

УСТАНОВКА ШКАЛЫ ЭНЕРГИИ СТРУИ НА КАЛОРИМЕТРЕ CMS С ПОМОЩЬЮ СОБЫТИЙ С ПРЯМЫМИ ФОТОНАМИ

*И. А. Голутвин^а, А. В. Зарубин^а, О. Л. Кодолова^б,
В. Ф. Конопляников^{а,1}, А. Л. Ульянов^в, С. В. Шматов^а*

^аОбъединенный институт ядерных исследований, Дубна

^бНаучно-исследовательский институт ядерной физики Московского государственного университета, Москва

^вИнститут теоретической и экспериментальной физики, Москва

Исследовалась процедура установки шкалы энергии струи с помощью событий с прямыми фотонами, предлагаемая в качестве одного из методов калибровки струй в эксперименте CMS. На основе полного моделирования событий в установке CMS, включая эффекты наложения дополнительных событий при начальной светимости пучка ускорителя ($L = 2 \cdot 10^{33} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$), предложены правила отбора событий, используемых при калибровке. Проведена оценка погрешностей предложенного метода, вызванных наличием фона и излучения в начальном состоянии.

The method of the jet energy scale setting (jet calibration) by using events with direct photons in the CMS detector is studied. The full simulation of events including the effects of pile-up at an initial luminosity of $L = 2 \cdot 10^{33} \text{ cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ is completed. The selection criteria of the events used for jet calibration are proposed. The errors of calibration procedure induced by the background and initial state radiation effects are estimated.

PACS: 07.05.Fb; 13.87.-a

ВВЕДЕНИЕ

В физике высоких энергий большую роль играют процессы, содержащие струи. С помощью струй получают информацию о процессах жестких партон-партонных взаимодействий, которые содержат в конечном состоянии кварки и/или глюоны. Многие физические процессы, которые предполагается исследовать на установке «Компактный мюонный соленоид» (CMS) Большого адронного коллайдера, содержат от одной до нескольких струй в конечном состоянии. Поэтому от точности восстановления энергии струи будет в значительной мере зависеть результативность проводимого эксперимента, например, открытия бозона Хиггса, регистрации сигналов суперсимметрии или дополнительных измерений.

¹По направлению из Гомельского государственного университета, Гомель.

На точность восстановления энергии струй влияют как физические эффекты, так и характеристики детектора. Более того, значение энергии партона-инициатора может заметно отличаться от значения энергии реконструированной струи даже при идеальной калибровке калориметра. Без введения поправок энергия восстановленной в калориметре струи оказывается меньше энергии партона, причем дефицит энергии зависит от энергии партона и может достигать десятков процентов.

Настоящая работа посвящена проблеме установки шкалы энергии струи, т. е. «привязке» энергии струи к энергии партона («калибровка» струи), в детекторе CMS с использованием событий с прямыми фотонами ($\gamma + \text{jet}$). В этих событиях непосредственно в точке pp -столкновения наряду со струей рождается фотон, хорошо измеряемый в установке и связанный со струей однозначными кинематическими соотношениями. Это позволяет использовать события $\gamma + \text{jet}$ для введения поправок на энергию струи.

Основными источниками ошибок в таком подходе является наличие излучения в начальном состоянии, которое приводит к нарушению баланса по поперечному импульсу между фотоном и струей, а также высокий фон двухструйных событий, содержащих высокоэнергичную нейтральную частицу, которая может быть зарегистрирована калориметром CMS как фотон.

Эти проблемы ранее изучались как на уровне частиц [1–3], так и при моделировании эффектов в установке CMS [4, 5]. В частности, были исследованы возможность подавления фона и систематические погрешности шкалы энергии струи. Также были проведены предварительные оценки погрешностей калибровки на событиях рождения прямого фотона, отобранных с помощью определенных порогов на параметры отбираемых для калибровки событий.

Однако исследования с моделированием условий в детекторе основывались на малой выборке событий, что не позволило провести изучение метода в различных интервалах псевдобыстрот струй [5]. Между тем, эффекты, связанные с излучением в начальном состоянии и наличием фоновых событий, зависят от псевдобыстрот струй и, в частности, существенно ограничивают возможность калибровки при их больших абсолютных значениях.

В настоящей работе исследования проводятся в широких интервалах по поперечной энергии фотонов и псевдобыстрот струй с использованием специальной выборки событий, полученной при полном моделировании условий в детекторе при низкой светимости пучка ускорителя ($L = 2 \cdot 10^{33} \text{ см}^{-2} \cdot \text{с}^{-1}$). Кроме того, для лучшего подавления эффектов, вызванных наличием фона и излучения в начальном состоянии, предлагаются новые ограничения (пороги) на физические параметры событий, предназначенных для калибровки. В частности, анализируются возможности использования ограничений на разность псевдобыстрот струй и фотонов, а также более жестких по сравнению с рассматриваемыми в предыдущих исследованиях [5] ограничений на изолированность фотона.

Реконструкция струй проводилась с помощью итерационного конусного алгоритма [6] с радиусом 0,5 при ограничениях на полную и поперечную энергии, выделенные в объединенной башне электромагнитного и адронного калориметров: $E^{\text{tower}} > 0,8 \text{ ГэВ}$ и $E_T^{\text{tower}} > 0,5 \text{ ГэВ}$.

Моделирование процессов взаимодействий элементарных частиц осуществлялось с использованием программы PYTHIA 6.214 [7], учет «отклика» детектора и восстановление событий проводились с помощью программных пакетов полного моделирования и реконструкции коллаборации CMS [8, 9].

