

ОБЪЕДИНЕННЫЙ ИНСТИТУТ ЯДЕРНЫХ ИССЛЕДОВАНИЙ

На правах рукописи

КОЛЕСНИКОВ Владимир Александрович

ОДНОПЕТЛЕВЫЕ КХД И ЭЛЕКТРОСЛАБЫЕ ПОПРАВКИ К
ЧЕТЫРЕХФЕРМИОННЫМ ПРОЦЕССАМ В СИСТЕМЕ SANC

Специальность: 01.04.02 – теоретическая физика

Автореферат диссертации на соискание ученой степени
кандидата физико-математических наук

Дубна 2010

Работа выполнена в Лаборатории ядерных проблем им. В.П. Дзелепова Объединенного института ядерных исследований.

Научные руководители:

доктор физико-математических наук Д. Ю. Бардин
кандидат физико-математических наук Л. В. Калиновская

Официальные оппоненты:

доктор физико-математических наук А. Е. Дорохов
(ЛТФ ОИЯИ)

доктор физико-математических наук А. А. Панков (ГГТУ
им. П. О. Сухого, Гомель)

Ведущая организация:

Учреждение Российской академии наук Институт ядерных исследований РАН, г. Москва.

Защита диссертации состоится “__” _____ 2010 г. в 15⁰⁰ на заседании диссертационного совета К 720.001.01 при Объединенном институте ядерных исследований, г. Дубна Московской области.

С диссертацией можно ознакомиться в библиотеке Объединенного института ядерных исследований.

Автореферат разослан “__” _____ 2010 г.

Ученый секретарь
диссертационного совета

А.Б. Арбузов

Общая характеристика работы

Актуальность проблемы.

Лучшей на сегодня теорией, описывающей различные явления, происходящие при столкновении частиц высоких энергий, является так называемая стандартная модель (СМ) взаимодействия элементарных частиц. В течение последних двадцати пяти лет проводились многочисленные эксперименты по проверке СМ на ускорителях высоких энергий и в пределах точности этих экспериментов не было обнаружено ни одного расхождения от предсказаний СМ. С появлением новых ускорителей (*LHC, ILC, CLIC*) появляется возможность проверки СМ с точностью $\approx 1\%$, что предполагает выполнение теоретических расчетов с еще большей точностью ($< 0.3\%$), чтобы не вносить дополнительную систематическую погрешность при сравнении результатов экспериментов с предсказаниями теории.

Одними из процессов, представляющих большой интерес для физической программы будущих экспериментов *ATLAS* и *CMS* на ускорителе протонов *LHC* и для проводимых в настоящее время экспериментов *D0* и *CDF* на коллайдере *Tevatron*, где сталкиваются пучки протонов и антипротонов, являются процессы типа Дрелла–Яна заряженного и нейтрального токов, называемые также процессами одиночного рождения W и Z бозонов: $pp \rightarrow W^\pm + X \rightarrow \ell^\pm \nu_\ell(\gamma, g) + X$, $pp \rightarrow \gamma, Z + X \rightarrow \ell^- \ell^+(\gamma, g) + X$, $p\bar{p} \rightarrow W^\pm + X \rightarrow \ell^\pm \nu_\ell(\gamma, g) + X$, $p\bar{p} \rightarrow \gamma, Z + X \rightarrow \ell^- \ell^+(\gamma, g) + X$. Эти процессы легко регистрируются в детекторах (большие поперечные импульсы лептонов и потерянный поперечный импульс) и имеют большое сечение: на *LHC* для рождения W 30 nb, для Z 3.5 nb. Прецизионное изучение этих процессов используется для определения партонных функций распределения, уточнения значений параметров M_W , $\sin^2 \theta^{eff}$, Γ_W , Γ_Z , мониторинга светимости ускорителя и калибровки детекторов. Для достижения требуемой точности необходимо учесть электрослабые и QCD поправки и их взаимное влияние.

