

Наблюдение эффекта "квантовой запутанности" при
анализе спиновых корреляций в парном рождении топ и
анти-топ кварков в экспериментах АТЛАС и CMS

Ю.Г.Нарышкин

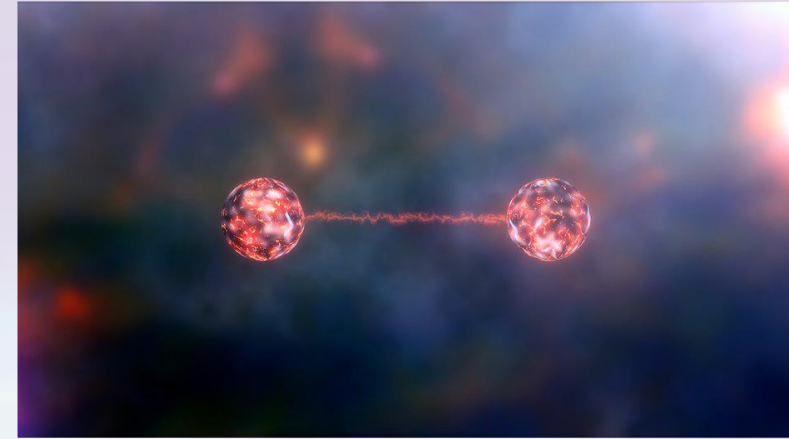
Семинар ОФВЭ, 3.12.2024

План семинара

- Введение
- Квантовая запутанность, критерии сепарабельности
- ТОП кварк его свойства и квантовая запутанность
- Матрица плотности и спиновые корреляции
- Анализ данных
- Результаты ATLAS
- Результаты CMS

Квантовая запутанность

- Квантовая запутанность — это явление, при котором квантовое состояние каждой частицы не может быть описано независимо от состояния другой.
- Если две (или более) частицы находятся в запутанном состоянии, то они останутся связаны, даже если они разделены огромными расстояниями.



In a 1935 paper, the quantum mechanics pioneer Erwin Schrödinger referred to entanglement between distantly separated particles as “not ... one, but rather the characteristic trait of quantum mechanics, the one that enforces its entire departure from classical lines of thought.”

«не ... одной, а скорее характерной чертой квантовой механики, той, которая обуславливает ее полный отход от классических линий мышления»

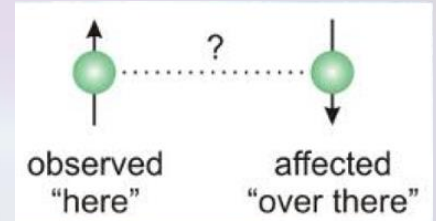
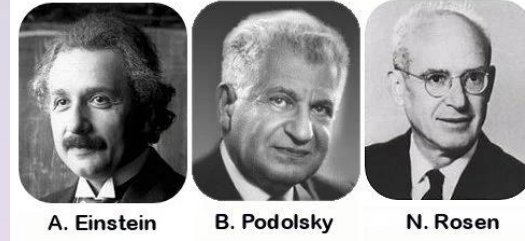
Mathematical Proceedings of the Cambridge Philosophical Society , Volume 31 , Issue 4 , October 1935 , pp. 555 - 563



ЭПР парадокс

А. Эйнштейн, Б. Подольский и Н. Розен (ЭПР) предложили мысленный эксперимент в котором утверждается, что описание физической реальности, предоставляемое квантовой механикой, является неполным.

- Этот мысленный эксперимент заключается в том, что если подготовить пару частиц, которые находятся в «запутанном состоянии», и измерить положение (импульс) первой частицы, можно предсказать результат измерения положения (импульс) второй частицы.
- Они утверждали, что никакое действие, предпринятое в отношении первой частицы, не могло бы мгновенно повлиять на другую, поскольку это включало бы передачу информации быстрее света, что невозможно согласно теории относительности.
- В статье 1935 года под названием «Можно ли считать квантово-механическое описание физической реальности полным?» они предполагали, что можно построить теорию, содержащую эти скрытые переменные.



EINSTEIN ATTACKS QUANTUM THEORY

Scientist and Two Colleagues
Find It Is Not 'Complete'
Even Though 'Correct.'

SEE FULLER ONE POSSIBLE

Believe a Whole Description of
'the Physical Reality' Can Be
Provided Eventually.

