе. Согласно нашему предположению, мы должны получить наибольшее значение для эффективности. Проверим это утверждение. Для этого зафиксируем обрезания на параметры следующим образом:

1. Для электронов:

- $\cos \zeta < 0.93$ ;

2. Для треков:

- Зафиксируем  $|\Delta z_0|_{track} < 6$  мм;
- Зафиксируем  $\Delta R_{track} > R_{cut} = 0.6$ .

Результаты приведены в таблице 13.

Итак, исследование показало, что комбинация наиболее оптимальных параметров, полученных в 4.3.1, 4.3.2, 4.3.4 и 4.3.5, действительно дает наибольшую эффективность мечения, причем это выполняется как при  $\tau_B > 0.1$  пс, так и  $\tau_B > 0.2$  пс. Таким образом, мы решили поставленную задачу.

Таблица 13: Таблица со значениями переменных мечения для комбинации  $\cos \zeta < 0.93$ ,  $|\Delta z_0|_{track} < 6$  мм и  $\Delta R_{track} > R_{cut} = 0.6$ . В таблице приведены результаты как для  $\tau_B > 0.2$  пс, так и для  $\tau_B > 0.1$  пс.

	$N_{el}$	$N_B$	$\epsilon, \%$	$\mathcal{D}, \%$	ТР, %
$\tau_B > 0.1$ пс	984	66810	$1.472 \pm 0.101$	$46.424 \pm 1.351$	$0.317 \pm 0.025$
$\tau_B > 0.2$ пс	946	62893	$1.504 \pm 0.086$	$41.556 \pm 1.309$	$0.259 \pm 0.018$

## 4.4 Другие методы таггинга

Не стоит забывать о том, что помимо электронов, о которых речь шла выше, существуют и другие частицы, с помощью которых осуществляется таггинг. На установке ATLAS мечение осуществляется также с помощью мюонов. Более того, эффективность мечения с помощью мюонов лучше, чем эффективность мечения с помощью электронов. По аналогии с электронами для повышения эффективности мечения подсчитывается взвешенный суммарный заряд треков в конусе вокруг направления движения мюонов.

При отсутствии мюона или электрона в событии, выделяется  $B$  - меченая струя (т.е. струя, которая является продуктом распада  $b$  - кварка), которая идентифицируется с помощью алгоритма мечения [8], представляющего собой комбинацию из нескольких алгоритмов  $b$  - мечения. Как и в случае с электронами и мюонами можно определить заряд струи следующим образом:

$$Q_{jet} = \frac{\sum_i^{N_{tracks}} q_i \cdot (p_{T_i})^k}{\sum_i^{N_{tracks}} (p_{T_i})^k},$$

где сумма ведется по трекам в струе.

Так как в данном исследовании работа с мюонами и струями не велась, приведем для сравнения таблицу из Run-1 (8 ТэВ) [3] с результатами мечения для всех методов. Результаты таггинга представлен в таблице 12. Следует учесть, что данная таблица является результатом анализа на полной статистике Run-1 (всего после вычета фона было отобрано 75100  $B_s^0$ - кандидатов при 8 ТэВ), в то время, как данная работа велась не на полной статистике Run-2. Вследствие этого результаты значительно различаются.

## 5. Измерение параметров $CP$ - нарушения

Конечной целью проводимого исследования является вычисление следующих параметров  $CP$  - нарушения:  $\Delta\Gamma_s$ ,  $\phi_s$ ,  $\Gamma_s$ ,  $|A_0(0)|^2$ ,  $|A_{\parallel}(0)|^2$ ,  $\delta_{\parallel}$ ,  $\delta_{\perp}$ ,  $|A_S(0)|^2$  и  $\delta_S$ . Для вы-

Tagger	Efficiency [%]	Dilution [%]	Tagging Power [%]
Combined $\mu$	$4.12 \pm 0.02$	$47.4 \pm 0.2$	$0.92 \pm 0.02$
Electron	$1.19 \pm 0.01$	$49.2 \pm 0.3$	$0.29 \pm 0.01$
Segment-tagged $\mu$	$1.20 \pm 0.01$	$28.6 \pm 0.2$	$0.10 \pm 0.01$
Jet-charge	$13.15 \pm 0.03$	$11.85 \pm 0.03$	$0.19 \pm 0.01$
Total	$19.66 \pm 0.04$	$27.56 \pm 0.06$	$1.49 \pm 0.02$

Рис. 12: В таблице представлены результаты различных методов мечения в Run-1 при 8 ТэВ. Представленные погрешности имеют статистический характер.