Согласно СМ доминирующим каналом распада топ-кварка является процесс $t \rightarrow bW^+$ с относительной вероятностью 99.9%. В свою очередь, относительная вероятность распада W -бозона на заряженный лептон и нейтрино $Br(W^+ \rightarrow \ell^+ \nu_\ell) \approx 11\%$. Таким образом, полулептонные распады $t \rightarrow b\ell^+ \nu_\ell$ ($\ell^+ \equiv e^+, \mu^+, \tau^+$) составляют приблизительно треть всех распадов топ-кварка. Оставшаяся часть приходится на кварковые распады $t \rightarrow bu\bar{d}$, $t \rightarrow bc\bar{s}$, примерно по 33% на кварковую пару. Прецизионное вычисление поправок к значениям ширин данных распадов позволит уточнить значение параметра V_{tb} матрицы Каббиво-Кобаяши-Маскава.

Средством для наиболее точного и подробного сравнения предсказаний теории с результатами экспериментов в настоящее время являются Монте-Карло генераторы событий с единичным весом, представляющие собой программы, моделирующие реальные процессы, происходящие при столкновении частиц высоких энергий. Такие известные программы как *PYTHIA* и *HERWIG* моделируют процессы столкновения адронов и лептонов наиболее подробно, учитывая об-

разование партонных ливней, адронизацию и распад образующихся адронов. В основе их лежит так называемый жесткий процесс столкновения партонов типа $2 \rightarrow 1$, $2 \rightarrow 2$ или $2 \rightarrow 3$ для которых известен квадрат матричного элемента. Но для многих процессов матричный элемент посчитан лишь в борновском приближении. Для учета эффектов высших порядков можно использовать Монте-Карло генераторы, которые генерируют события лишь для жестких процессов, но с учетом необходимых поправок. Эти события могут быть записаны в файлы, которые передаются для обработки в Монте-Карло генераторы общего назначения.

В сфере расчетов радиационных поправок для жестких процессов есть потребность в развитии компьютерных инструментов для их автоматизации. На данный момент в мире есть несколько компьютерных систем, позволяющих проводить такие расчеты на однопетлевом уровне точности в автоматическом или полуавтоматическом режиме. Это такие системы как FeynArts, GraceLoop. Обсуждаемая в диссертации система SANC — это компьютерная система для полуавтоматических вычислений реалистичных и псевдо-наблюдаемых для различных процессов взаимодействия элементарных частиц на однопетлевом уровне точности для экспериментов на ускорителях.

Проведенное **исследование преследовало следующие цели:**

1. разработать вычислительную среду для QCD вычислений в рамках системы SANC;
2. выполнить расчет однопетлевых QCD поправок к процессам типа Дрелла–Яна;
3. выполнить расчет однопетлевых QCD и электрослабых поправок для процессов одиночного рождения t -кварка и его распада на кварки с учетом конечной ширины t -кварка;
4. создать фортранные модули, реализующие результаты вычислений, для использования в Монте–Карло генераторах.

Научная новизна работы.

- С помощью системы SANC вычислены QCD однопетлевые электрослабые поправки к сечениям процессов типа Дрелла–Яна заряженного и нейтрального токов. Было проведено сравнение с результатами, полученными независимо и одновременно другими группами при одинаковых входных параметрах, которое показало хорошее согласие этих результатов.

Электрослабые поправки были уже включены в систему ранее, поэтому сейчас в одном коде реализованы одновременно QCD и электрослабые поправки для процессов типа Дрелла–Яна.

- Вычислены QCD и электрослабые поправки для процессов одиночного рождения t -кварка и его распада на кварки с учетом конечной ширины t -кварка.
- Реализован общий метод вычисления вспомогательных функций J типа Пассарино–Вельтмана для процессов одиночного рождения t -кварка и его распада на кварки.

Практическая ценность работы.

Результаты диссертации найдут своё применение при вычислении вкладов процессов SM в экспериментах *ATLAS* и *CMS* по прецизионной проверке SM и поиску новой физики на ускорителе *LHC*.