1. ПРОЦЕДУРА УСТАНОВКИ ШКАЛЫ ЭНЕРГИИ СТРУИ

Метод установки шкалы энергии (калибровки) струи с помощью событий с прямыми фотонами $pp \rightarrow \gamma + \text{jet} + X$ основан на балансе поперечных импульсов фотона и струи, рожденных в партонных процессах «комптоновского» рассеяния ($qg \rightarrow q + \gamma$) и аннигиляции ($q\bar{q} \rightarrow g + \gamma$). Если излучение в начальном состоянии (ISR) отсутствует, то вектор поперечного импульса системы « $\gamma + \text{parton}$ » должен быть нулевым. Следовательно, $\mathbf{P}_T^\gamma = -\mathbf{P}_T^{\text{part}}$, и отношение

$$k_{\text{jet}} \equiv \frac{P_T^{\text{jet}}}{P_T^\gamma}, \quad (1)$$

может быть использовано в качестве истинного значения калибровочного коэффициента:

$$k_{\text{jet}}^{\text{true}} \equiv \frac{P_T^{\text{jet}}}{P_T^{\text{parton}}}, \quad (2)$$

позволяющего перейти от измеренного поперечного импульса струи P_T^{jet} к поперечному импульсу начального партона P_T^{parton} .

Излучение в начальном состоянии нарушает баланс фотона и партона по поперечным импульсам. При этом баланс нарушен не только в отдельных событиях, но и в среднем для поперечных импульсов фотона и партона при фиксированных значениях P_T^γ [5]. Это нарушение, отчасти, связано с ограничением на суммарную энергию фотона и партона, которая не может превышать энергию pp -столкновений на ЛНС:

$$P_T^\gamma \text{ch}(\eta^\gamma) + P_T^{\text{parton}} \text{ch}(\eta^{\text{parton}}) < 14 \text{ ТэВ}/c.$$

Отсюда, в частности, следует, что поперечные импульсы партонов не могут в данном событии превышать некоторый порог, который тем ниже, чем больше поперечный импульс фотона и псевдобыстроты фотона и партона. Это приводит к погрешности определения коэффициента k_{jet} , которую в интервалах по поперечному импульсу фотона можно оценить как

$$\Delta = k_{\text{jet}} - k_{\text{jet}}^{\text{true}} = \frac{P_T^{\text{parton}}}{P_T^\gamma} - 1.$$

Погрешность для различных значений поперечного импульса фотона и псевдобыстроты партона представлена на рис. 1, *a*. Для событий со струями в области торцевых и передних калориметров она составляет более 30 % при $P_T^\gamma > 100$ ГэВ/ c . Наложение ограничения на полярный угол между фотоном и струей уменьшает эту погрешность примерно вдвое (см. рис. 1, *b*). Тем не менее, она остается значительной при больших поперечных импульсах и модулях псевдобыстрот: более 10 % при $P_T^\gamma > 600$ ГэВ/ c и $|\eta_{\text{jet}}| > 2,5$ и при $P_T^\gamma > 100$ ГэВ/ c и $|\eta_{\text{jet}}| > 4$. Таким образом, калибровка событиями с прямыми фотонами становится невозможной при достаточно больших поперечных импульсах и модулях псевдобыстрот струй.

В области, доступной для калибровки, погрешность, обусловленную излучением в начальном состоянии, можно уменьшить, если определять калибровочные коэффициенты

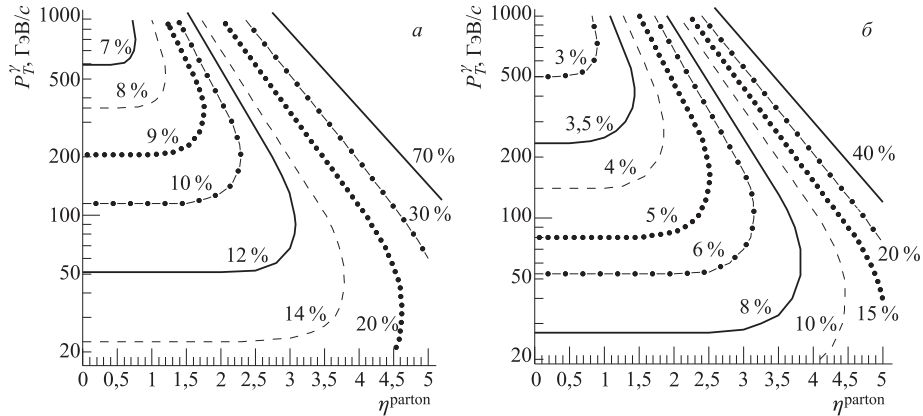


Рис. 1. Значения дисбаланса (в %) $(P_T^\gamma - P_T^{\text{parton}})/P_T^\gamma$ при различных значениях поперечного импульса прямого фотона и псевдобыстроты струи в событиях с прямыми фотонами: а) без ограничений на параметры событий; б) с ограничением на угол между фотоном и партоном $\phi_{\gamma, \text{parton}} > (172 \pm 2)^\circ$

не по среднему значению, а по пику спектра $P_{T \text{ meas}}^{\text{jet}}/P_T^\gamma$. Другим вариантом уменьшения этой погрешности является использование интервалов по $P_T^{\text{parton}} + P_T^\gamma$, в которых для событий с прямыми фотонами сохраняется средний баланс по поперечным импульсам фотона и партона. Первый вариант предпочтительнее, в частности, из-за большого фона, который будут иметь прямые фотоны при малых поперечных импульсах фотонов в интервалах по $P_T^{\text{parton}} + P_T^\gamma$.

В настоящей работе калибровочные коэффициенты определялись по среднему значению распределения Гаусса, аппроксимирующего окрестность максимума спектра $P_{T \text{ meas}}^{\text{jet}}/P_T^\gamma$.

2. КРИТЕРИИ ОТБОРА СОБЫТИЙ И СИСТЕМАТИЧЕСКИЕ ПОГРЕШНОСТИ

Фоном к процессу рождения прямого фотона являются двухструйные события, в которых либо фотоны, излученные кварками, либо фотоны, рожденные при распадах мезонов, неотличимы в установке от прямых фотонов, рожденных непосредственно в точке pp -столкновения в «комптоновском» $qg \rightarrow q + \gamma$ или «аннигиляционном» $q\bar{q} \rightarrow g + \gamma$ процессах.