числения данных параметров в распадах  $B_s^0 \rightarrow J/\psi(\mu^+\mu^-)\phi(K^+K^-)$  применяется метод максимума правдоподобия для отобранных событий. Такая работа еще не проводилась в Run-2. Более подробно с тем, как данный метод применялся в Run-1, можно ознакомиться в [3]. В частности, в данной работе можно ознакомиться с тем, как были построены функции плотности вероятности для сигнала и фона.

Так как в Run-2 вычисление данных величин еще не проводилось, приведем таблицу со значениями, полученными в Run-1 [3], для того, чтобы иметь представление о значениях величин, которые нужно будет подсчитать в Run-2.

Parameter	Value	Statistical uncertainty	Systematic uncertainty
$\phi_s$ [rad]	-0.110	0.082	0.042
$\Delta\Gamma_s$ [ps $^{-1}$ ]	0.101	0.013	0.007
$\Gamma_s$ [ps $^{-1}$ ]	0.676	0.004	0.004
$ A_{  }(0) ^2$	0.230	0.005	0.006
$ A_0(0) ^2$	0.520	0.004	0.007
$ A_S(0) ^2$	0.097	0.008	0.022
$\delta_{\perp}$ [rad]	4.50	0.45	0.30
$\delta_{  }$ [rad]	3.15	0.10	0.05
$\delta_{\perp} - \delta_S$ [rad]	-0.08	0.03	0.01

Рис. 13: Измеренные параметры  $CP$  - нарушения на данных Run-1 со статистическими и систематическими ошибками.

Значительное увеличение статистики в Run-2 должно привести к тому, что точность измерений будет повышена, а статистические ошибки - уменьшены.

## 6. Заключение

В данной работе было проведено мечение бьюти - антибьюти с помощью электронов от распада второго бьюти в событии. Для улучшения эффективности учитывался взвешенный суммарный заряд треков в конусе вокруг направления движения электронов. При этом был найден такой набор обрезающих параметров для электронов и заряженных треков в конусе, что эффективность мечения стала наибольшей из всех, что были получены в данной работе. Также были упомянуты другие способы таггинга: с помощью мюонов и заряженных струй.

Для подсчета параметров  $CP$  - нарушения, а именно  $\Delta\Gamma_s$ ,  $\phi_s$ ,  $\Gamma_s$ ,  $|A_0(0)|^2$ ,  $|A_{\parallel}(0)|^2$ ,  $\delta_{\parallel}$ ,  $\delta_{\perp}$ ,  $|A_S(0)|^2$  и  $\delta_S$ , необходимо применить метод максимума правдоподобия для отобранных событий. Однако данная работа еще не проводилась в Run-2. В связи с этим, для иллюстрации настоящего статуса данной задачи, была приведена таблица со значениями, полученными в Run-1 [3]. Существенное увеличение статистики в Run-2 должно привести к значительному улучшению точности измерений.

## Список литературы

- [1] J. Charles et al., *Predictions of selected flavour observables within the Standard Model*, Phys. Rev. D84 (2011) 033005, arXiv:1106.4041 [hep-ph].
- [2] A. Lenz and U. Nierste, *Numerical Updates of Lifetimes and Mixing Parameters of B Mesons*, arXiv:1102.4274 [hep-ph].
- [3] ATLAS Collaboration, *Flavour tagged time dependent angular analysis of the  $B_s \rightarrow J/\psi\phi$  decay and extraction of  $\Delta\Gamma_s$  and the weak phase  $\phi_s$  in ATLAS*, JHEP 08 (2016) 147.
- [4] ATLAS Collaboration, *The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider*, JINST 3 (2008) S08003.
- [5] CDF Collaboration: T. Aaltonen, et al., *Measurement of the CP - Violating Phase  $\beta_s$  in  $B_s^0 \rightarrow J/\psi\phi$  decays with the CDF II detector*, Phys. Rev. D 85 (2012) 072002, arXiv:1112.1726 [hep-ex].
- [6] A. S. Dighe, I. Dunietz, and R. Fleischer, *Extracting CKM phases and  $B_s^0 - \bar{B}_s^0$  mixing parameters from angular distributions of nonleptonic B decays*, Eur.Phys.J. C6 (1999) 647–662, arXiv:hep-ph/9804253 [hep-ph].
- [7] Particle Data Group Collaboration, K. A. Olive et al., *Review of Particle Physics*, Chin. Phys. C38 (2014) 090001.
- [8] ATLAS Collaboration, *Calibration of the performance of b-tagging for c and light-flavour jets in the 2012 ATLAS data*, Tech. Rep. ATLAS-CONF-2014-046, CERN, Geneva, Jul, 2014. <https://cdsweb.cern.ch/record/1741020>.