Основные результаты, выдвигаемые для защиты:

1. Разработана и реализована вычислительная процедурная среда в системе SANC для QCD сектора.
2. Получены аналитические выражения в среде SANC для QCD поправок для процессов Дрелла–Яна по каналам заряженного и нейтрального токов $pp \rightarrow W^\pm + X \rightarrow \ell^\pm \nu_\ell(\gamma, g) + X$, $p\bar{p} \rightarrow W^\pm + X \rightarrow \ell^\pm \nu_\ell(\gamma, g) + X$, $pp \rightarrow \gamma, Z + X \rightarrow \ell^- \ell^+(\gamma, g) + X$, $p\bar{p} \rightarrow \gamma, Z + X \rightarrow \ell^- \ell^+(\gamma, g) + X$ на кварк-партонном уровне с учетом массы кварков и параллельно в \overline{MS} схеме.
3. Впервые созданы аналитические и фортранные модули для вычисления QCD и EW однопетлевых поправок для процессов Дрелла–Яна на адронном уровне.
4. Реализован общий метод вычисления вспомогательных функций J типа Пассарино–Вельтмана для процессов: $t \rightarrow bud$, $ud \rightarrow tb$, $bu \rightarrow td$.
5. В мультиканальном подходе вычислены однопетлевые электрослабые поправки для процессов: $t \rightarrow bud$, $ud \rightarrow tb$, $bu \rightarrow td$. Созданы автономные аналитические модули для их вычисления.

Апробация работы.

Основные результаты диссертации докладывались и обсуждались на семинаре Лаборатории Теоретической Физики им. Н.Н.Боголюбова ОИЯИ (14 мая 2010 г.), на Рабочих Совещаниях по физической программе ATLAS (14 апреля и 22 декабря 2006 г., 24 декабря 2008 г. и 12 мая 2009 г.), на совещаниях ATLAS Monte-Carlo Generator meeting в CERN (12 декабря 2006 г.), CALC2006 (Дубна, 15–25 июля 2006 г.), CALC2009 (Дубна, 10–20 июля 2009 г.), и ACAT2008 (Сицилия, 3–7 ноября 2008 г.)

Публикации.

По результатам диссертации опубликовано пять статей в ведущих рецензируемых журналах, один препринт [hep-ph] и две работы в трудах конференций.

Объем и структура диссертации.

Диссертация состоит из введения, пяти глав и заключения, напечатана на 128 страницах, содержит 22 рисунка, 77 библиографических ссылок.

Содержание работы

Во введении очерчен круг исследуемых проблем, кратко сформулированы используемые методы и результаты, полученные в диссертации. Приведено содержание диссертации по главам.

В первой главе диссертации описывается расширение системы SANC для КХД расчетов. Надо отметить, что исторически система развивалась так, что сначала были развиты алгоритмы и соответствующий компьютерный код для КЭД и ЭС расчетов. Позже мы создали среду КХД вычислений в рамках системы SANC и с её помощью начали вычислять КХД NLO поправки к процессам.

Был написан набор процедур на языке FORM для аналитического вычисления составных блоков КХД, таких как собственные энергии кварков и глюонов, вершины с виртуальными глюонами и соответствующие константы перенормировок. Эти блоки находятся на уровне QCD Precomputation системы.

Глава заканчивается обсуждением тестирования новой среды на расчетах простейших распадов бозонов на кварки.

Во второй главе описывается расчет однопетлевых КХД поправок для процессов Дрелла–Яна, заряженного и нейтрального токов. Здесь рассмотрены кварк-антикварковый канал совместно с кварк-глюонным и глюон-антикварковым каналами на партонном уровне. Работая с массивными кварками, мы регуляризовали коллинеарные расходимости массами кварков. Для избежания двойного учета коллинеарных расходимостей, учтенных в функциях партонных распределений, применяется соответствующая схема их вычитаний. Для этого мы сравнили аналитические результаты массивной схемы вычислений с аналогичными результатами полученными в \overline{MS} схеме, вычисленными в n -мерном фазовом объеме. Таким образом мы выделили члены, которые необходимо вычесть из результата массивного расчета.

В конце главы показаны примеры кинематических распределений на адронном уровне. Мы привели здесь сравнение наших результатов с соответствующими результатами программы MCFM, см. Рис.1, 2.

Для практического применения также необходимо добавить к этим результатам партонные ливни. Это можно сделать с помощью известных пакетов RUTHIA и HERWIG. Нужно отметить, что учет ливней убирает провал на распределении возле резонанса на Рис. 1.