Возможность подавления подобного фона ранее детально исследовалась как на уровне частиц [1–3], так и при полном моделировании установки CMS. В последнем случае учитывалось влияние магнитного поля, пространственного и энергетического разрешения калориметрической системы, эффекта нескомпенсированности калориметров, шумов электроники и загрузки калориметра дополнительными событиями, которые записались в процессе сбора по сигналу триггера или в промежуток времени до срабатывания триггера [4]. Была показана возможность существенного подавления фона наложением достаточно жестких ограничений на различные параметры событий.

В процедуре калибровки струй с помощью событий с прямыми фотонами задача подавления фона должна ориентироваться не столько на чистоту выделения сигнала,

сколько на повышение точности калибровки. Поэтому в настоящей работе при выборе правил отбора событий учитывались как уровень фона, так и погрешности, которые он вносит в калибровку.

2.1. Генерация и предварительный отбор событий. Для исследования влияния фона на калибровку моделировался широкий набор процессов, включающий наряду с процессами с прямыми фотонами: ISUB = 14, 29 все $2 \rightarrow 2$ -процессы КХД с достаточно большими сечениями: ISUB = 1–2, 11–16, 18–20, 28–31, 53, 68 (см. таблицу). Генерировалось 10 выборок событий в узких интервалах по поперечным импульсам фотонов $P_{T0}(1 \pm 0,1)$ при $P_{T0} = 20, 24, 30, 40, 60, 100, 150, 200, 300, 500$ ГэВ/с.

Процессы с прямыми фотонами (14, 19) и фоновые процессы (PUTHIA)

ISUB	Процесс
14	$f + \bar{f} \rightarrow g + \gamma$
29	$f + g \rightarrow f + \gamma$
11	$f + f' \rightarrow f + f'$ (QCD)
12	$f + \bar{f} \rightarrow f' + \bar{f}'$
13	$f + \bar{f} \rightarrow g + g$
15	$f + \bar{f} \rightarrow g + \gamma^*/Z^0$
16	$f + \bar{f}' \rightarrow g + W^\pm$
18	$f + \bar{f} \rightarrow \gamma + \gamma$
19	$f + \bar{f} \rightarrow \gamma + \gamma^*/Z^0$
20	$f + \bar{f}' \rightarrow \gamma + W^\pm$
28	$f + g \rightarrow f + g$
30	$f + g \rightarrow f + \gamma^*/Z^0$
31	$f + g \rightarrow f' + W^\pm$
53	$g + g \rightarrow f + \bar{f}$
68	$g + g \rightarrow g + g$

При предварительном отборе событий на уровне частиц отбирались события с претендентом на прямой фотон: требовалось, чтобы в электромагнитном калориметре существовала область размером 2×2 кристалла, в которой суммарный поперечный импульс фотонов и электронов $P_{T2 \times 2}$ лежит в заданном интервале $P_{T0}(1 \pm 0,1)$. При $P_{T0} < 200$ ГэВ/с в отобранных событиях значительно преобладают фоновые фотоны. Однако их доля может быть существенно уменьшена требованием изолированности фотона. Предварительный отбор событий выполнялся с более мягкими ограничениями на изолированность фотона по сравнению с теми, которые предполагается использовать в установке. Требовалось, чтобы

- скалярная сумма поперечных импульсов частиц в области η - ϕ -пространства радиуса 0,5 вокруг претендента на прямой фотон и одновременно вне области размером 2×2 кристалла электромагнитного калориметра не превышала $5 + P_{T2 \times 2}/20 - P_{T2 \times 2}^2 \cdot 10^{-4}$ ГэВ/с;
- та же сумма за вычетом заряженных частиц с поперечным импульсом менее 2 ГэВ/с, значительная часть которых уносится магнитным полем за пределы указанной окружности, не превышала $3 + P_{T2 \times 2}/20 - P_{T2 \times 2}^3 \cdot 10^{-6}$ ГэВ/с;
- в пределах круга, равновеликого области размером 5×5 кристаллов, не было адронов с поперечными импульсами более $4,5 + P_{T2 \times 2}/40$ ГэВ/с.

Всего было отобрано примерно 1 000 000 событий с разными значениями P_{T0} , которые затем были «проведены» через установку и реконструированы.

2.2. Критерии отбора после реконструкции. Анализ событий после реконструкции проводился с использованием мягких и жестких ограничений на различные физические параметры событий.

Мягкий отбор. В качестве оптимального ограничения на интервал по полярному углу между фотоном и струей предлагается $\phi_{\gamma, \text{jet}} > (172 \pm 2)^\circ$. Это ограничение, с одной стороны, существенно уменьшает дисбаланс E_T^γ и E_T^{jet} , вызванный излучением в начальном состоянии, а с другой стороны, сохраняет достаточное количество событий.

Наиболее эффективным для подавления фона является ограничение на изолированность фотона. В качестве меры изолированности фотона принималась величина $E_{T\gamma}^{\text{isol}}$ — скалярная сумма поперечных энергий, выделенных в ячейках калориметров, принадлежащих конусу радиусом $R = 0,7$, очерченному в η - ϕ -пространстве вокруг фотона, за исключением центральной области размером 7×7 кристаллов электромагнитного калориметра. Суммирование проводилось по ячейкам, энерговыделение в которых превышало 0,18 и 0,9 ГэВ соответственно для цилиндрической и торцевых частей электромагнитного калориметра и 1 ГэВ для адронного калориметра.