Article headline regarding the EPR
paradox paper in the May 4, 1935,
issue of *The New York Times*

Скрытые параметры

- Теории скрытых параметров — теории, предложенные для решения проблемы путём ввода гипотетических внутренних параметров, присущих измеряемым системам (например, частицам).
- Значения таких параметров не могут быть измерены экспериментально, но определяют результат измерения других параметров системы, описываемых в квантовой механике волновыми функциями и/или векторами состояния.
- Это означает, что описание состояния частиц содержит некоторые скрытые переменные, значения которых эффективно определяют, прямо с момента разделения, какими будут результаты спиновых измерений, т.е. каждая частица несет с собой всю необходимую информацию, и ничего не нужно передавать от одной частицы к другой во время измерения.
- В 1964 году Джон Стюарт Белл в своей знаменитой теореме показал, что, если существуют локальные скрытые параметры, можно провести определенные эксперименты с квантовой запутанностью, в которых результат будет удовлетворять неравенству Белла.



Квантовые состояния

Состояние составной системы всегда выражается как сумма или суперпозиция произведений состояний локальных составляющих; В квантовой механике различают два типа квантовых состояний: **чистые и смешанные**

- **Чистое состояние** – это полностью известное квантовое состояние, если объект находится в чистом состоянии, значит про него вся информация. **Такие состояния полностью описываются волновыми функциями $|\psi_i\rangle$**



- **Смешанные состояния** т.е. когда есть множество чистых состояний в системе, и, таким образом, приходится иметь дело со статистикой возможных вариантов (например, неполяризованный пучок частиц) или «запутанное» состояние», **описываются с помощью матрицы плотности:**
$$\rho = \sum_n p_n |\Phi_n\rangle \langle \Phi_n|$$



Фундаментальным объектом изучения квантовых наблюдаемых является спиновая матрица плотности.

Матрица плотности

- Если сложная система может быть образована из **независимых** подсистем, ее можно представить в виде: $\rho^{AB} = \sum_i p_i \rho_i^A \otimes \rho_i^B$
- Одним из требований к матрице плотности является то, что она должна быть положительно определенной, т.е. ее **собственные значения не отрицательны** (их сумма равна 1 в случае чистого состояния, поэтому имеют смысл вероятностей).
- Диагональные элементы матрицы плотности можно интерпретировать как вероятности системы находится в определенном состоянии.
- Квантовая запутанность не дает получить полную информацию о подсистемах, и, следовательно невозможно, описать подсистему запутанной пары как чистое состояние.

Примеры запутанных состояний

- Самая простая модель в квантовой механике — **кубит**, двухуровневая квантовая система, например, частица со спином $\frac{1}{2}$.
- Канонический пример запутанности — два кубита, как в случае двух частиц со спином $\frac{1}{2}$, где запутанность характеризуется их спиновыми корреляциями.
- В системе с двумя частицами со спином $1/2$, измеренными по заданной оси, каждая частица может быть либо со спином вверх, либо со спином вниз, поэтому всего система имеет четыре базовых состояния: $\uparrow\uparrow, \uparrow\downarrow, \downarrow\uparrow, \downarrow\downarrow$

$$\left. \begin{aligned} |1, 1\rangle &= \uparrow\uparrow \\ |1, 0\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}}(\uparrow\downarrow + \downarrow\uparrow) \\ |1, -1\rangle &= \downarrow\downarrow \end{aligned} \right\} s = 1 \quad (\text{triplet})$$

Триплет (полный угловой момент = 1)

$|1, 1\rangle, |1, -1\rangle$ - спины параллельны (коррелируют) → состояния **не запутаны**

$$|0, 0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(\uparrow\downarrow - \downarrow\uparrow) \left. \right\} s = 0 \quad (\text{singlet})$$

Синглет (полный угловой момент = 0)

$|0, 0\rangle$ спины антипараллельны (анти коррелируют) → состояния **максимально запутаны**

Примеры запутанных состояний

- Самая простая модель в квантовой механике — **кубит**, двухуровневая квантовая система, например, частица со спином $\frac{1}{2}$.
- Канонический пример запутанности — два кубита, как в случае двух частиц со спином $\frac{1}{2}$, где запутанность характеризуется их спиновыми корреляциями.
- В системе с двумя частицами со спином $1/2$, измеренными по заданной оси, каждая частица может быть либо со спином вверх, либо со спином вниз, поэтому всего система имеет четыре базовых состояния: $\uparrow\uparrow, \uparrow\downarrow, \downarrow\uparrow, \downarrow\downarrow$

$$\left. \begin{aligned} |1, 1\rangle &= \uparrow\uparrow \\ |1, 0\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}}(\uparrow\downarrow + \downarrow\uparrow) \\ |1, -1\rangle &= \downarrow\downarrow \end{aligned} \right\} s = 1 \quad (\text{triplet})$$