Однопетлевые электрослабые поправки к процессам Дрелла–Яна были включены в систему SANC ранее. Эти расчеты были тщательно проверены при сравнении с результатами других групп.

В третьей главе диссертации описаны распады $t \rightarrow bf_1f_1'$. В рамках системы SANC были вычислены КХД и ЭС полные, однопетлевые поправки для этих распадов.

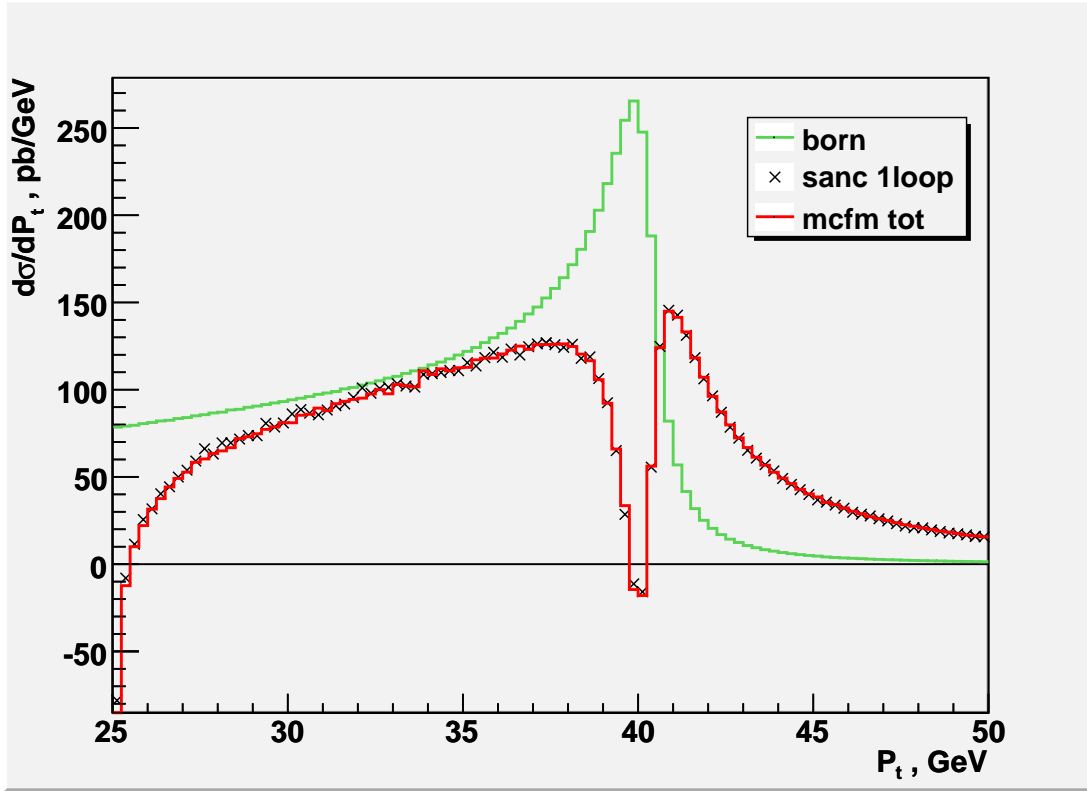


Рис. 1: Распределение по поперечному импульсу μ^+ для заряженного тока Дрелла–Яна.

Напомним, что в SANC мы всегда вычисляем однопетлевую амплитуду процесса как аннигиляцию в вакуум со всеми 4-импульсами входящими. Получаемые таким образом формфакторы для амплитуды процесса $tb\bar{u}\bar{d} \rightarrow 0$ после соответствующих перестановок аргументов могут быть использованы для описания однопетлевых поправок к процессам одиночного рождения топ кварка, т.е. s -канала $ud \rightarrow tb$ и t -канала $ub \rightarrow dt$.

Обсуждение ЭС поправок более детально, т.к. в этом случае они более сложные по сравнению с КХД. Рассмотрена проблема выделения КЭД вклада из полной ЭС поправки.