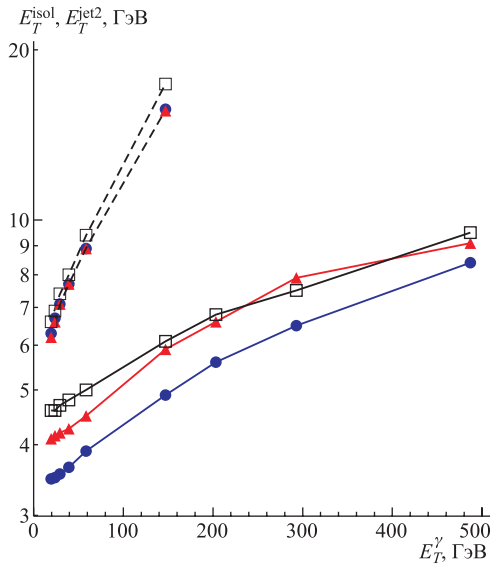


Рис. 2. Зависимость от поперечной энергии фотона средних значений величины изолированности фотона $E_{T\gamma}^{\text{isol}}$ (сплошные линии) и поперечной энергии второй (добавочной к основной) струи $E_T^{\text{jet}2}$ (штриховые линии) в событиях с прямыми фотонами со струями в различных областях: $|\eta^{\text{jet}}| < 1,5$ (кружки), $1,5 < |\eta^{\text{jet}}| < 3$ (треугольники) и $3 < |\eta^{\text{jet}}| < 4,5$ (квадраты)

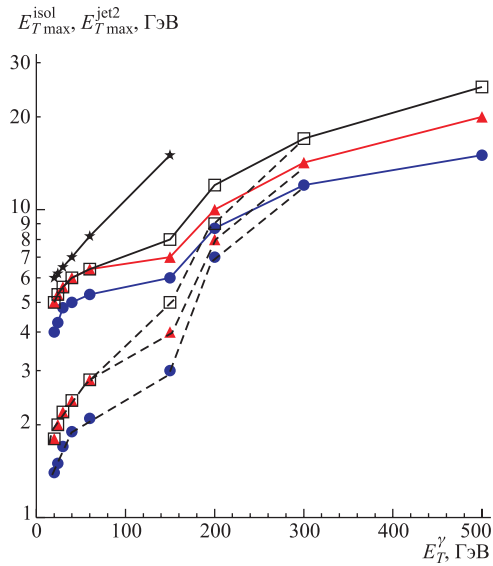


Рис. 3. Ограничения на поперечную энергию второй струи (звездочки), а также мягкие (сплошные линии) и жесткие (штриховые) ограничения на изолированность фотона в зависимости от поперечной энергии фотона в событиях со струями в различных областях по псевдобыстроте: $|\eta^{\text{jet}}| < 1,5$ (кружки), $1,5 < |\eta^{\text{jet}}| < 3$ (треугольники) и $3 < |\eta^{\text{jet}}| < 4,5$ (квадраты)

Ограничение на изолированность фотона привязывалось к средним значениям величин $E_{T\gamma}^{\text{isol}}$ в каждом интервале по E_T^γ (см. рис. 2).

При мягких ограничениях допускались такие значения $E_{T\gamma}^{\text{isol}}$, при которых сигнал подавлялся не более чем на 50–10% при $E_T^\gamma = 20\text{--}500$ ГэВ. Это ограничение предлагается существенно более слабым при больших поперечных энергиях фотонов, начиная с $E_T^\gamma \approx 200$ ГэВ, где количество фоновых событий относительно невелико (см. рис. 3).

Как видно из рис. 4, 5, ограничение на угол 172° сохраняет 33–70%, а вместе с мягким ограничением на изолированность — более 15–60% сигнальных событий при $E_T^\gamma = 20\text{--}500$ ГэВ.

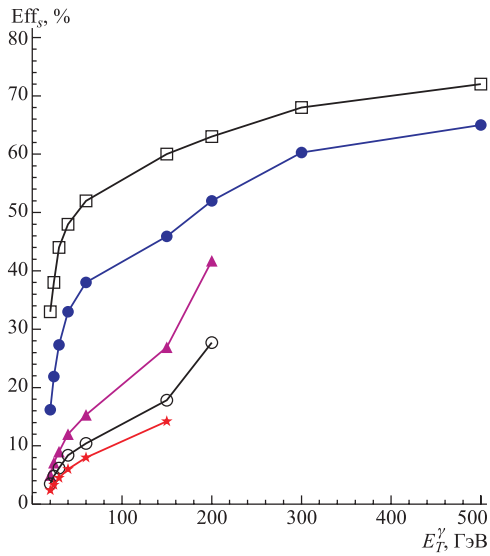


Рис. 4. Эффективности отбора сигнальных событий при ограничении на угол между фотоном и струей (квадраты), мягких и жестких ограничениях на изолированность фотона (темные кружки и треугольники соответственно), ограничениях на разность псевдобыстрот струи и фотона (светлые кружки) и поперечную энергию второй струи (звездочки). $|\eta^{\text{jet}}| < 1,5$

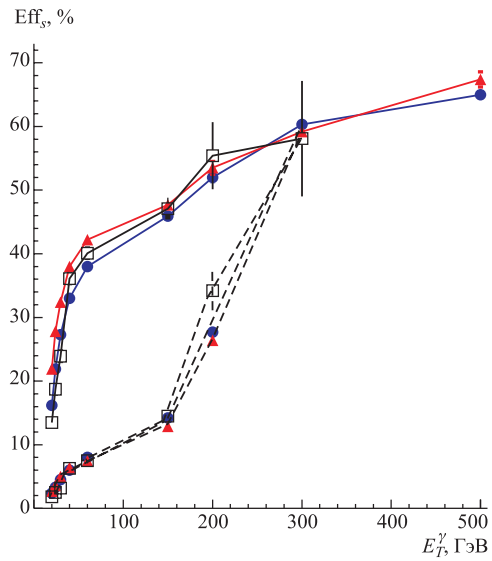


Рис. 5. Эффективности отбора сигнальных событий при мягких (сплошные линии) и жестких (штриховые) ограничениях на параметры событий в трех областях по псевдобыстротам основной струи: $|\eta^{\text{jet}}| < 1,5$ (кружки), $1,5 < |\eta^{\text{jet}}| < 3$ (треугольники) и $3 < |\eta^{\text{jet}}| < 4,5$ (квадратики)

Жесткий отбор. Для области значений $E_T^\gamma < 150$ ГэВ, где количество сигнальных событий достаточно велико, для подавления фона предлагается использовать более жесткие ограничения на изолированность фотона. Также предлагаются ограничения на разность псевдобыстрот струи и фотона и ограничение на поперечные энергии дополнительных струй в событии ($E_T^{\text{jet}2}$), которое также эффективно подавляет эффект излучения в начальном состоянии.