Триплет (полный угловой момент = 1)

$|1, 1\rangle, |1, -1\rangle$ - спины параллельны (коррелируют) → состояния **не запутаны**

$$|0, 0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(\uparrow\downarrow - \downarrow\uparrow) \quad s = 0 \quad (\text{singlet})$$

Синглет (полный угловой момент = 0)

$|0, 0\rangle$ спины антипараллельны (анти коррелируют) → состояния **максимально запутаны**

Критерий сепарабельности Переса-Городецкого

- Критерий Переса – Городецкого устанавливает **связь** между **запутанностью** и **наличием отрицательных собственных значений** частично транспонированной матрицы плотности.
- Пусть у нас есть две системы, которые описываются матрицами плотности: ρ^A и ρ^B
- если дана некоторая матрица плотности ρ^B , то транспонированная к ней матрица $(\rho^B)^T$, удовлетворяет всем свойствам матрицы плотности (эрмитова, неотрицательна и нормирована).
- Условие не отрицательности матрицы $(\rho^B)^T$ следует из того, что собственные значения матрицы ρ^B и транспонированной к ней $(\rho^B)^T$ одинаковы.

Критерий сепарабельности Переса-Городецкого

- Матрицу плотности системы двух частиц можно записать:

$$\rho^{AB} = \sum_i^{\infty} p_i \rho_i^A \otimes \rho_i^B$$

- Частично транспонированной матрицей плотности системы двух частиц является матрица:

$$\rho^{AB (T)} = \sum_i^{\infty} p_i \rho_i^A \otimes (\rho_i^B)^T$$

- Поскольку матрицы ρ^A и $(\rho^B)^T$ являются допустимыми матрицами плотности (они удовлетворяют всем критериям!), новая матрица $\rho^{AB (T)}$ также удовлетворяет всем требованиям по построению: эрмитова, неотрицательна и нормирована.
- Согласно критерию Переса-Городецкого, для того, чтобы между двумя системами была запутанность необходимо и достаточно, чтобы у частично транспонированной матрицы плотности системы существовало хотя бы одно отрицательное собственное значение.

Критерий сепарабельности Переса-Городецкого

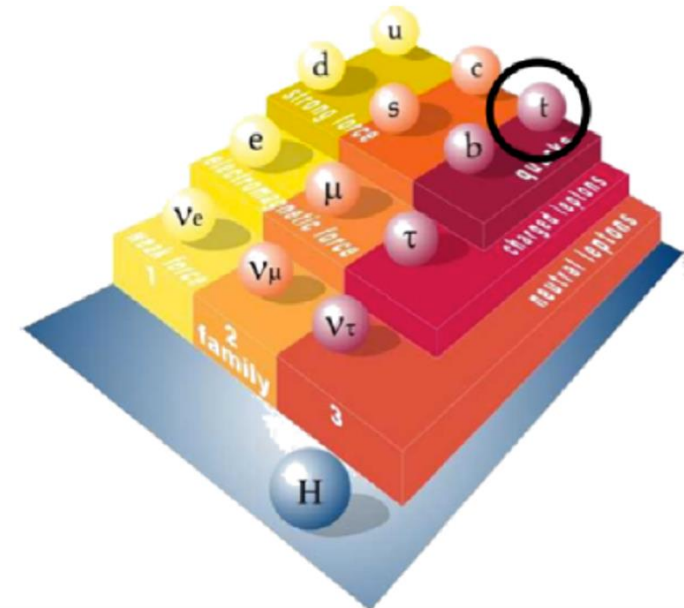
- Согласно критерию Переса-Городецкого, для того, чтобы между двумя системами была запутанность необходимо и достаточно, чтобы у частично транспонированной матрицы плотности системы существовало хотя бы одно отрицательное собственное значение.
- Однако наличие отрицательных собственных значений эквивалентно утверждению, что матрица ρ^{T_2} уже не является матрицей плотности а для операции частичного транспонирования матрицы плотности запутанных состояний не существует конкретных физических реализаций, т.е., матрица плотности системы, состоящей из двух подсистем не может быть записана, как тензорное произведение матриц плотности подсистем:

$$\rho^{AB (T)} \neq \sum_i^{\infty} p_i \rho_i^A \otimes (\rho_i^B)^T$$

A. Peres, Phys. Rev. Lett. 77, 1413 (1996), P. Horodecki, Physics Letters A 232, 333 (1997).

ТОП кварк в СМ: основные свойства

- Открыт в экспериментах CDF/D0 на Тэватроне в 1995 при исследовании рождения пар $t\bar{t}$
- Топ кварк является самой тяжелой из всех открытых частиц:
 $m_t = 172.52 \pm 0.14(\text{stat.}) \pm 0.30(\text{syst.}) \text{ ГэВ}$
- Имеет малое время жизни: $\tau_t = 5 \times 10^{-25} \text{ сек.}$
- Распадается до процесса адронизации $5 \times 10^{-23} \text{ сек.}$ и декорреляции спинов 10^{-21} сек. , т.о. передает информацию о спине продуктам распада \Rightarrow направление вылета лептонов коррелирует с направлением спина топ кварка
- В pp-взаимодействиях топ кварк рождается, в основном парами ($t\bar{t}$) в сильном взаимодействии или одиночно, за счет слабого взаимодействия.



Уникальные свойства топ-кварка позволяют проверить квантовую запутанность!!!

Механизмы рождения топ кварка

Доминирующим механизмом рождения рождения $t\bar{t}$ на БАК является gg синтез.

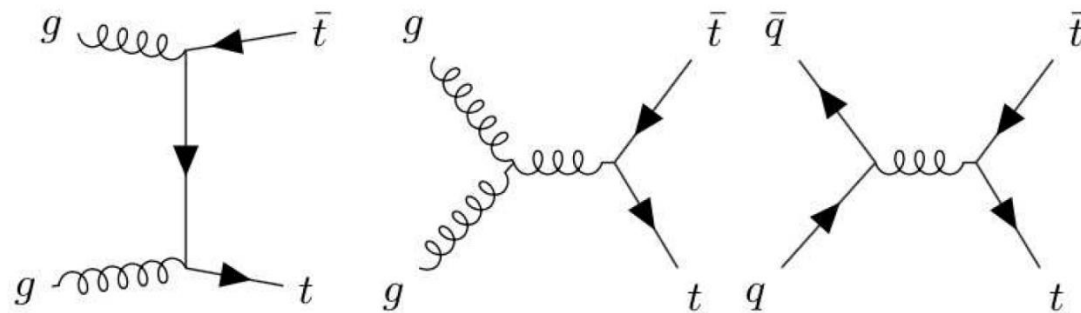
Полученная пара $t\bar{t}$ является запутанной только в двух областях фазового пространства:

- **на пороге**, где пара $t\bar{t}$ рождается в **спин-синглетном состоянии** (arXiv: 0812.0919), которое является **“максимально запутанным”**.
- **при высоких p_T** , где $t\bar{t}$ пара рождается в **спин-триплетном состоянии** (частично запутанное состояние).

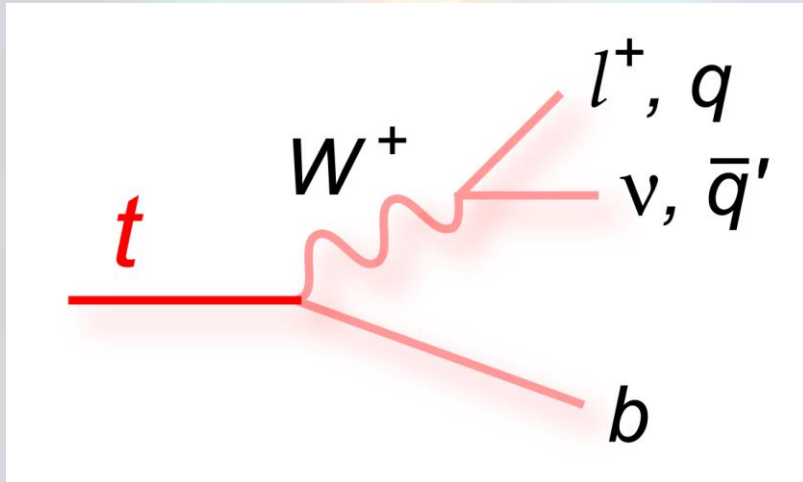
Область 1) является наиболее многообещающим кандидатом на обнаружение, поскольку сечения образования $t\bar{t}$ больше.