Затем приведены численные результаты, полученные с помощью Монте Карло интегратора. Мы изучили независимость ЭС и КХД поправок от массы m_b , что говорит о согласии с теоремой Киношита–Ли–Науэнберга. Также мы продемонстрировали эффект учета ширины W в ЭС вкладе и первые результаты по учету ширины топ кварка.

Было проделано подробное исследование использования различных каскадных приближений в численных расчетах. Его целью было проверить возможность использования различных строительных блоков, вычисленных в SANC, в создании Монте Карло инструментов для сложных реальных процессов. Были

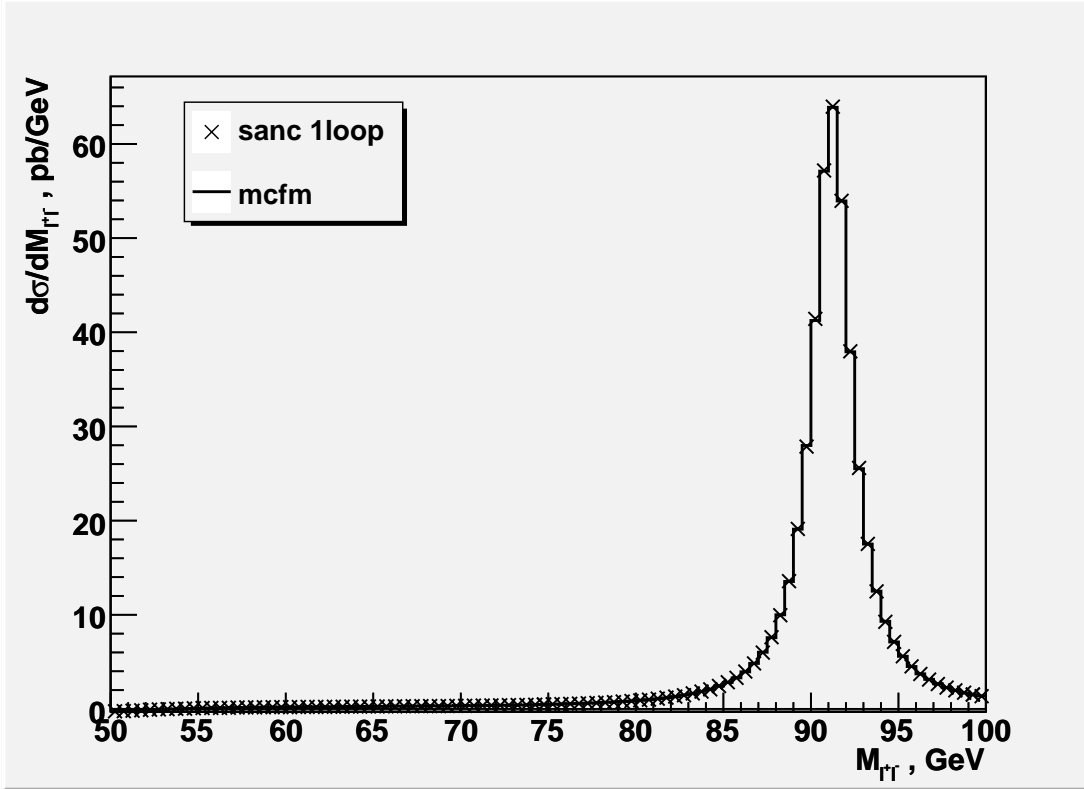


Рис. 2: Распределение по инвариантной массе лептонной пары в нейтральном токе Дрелла–Яна.

исследованы каскад с узкой шириной, каскад с комплексной массой W и полюсное приближение. Разница между каскадными приближениями и полным однопетлевым расчетом показала эффект ЭС боксов, которые отсутствуют в каскадах. Тем не менее она довольно мала и можно наблюдать хорошее согласие каскадных приближений с полным расчетом.

Наиболее важным в исследовании приближенных методов можно назвать изучение полюсного приближения, т.к. оно представляет собой дифференциальную реализацию ширины распада. Это в свою очередь допускает генерацию событий в каскадном приближении.