Использовались следующие ограничения на разность псевдобыстрот струи и фотона: $|\eta^\gamma - \eta^{\text{jet}}| < 1$, если $|\eta^{\text{jet}}| < 2$; $\eta^\gamma < -1,5$, если $\eta^{\text{jet}} < -2$ и $\eta^\gamma > 1,5$, $\eta^{\text{jet}} > 2$.

Ограничение на дополнительные струи привязывалось к средним значениям величин $E_T^{\text{jet}2}$ в каждом интервале по E_T^γ (см. рис. 2). Эффективности отбора сигнальных событий при этих ограничениях представлены на рис. 4, 5. Они составляют 2–20% при $E_T^\gamma = 20 - 200$ ГэВ.

Нужно, однако, иметь в виду, что жесткие ограничения на изолированность фотона могут приводить в случае струй, собираемых при малых ограничениях на энерговыделение в ячейке калориметра, к понижению значений калибровочных коэффициентов [5].

Число событий. На рис. 6 представлены количества событий с прямыми фотонами, ожидаемые за шесть месяцев работы установки в условиях низкой светимости при триггерных ограничениях (сплошные линии) и ограничениях, соответствующих жестким отборам (значки).

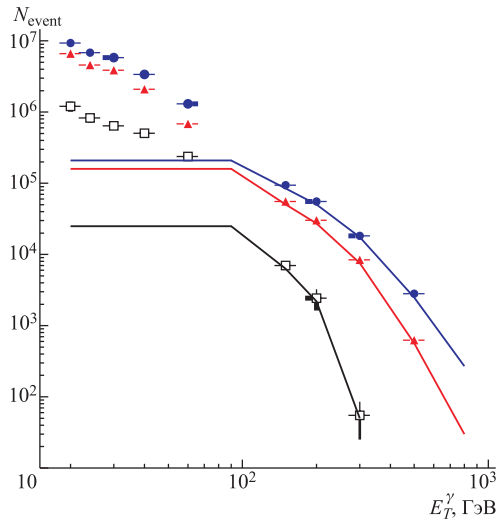


Рис. 6. Количества событий с прямыми фотонами, которые будут наблюдаться за шесть месяцев работы установки при низкой светимости (интегральная светимость $L_{\text{int}} = 10 \text{ фб}^{-1}$). Используются жесткие критерии отборов (значки) и отбор триггерами (сплошные линии) в интервалах по поперечной энергии фотона $E_T^\gamma (1 \pm 0,1)$ в трех областях по псевдобыстроте основной струи: $|\eta^{\text{jet}}| < 1,5$ (кружки), $1,5 < |\eta^{\text{jet}}| < 3$ (треугольники) и $3 < |\eta^{\text{jet}}| < 4,5$ (квадраты)

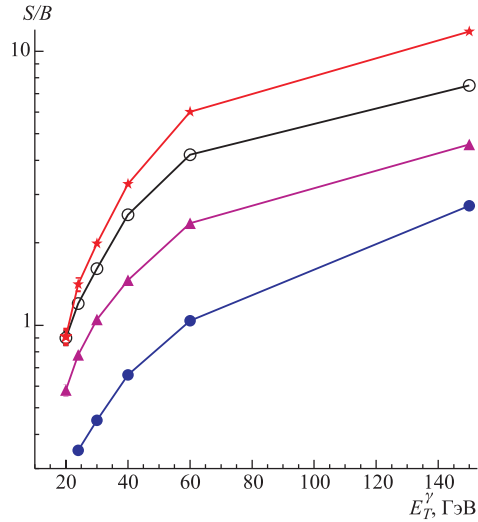


Рис. 7. Отношения количеств сигнальных и фоновых событий при ограничениях на угол между фотоном и струей и мягких на изолированность фотона (темные кружки), жестких ограничениях на изолированность фотона (треугольники), ограничениях на разность псевдобыстрот струи и фотона (светлые кружки) и поперечную энергию второй струи (звездочки). $|\eta^{\text{jet}}| < 1,5$

Отбор событий для калибровки предполагается производить с помощью стандартного триггера для изолированных фотонов с $E_T^\gamma > 80$ ГэВ [10], а также с помощью специального триггера отбора событий для $\gamma + \text{jet}$ -калибровки в области $E_T^\gamma > 20$ ГэВ. Последний будет отбирать с частотой примерно 1 Гц события с изолированными фотонами, предварительно отобранные триггером первого уровня для одиночных e/γ [11].

На рис. 7 представлены соотношения сигнала и фона при различных ограничениях на параметры событий. Видно, что как жесткое ограничение на изолированность фотона, так и ограничение на его псевдобыстроту и поперечную энергию дополнительных струй являются эффективными для уменьшения доли фоновых событий в калибровочных выборках. В итоге отношение сигнала к фону при переходе от мягких отборов к жестким увеличивается примерно в пять раз.

Согласно рис. 5, как при мягких, так и при жестких отборах эффективность отбора сигнальных событий со струями в области $|\eta^{\text{jet}}| < 1,5$ (НВ), $1,5 < |\eta^{\text{jet}}| < 3$ (НЕ) и $3 < |\eta^{\text{jet}}| < 4,5$ (НФ) примерно совпадает. Тем не менее, как видно из рис. 8, эти отборы с существенно меньшим эффектом подавляют уровень фона в событиях со струями в области НФ, нежели в НВ и НЕ. В интервале $E_T^\gamma = 20\text{--}150$ ГэВ при мягких отборах отношение сигнала к фону составляет 0,2–2,0 в событиях со струями в НВ и НЕ и 0,1–1,3 в событиях со струями в НФ. При жестких отборах эти числа составляют 0,9–10 для НВ и НЕ и 0,4–7 для НФ.