Далее представлены результаты по использованию схемы регуляризации инфракрасных расходимостей, связанных с излучением из t -кварка, комплексной массой t -кварка в ЭС поправках. Результаты сравнения этого подхода и стандартного подхода в системе SANC показаны в Таблицах 1–5,

Все результаты для каналов рождения t -кварка показаны на партонном

$\Gamma^{\text{Born}}=0.1490949(2) \text{ ГЭВ}$			
$\Gamma_t = 0$			
$E_\gamma, \text{ ГЭВ}$	10^{-1}	10^{-2}	10^{-3}
Γ^{1loop}	0.159503(1)	0.159495(2)	0.159499(7)
δ	6.981(1)	6.975(1)	6.978(5)
$\Gamma_t \neq 0$			
Γ^{1loop}	0.160736(2)	0.160784(2)	0.160787(8)
δ	7.810(1)	7.841(2)	7.842(5)

Таблица 1: полная Борновская и однопетлевая ширины Γ^{Born} и Γ^{1l} в ГЭВ и относительная однопетлевая поправка δ в % для распада $t \rightarrow b + \mu^+ + \bar{\nu}_\mu$.

$\Gamma^{\text{Born}}=0.4472847(7) \text{ ГЭВ}$			
$\Gamma_t = 0$			
$E_\gamma, \text{ ГЭВ}$	10^{-1}	10^{-2}	10^{-3}
Γ^{1loop}	0.47922(1)	0.47920(1)	0.47918(1)
δ	7.139(1)	7.135(1)	7.131(3)
$\Gamma_t \neq 0$			
Γ^{1loop}	0.48293(1)	0.48312(1)	0.48311(1)
δ	7.969(1)	8.012(1)	8.010(2)

Таблица 2: полная Борновская и однопетлевая ширины Γ^{Born} и Γ^{1l} в ГЭВ и относительная однопетлевая поправка δ в % для распада $t \rightarrow b + u + \bar{d}$.

$\sqrt{\hat{s}}=7000 \text{ ГЭВ}, \sigma^{\text{Born}}=2.23529503(4) \text{ фб}$			
$\Gamma_t = 0$			
$\bar{\omega}$	10^{-5}	10^{-6}	10^{-7}
$\hat{\sigma}^{\text{1loop}}$	1.5917(1)	1.5917(2)	1.5919(1)
δ	-28.79(1)	-28.80(1)	-28.78(1)
$\Gamma_t \neq 0$			
$\hat{\sigma}^{\text{1loop}}$	1.5815(1)	1.5895(2)	1.5895(2)
δ	-29.25(1)	-28.89(1)	-28.89(1)

Таблица 3: полные Борновские и однопетлевые сечения в фб и относительные однопетлевые поправки δ в % для процесса $\bar{u} + d \rightarrow \bar{t} + b$.

уровне. Результаты для зарядово сопряженных каналов одинаковы: $\bar{b} + \bar{u} \rightarrow \bar{t} + \bar{d}$ и $b + u \rightarrow t + d$ (см. Таблицу 4); $\bar{b} + d \rightarrow \bar{t} + u$ и $b + \bar{d} \rightarrow t + \bar{u}$ (см. Таблицу 5).

Из сравнения видно, что учет ширины t -кварка дает эффект в 1 % для распадов t -кварка и порядка 0.1 % для рассмотренных каналов одиночного рождения

$\sqrt{\hat{s}}=7000 \text{ ГэВ}, \sigma^{\text{Born}}=50.82423111(8) \text{ пб}$			
$\Gamma_t = 0$			
$\bar{\omega}$	10^{-6}	10^{-7}	10^{-8}
$\hat{\sigma}^{\text{1loop}}$	55.696(2)	55.697(2)	55.697(2)
δ	9.586(3)	9.588(4)	9.587(4)
$\Gamma_t \neq 0$			
$\hat{\sigma}^{\text{1loop}}$	55.613(1)	55.639(2)	55.640(2)
δ	9.428(3)	9.474(3)	9.476(4)

Таблица 4: полные Борновские и однопетлевые сечения в пб и относительные однопетлевые поправки δ в % процесса $b + u \rightarrow t + d$.

$\sqrt{\hat{s}}=7000 \text{ ГэВ}, \sigma^{\text{Born}}=50.72449055(7) \text{ пб}$			
$\Gamma_t = 0$			
$\bar{\omega}$	10^{-6}	10^{-7}	10^{-8}
$\hat{\sigma}^{\text{1loop}}$	55.581(2)	55.583(2)	55.580(2)
δ	9.575(3)	9.578(4)	9.572(4)
$\Gamma_t \neq 0$			
$\hat{\sigma}^{\text{1loop}}$	55.495(2)	55.527(2)	55.528(2)
δ	9.404(3)	9.467(3)	9.469(4)

Таблица 5: полные Борновские и однопетлевые сечения в пб и относительные однопетлевые поправки δ в % процесса $b + \bar{d} \rightarrow t + \bar{u}$.

t -кварка.

В четвертой главе диссертации рассматривается подход к аналитическому сокращению массовых и инфракрасных сингулярностей в ЭС поправках.

В стандартной редукции Пассарино–Вельтмана для 4-х точечных боксовых функций с внутренними фотонными линиями, соединяющими две внешние линии на массовой поверхности возникает инфракрасно и массово сингулярная D_0 функция. Ранее при расчетах ЭС поправок к процессу $f\bar{f} \rightarrow ZZ(ZA)$ в системе SANC был предложен универсальный подход к вычислению таких диаграмм. Здесь обсуждается, как этот подход работает в каналах $t \rightarrow bf_1\bar{f}'_1$, $f_1b \rightarrow tf'_1$ и $f_1\bar{f}'_1 \rightarrow t\bar{b}$ (f_1 — безмассовый фермион), введены и вычислены вспомогательные функции $J_{AW(WA)}^{d(c)}$.

Связь между инфракрасно сингулярной функцией D_0 и вспомогательными

функциями $J_{AW(WA)}^{d(c)}$ дается основными соотношениями, точными по массам:

$$\begin{aligned}
J_{AW}^d(Q^2, T^2; m_b, m_t, m_d, m_u, M_W) = & \\
& (M_W^2 + Q^2)D_0(-m_b^2, -m_t^2, -m_u^2, -m_d^2, Q^2, T^2; 0, m_b, M_W, m_d) \\
& + C_0(-m_u^2, -m_d^2, Q^2; M_W, m_d, 0) - C_0(-m_d^2, -m_b^2, T^2; m_d, 0, m_b), \\
J_{WA}^d(Q^2, T^2; m_t, m_b, m_u, m_d, M_W) = & \\
& (M_W^2 + Q^2)D_0(-m_b^2, -m_t^2, -m_u^2, -m_d^2, Q^2, T^2; M_W, m_t, 0, m_u) \\
& + C_0(-m_u^2, -m_d^2, Q^2; 0, m_u, M_W) - C_0(-m_t^2, -m_u^2, T^2; m_t, 0, m_u).
\end{aligned} \tag{1}$$

Затем из функций $J_{AW(WA)}$ выделяются сингулярности по массам легких кварков и массе b -кварка. После этой процедуры остаются “вычтенные” вспомогательные функции J_{sub} , J_{subsub} , которые не содержат сингулярностей и выражаются как линейные комбинации логарифмов и дилогарифмов. Введя эти функции, мы доказали, прежде всего, что ЭС часть однопетлевых поправок свободна от массовых сингулярностей и, кроме того, достигли хорошей стабильности и скорости численных расчетов.

Приведем пример вычисленной функции для s -канала одиночного рождения t -кварка.