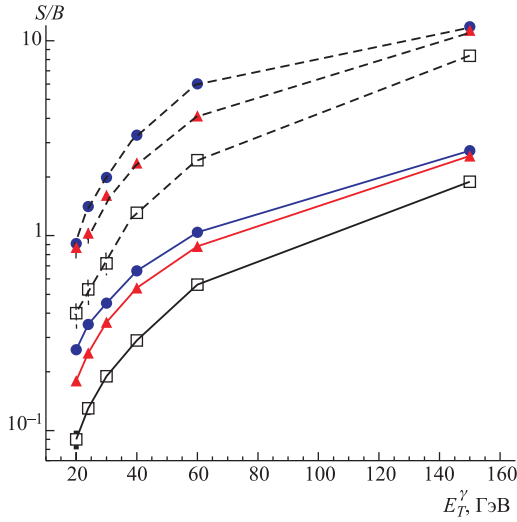


Рис. 8. Отношения количеств сигнальных и фоновых событий при мягких (сплошные линии) и жестких (штриховые) ограничениях на параметры событий в трех областях по псевдобыстротам основной струи: $|\eta^{\text{jet}}| < 1,5$ (кружки), $1,5 < |\eta^{\text{jet}}| < 3$ (треугольники) и $3 < |\eta^{\text{jet}}| < 4,5$ (квадраты)

2.3. Погрешность метода. Фоновый фотон несет лишь часть энергии породившего его партон жесткого процесса. Это влияет на P_T -баланс между лидирующей струей и фоновым фотоном и вносит погрешность в калибровку. Эта погрешность может быть оценена как разность калибровочных коэффициентов, рассчитанных с использованием наблюдаемых значений P_T^γ , и калибровочных коэффициентов $k_{\text{jet}}^{\gamma \rightarrow \text{parton}}$, полученных при замене P_T^γ на поперечный импульс партона, породившего фотон:

$$\delta k_{\text{jet}}^{\gamma \in \text{jet}} = \frac{k_{\text{jet}} - k_{\text{jet}}^{\gamma \rightarrow \text{parton}}}{k_{\text{jet}}^{\gamma \rightarrow \text{parton}}}. \quad (3)$$

При мягких отборах погрешность достигает 8–20 % при $E_T^\gamma = 40\text{--}20$ ГэВ (рис. 9).

Другой эффект, который влияет на результат калибровки, связан с тем, что в фоновых событиях, в отличие от сигнальных, глюонные струи доминируют над кварковыми. И поскольку глюонным струям соответствуют меньшие значения калибровочных коэф-

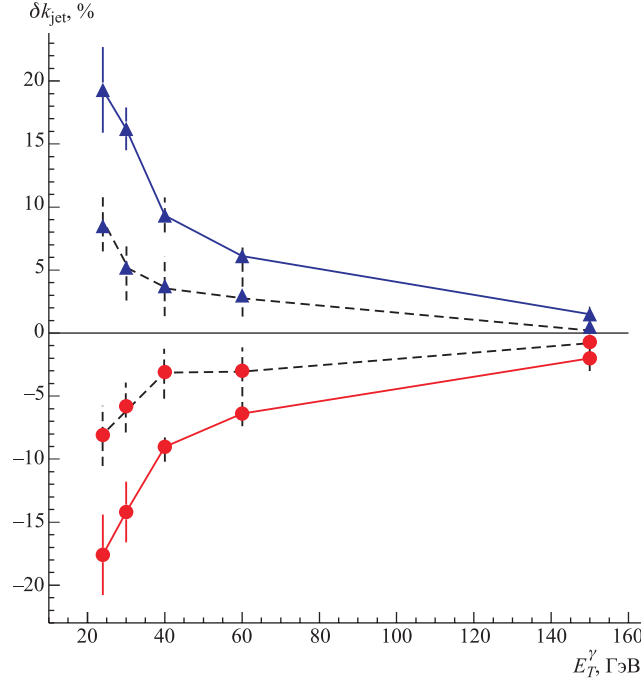


Рис. 9. Систематические погрешности, которые вносит фон в калибровку, обусловленные тем, что фоновый «фотон» несет лишь часть энергии породившего его партон жесткого процесса (3) (треугольники), и разностью истинных значений калибровочных коэффициентов в отобранных и сигнальных событиях (4) (кружки) при мягких (сплошные линии) и жестких (штриховые) ограничениях на параметры событий. $|\eta_{jet}| < 1,5$

фициентов, то повышенная доля глюонных струй в фоновых событиях вносит систематическую погрешность в калибровку. Ее величина определяется разностью истинных значений калибровочных коэффициентов (2) во всех отобранных (k_{jet}^{true}) и сигнальных ($k_{jet}^{true,S}$) событиях:

$$\delta k_{jet}^{q/g-jet} = \frac{k_{jet}^{true} - k_{jet}^{true,S}}{k_{jet}^{true,S}}. \quad (4)$$

Эта погрешность также оказывается существенной, но отрицательной по знаку (см. рис. 9).

В результате наложения двух эффектов, которые приводят к противоположным по знаку систематическим сдвигам $\delta k_{jet}^{\gamma \in jet}$ и $\delta k_{jet}^{q/g-jet}$, калибровочные коэффициенты, найденные с использованием отобранных событий при мягких и жестких ограничениях, совпадают в пределах погрешности их определения (рис. 10). Однако этот результат зависит от выбора конкретных ограничений на параметры отбираемых событий, и потому более надежным с точки зрения уменьшения погрешностей калибровки представляется использование отборов событий, при которых отдельные систематические сдвиги будут меньше.