$$\begin{aligned}
J_{subsub}^{udtb}(Q^2, T^2; m_t, M_W) = & \\
& \frac{1}{Q^2 + m_t^2} \left[+ \text{Li}_2 \left(\frac{Q^2 \Delta_{tw}}{m_t^2 P^2} \right) - \text{Li}_2 \left(-\frac{\Delta_{tw}}{P^2} \right) - \text{Li}_2 \left(-\frac{Q^2}{m_t^2 - i\epsilon} \right) + \zeta(2) \right] \\
& + \frac{1}{T^2 + m_t^2} \left[-\ln \left(-\frac{P^2}{T^2 + \Delta_{tw}} \right) \ln \left(\frac{m_t^2}{T^2 + m_t^2} \right) - \ln(R_W) \ln \left(-\frac{Q^2}{T^2 + m_t^2} \right) \right. \\
& + \text{Li}_2 \left(-\frac{\Delta_{tw}}{M_W^2 - i\epsilon} \right) - \text{Li}_2(R_W) - \text{Li}_2 \left(\frac{T^2 + m_t^2}{m_t^2 - i\epsilon} \right) \\
& \left. + \text{Li}_2 \left(\frac{T^2 + m_t^2}{m_t^2} \frac{1}{1 + r_{tw}} \right) - \text{Li}_2 \left(\frac{1}{1 + r_{tw}} \right) + \zeta(2) \right]
\end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
r_{tw} &= \frac{T^2 + m_t^2 - i\epsilon}{M_W^2}, & R_W &= \frac{Q^2 + M_W^2 - i\epsilon}{M_W^2} \\
\Delta_{tw} &= m_t^2 - M_W^2, & P^2 &= Q^2 + M_W^2 - i\epsilon
\end{aligned}$$

Выражение имеет компактный вид и содержит простые логарифмы и дилогарифмы.

Аналитические вычисления этих функций контролировались численно проверкой с пакетом LoopTools.

В пятой главе диссертации обсуждается компьютерное программное обеспечение, использующее результаты рассматриваемых расчетов.

Результаты аналитических вычислений для частей сечений процессов и ширины распадов представляются в SANC в виде Стандартных SANC FORM модулей (SSFM). Каждый модуль — это программа на языке FORM, использующая SANC FORM среду. Для каждого FORM модуля система создает соответствующий код на языке FORTRAN — Стандартный SANC FORTRAN модуль. Все эти модули сохраняются в базе данных проекта, которая доступна через соответствующий клиент. Пользователь может исполнять все коды в интерактивном режиме, хотя это и требует часто большого ресурса времени CPU. Главная роль FORTRAN модулей — это использование их в независимых программных продуктах как в рамках проекта SANC, так и в программном обеспечении других исследовательских групп.

FORTRAN модули представляются в виде FORTRAN пакетов. Эти пакеты обеспечивают необходимую среду для независимой от системы SANC работы модулей. Каждый пакет — это программа для расчета сечений процессов на партонном уровне или ширины распадов. Их главное назначение проиллюстрировать использование SSFM. Хотя их можно использовать для сравнения различных радиационных поправок на партонном уровне.

На основе FORTRAN модулей были также созданы Монте Карло генераторы не взвешенных событий для процессов Дрелла–Яна, заряженного и нейтрального токов, на адронном уровне.

Также в отдельные пакеты собраны вычисленные функции $J_{AW(W_A)}$. Пакеты содержат исходный код самих функций и демонстрируют их сравнение с пакетом LoopTools.

В заключении сформулированы основные результаты диссертации, выдвигаемые для защиты.

Основные результаты диссертации опубликованы в работах:

1. $J_{AW,WA}$ functions in Passarino–Veltman reduction. D. Bardin *et al.*, **Physics of Atomic Nuclei** v.73, No 12 (2010).
2. NLO QCD corrections to Drell-Yan processes in the SANC framework. A. Andonov *et al.*, **Physics of Atomic Nuclei** v.73, No 10 (2010),1810-1818.
3. Standard SANC Modules. A. Andonov, *et al.*, **Computer Physics Communications** 181: 305-312, 2010.
4. SANCnews: Top decays in QCD and EW sectors. D. Bardin *et al.*, **Particles and Nuclei, Letters** 7:128-141,2010.
5. Implementation of NLO QCD corrections into the framework of computer system SANC. A. Andonov *et al.*, **Particles and Nuclei, Letters** 4:451-460,2007.

Препринт:

1. Electroweak Radiative Corrections to Single-top Production. D. Bardin *et al.* **arXiv:1008.1859**

Материалы рабочих совещаний и конференций:

1. Standard SANC Modules. V. Kolesnikov, *et al.*, **Published in PoS ACAT:110,2008.**
2. Computer system SANC for precision calculations of the Standard Model processes. A. Andonov *et al.*, **NEC'2007, Varna, Bulgaria. Dubna, JINR, E10,11-2008-37.**