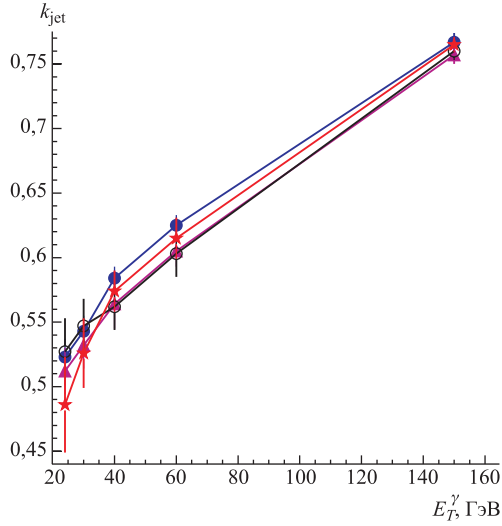


Рис. 10. Значения калибровочных коэффициентов, найденные с использованием всех отобранных событий (сигнальных и фоновых) при ограничениях на угол между фотоном и струей, а также мягких (темные кружки) и жестких (треугольники) ограничениях на изолированность фотона, ограничениях на разность псевдобыстрот струи и фотона (светлые кружки) и поперечную энергию второй струи (звездочки). $|\eta^{\text{jet}}| < 1,5$

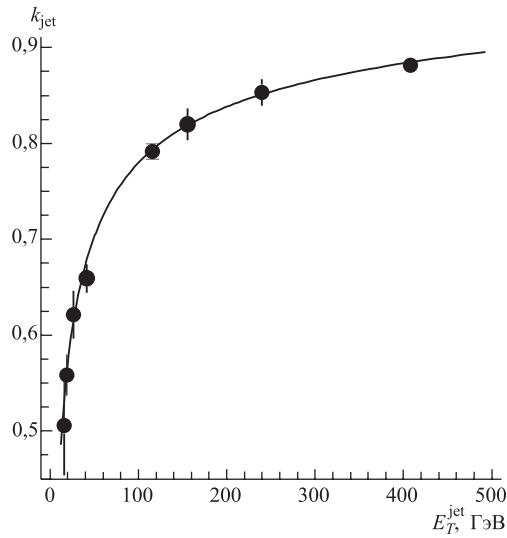


Рис. 11. Значения калибровочных коэффициентов при мягких ограничениях на параметры событий в различных интервалах по поперечным энергиям струй при $|\eta^{\text{jet}}| < 0,2$ и их аппроксимация функцией (5)

Для расчета зависимостей калибровочных коэффициентов от поперечных импульсов и псевдобыстрот струй определялись значения этих коэффициентов при мягких отборах в интервалах по E_T^γ и η^{jet} . С помощью найденных коэффициентов осуществлялся переход от интервалов по E_T^γ к интервалам по E_T^{jet} . Затем в каждом интервале по η^{jet} зависимость k_{jet} от E_T^{jet} аппроксимировалась пятипараметрической функцией (рис. 11):

$$k_{\text{jet}}(E_T^{\text{jet}}) = A_1 + A_2 \ln(E_T^{\text{jet}} + A_3) - \frac{A_4}{E_T^{\text{jet}} + A_5}. \quad (5)$$

Значения параметров A_i ($i = 1, \dots, 5$) определялись для 24 интервалов по η^{jet} шириной 1–2 башни адронного калориметра. Полученные таким образом η -зависимости ка-

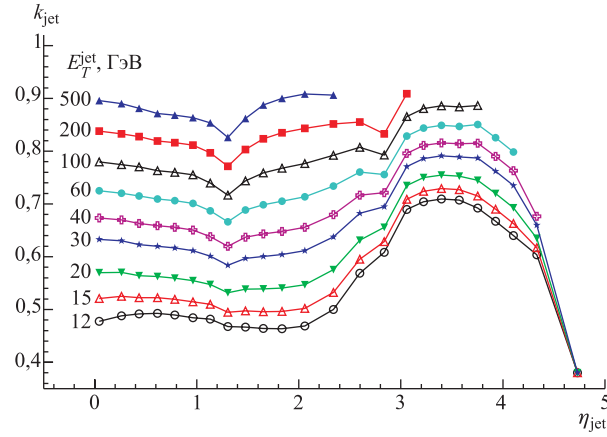


Рис. 12. Зависимости калибровочных коэффициентов от псевдобыстроты струи для различных значений поперечных энергий струи при мягких ограничениях на параметры событий

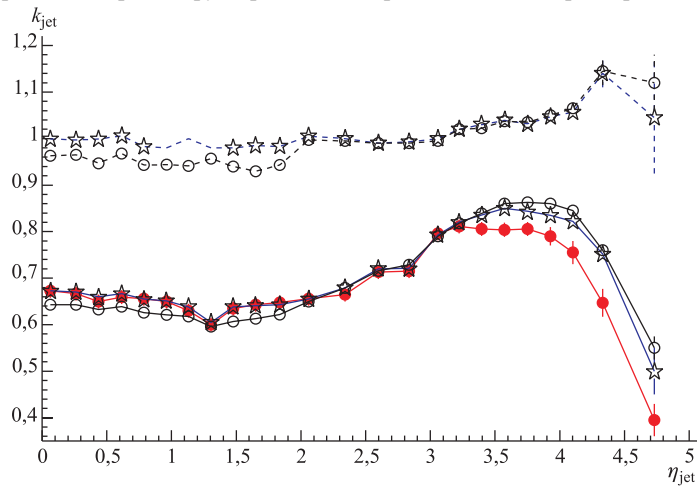


Рис. 13. Значения калибровочных коэффициентов, найденные по спектру отношения $E_T^{\text{jet}}/E_T^\gamma$ в интервале $54 < E_T^\gamma < 66$ ГэВ с использованием калибровочной выборки (сигнальные и фоновые события) (темные кружки) и по спектру отношения $E_T^{\text{jet}}/E_T^{\text{parton}}$ в интервале $54 < E_T^{\text{parton}} < 66$ ГэВ с использованием той же выборки (звездочки) и чисто фоновых событий с КХД-струями (светлые кружки) для случаев некалиброванных струй (сплошные линии) и струй, поперечные энергии которых корректировались с использованием найденных параметризаций калибровочных коэффициентов (штриховые линии)

либровочных коэффициентов для различных значений поперечных энергий струи представлены на рис. 12.

Возможности данной методики иллюстрирует рис. 13. На нем представлены значения калибровочных коэффициентов, найденные по спектру отношения $E_T^{\text{jet}}/E_T^\gamma$ в интервале $54 < E_T^\gamma < 66$ ГэВ с использованием калибровочной выборки (сигнальные и фоновые события) и по спектру отношения $E_T^{\text{jet}}/E_T^{\text{parton}}$ в интервале $54 < E_T^{\text{parton}} < 66$ ГэВ с

использованием той же выборки и чисто фоновых событий с КХД-струями. Отношения $E_T^{\text{jet}}/E_T^{\text{parton}}$ рассчитывались как для некалиброванных струй, так и для струй, поперечные энергии которых корректировались с использованием найденных параметризаций калибровочных коэффициентов. Заниженные значения $E_T^{\text{jet}}/E_T^\gamma$ и, соответственно, завышенные откорректированные значения $E_T^{\text{jet}}/E_T^{\text{parton}}$ в области больших псевдобыстрот ($\eta^{\text{jet}} > 3$) объясняются излучением в начальном состоянии, о котором говорилось выше. При малых η^{jet} в случае событий с КХД-струями откорректированные значения поперечных энергий струй занижены примерно на 5%. Отчасти это объясняется преобладанием в них глюонных струй по сравнению с калибровочной выборкой.

ЗАКЛЮЧЕНИЕ

В работе обсуждается метод установки шкалы энергии струи с помощью событий с прямыми фотонами. Основной проблемой является нарушение баланса между поперечными энергиями фотона и партона, вызванное излучением в начальном состоянии. Однако данную проблему можно локализовать, определяя калибровочные коэффициенты в интервалах по поперечной энергии фотона с использованием пика спектра измеренных поперечных энергий струй при определенных ограничениях на параметры событий.

События с прямыми фотонами могут обеспечить достаточную статистику для калибровки струй вплоть до $E_T^{\text{jet}} \approx 1000$ ГэВ. Однако вследствие излучения в начальном состоянии калибровка событиями с прямыми фотонами становится невозможной при достаточно больших поперечных энергиях ($E_T^\gamma \sim 100$ ГэВ в событиях со струями в HF) и модулях псевдобыстрот струй (струи в HE при $E_T^\gamma \sim 500$ ГэВ).

Процесс $\gamma + \text{jet}$ при $E_T^\gamma < 200$ ГэВ имеет существенный фон в виде событий с фотонами, излученными кварками или рожденными при распадах мезонов. Однако путем наложения определенных ограничений на физические параметры событий при $E_T^\gamma > 20$ ГэВ можно добиться превышения сигнала над фоном, причем при $E_T^\gamma > 150$ ГэВ — более чем на порядок. Кроме того, при этом имеет место скомпенсированность систематических сдвигов шкалы энергии струи, к которым приводят отдельные эффекты, обусловленные наличием фона. Это позволяет надеяться на удовлетворительную точность калибровки, начиная со значений поперечных энергий фотона $E_T^\gamma = 20$ ГэВ.

Благодарности. Авторы выражают благодарность Крису Тулли за внесенные в работу идеи и большую помощь при подготовке публикации.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Bandourin D. V., Konoplyanikov V. F., Skachkov N. B.* « $\gamma + \text{jet}$ » Events Rate Estimation for Gluon Distribution Determination at LHC // *Part. Nucl., Lett.* 2000. No. 6[103]. P. 34–43.
2. *Bandurin D., Konoplyanikov V., Skachkov N.* On the Application of « $\gamma + \text{jet}$ » Events for Setting of Absolute Jet Energy Scale and Determining the Gluon Distribution at the LHC. hep-ex/0207028 v2 15. 2002. 107 p.
3. *Bandourin D. V., Skachkov N. B.* Separation of a Single Photon and Products of the π^0 , η , K_s^0 Meson Neutral Decay Channels in the CMS Electromagnetic Calorimeter Using Neural Network // *JHEP.* 2004. 0404. 007.

4. Конопляников В. Ф., Уркинбаев А. Р., Кодолова О. Л. Исследование фона к процессу « $\gamma + \text{jet}$ » на установке CMS при низкой светимости // Письма в ЭЧАЯ. 2005. Т. 2, № 1(124). С. 73–83.
5. Konopliyanikov V., Ulyanov A., Kodolova O. Jet Calibration Using Gamma + Jet Events in the CMS Detector // Eur. Phys. J. C. 2006. V. 46. P. 37–43.
6. Stermann G., Weinberg S. Jets from Quantum Chromodynamics // Phys. Rev. Lett. 1977. V. 39. P. 1436–1447.
7. Sjostrand T. et al. High-Energy Physics Event Generation with PYTHIA 6.1 // Comp. Phys. Commun. 2001. V. 135. P. 238–259.
8. Stavrianakou M. An Object-Oriented Simulation Program for CMS // Proc. of CHEP, Interlaken, Switzerland, 2004.
9. Innocente V., Stickland D. The Design, Implementation and Deployment of a Functional Prototype OO Reconstruction Software for CMS. The ORCA Project // Proc. of CHEP, Padova, Italy, 2000.
10. The Trigger and Data Acquisition Project. V.II: Data Acquisition & High-Level Trigger. CERN/LHCC 2002-026. P. 296.
11. The Trigger and Data Acquisition Project. V.I: The Level-1 Trigger. CERN/LHCC 2000-038. P. 52–55.

Получено 27 августа 2007 г.