$$q + \bar{q} \rightarrow t + \bar{t},$$

$$g + g \rightarrow t + \bar{t}.$$



Распад t-кварка



- С вероятностью 99,9% t-кварк распадается в канале $t \rightarrow Wb$
- Возможные конечные состояния будут определяться каналом распада W-бозона (лептонным или адронным)
- При распаде W-бозона в лептонном ($\approx 33\%$) канале детектором регистрируется заряженный лептон и недостающая поперечная энергия (E_T^{miss})
- При распаде W-бозона в адронном ($\approx 67\%$) канале детектором регистрируются 2 струи, помимо этого детектором будет регистрироваться b-струя

▪ **Дилептонный канал:** конечные состояния **2 заряженных лептона (e/μ) + 2 b-струи + MET**

▪ Имеет высокую анализирующую способность

$$\frac{1}{\Gamma_f} \frac{d\Gamma_f}{d \cos \theta_f} = \frac{1}{2} (1 + \omega_f \cos \theta_f) \quad \omega_f \begin{array}{c|c|c} l^+, \bar{d} & b & \bar{\nu}, u \\ \hline 1 & -0.4 & -0.3 \end{array}$$

▪ Реконструкция кинематики: 6 уравнений (фиксированы масса топ кварка и масса W) и 6 неизвестных.

- **Neutrino Weighting** метод: $\eta(\nu)$ и $\eta(\bar{\nu})$ сканируются во всем интервале значений η что бы найти оптимальные значения.
- **Sonenshein** метод: последовательное решение кинематических уравнений, для определения импульсов нейтрино.
- **Ellipse** метод: это геометрический подход для аналитического расчета импульсов нейтрино.

Синглетное состояние $t\bar{t}$ на пороге рождения

$t\bar{t}$ is entangle at:

- **threshold**, in **singlet state** (arXiv: 0812.0919), which is maximally entangled. This is the most promising region due to high cross section.
- **At high p_T** , where $t\bar{t}$ is **triplet state** (partially entangle state).

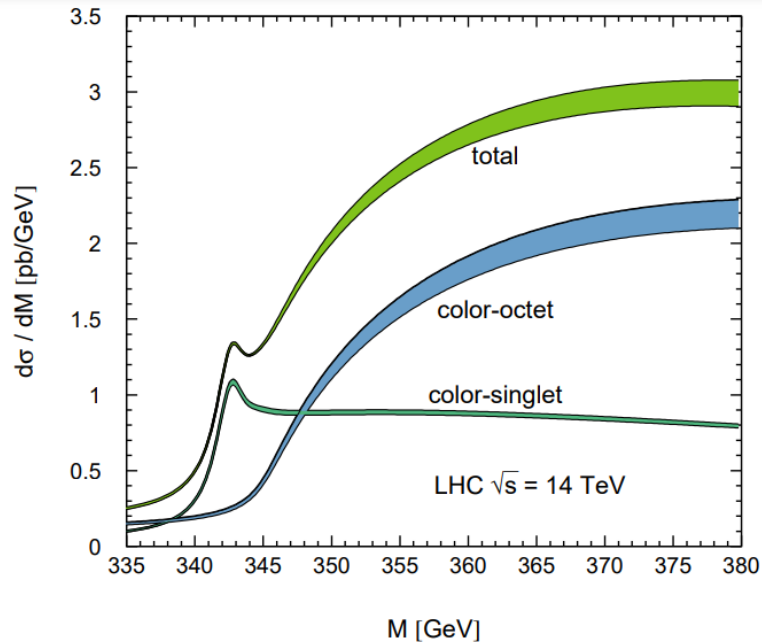


Figure 3: Invariant mass distribution including all production channels shown in Tab. 2. The width of the bands reflect the scale dependence of the hard scattering parts.

Let us turn to the threshold cross sections without ISR, $\hat{\sigma}(s'; i \rightarrow f)$. As is well known, the S -wave part of the cross sections are most important in the threshold region. Contributions of $L > 0$ are suppressed at least by $\beta^2 \sim \alpha_s^2$ with respect to the leading S -wave contribution. For individual cross sections, leading S -wave contributions reside in the following channels:

$$i = gg, \quad f = t\bar{t}(L = 0, S = 0, J = 0, \text{color-singlet}); \quad (6a)$$

$$i = gg, \quad f = t\bar{t}(L = 0, S = 0, J = 0, \text{color-octet}); \quad (6b)$$

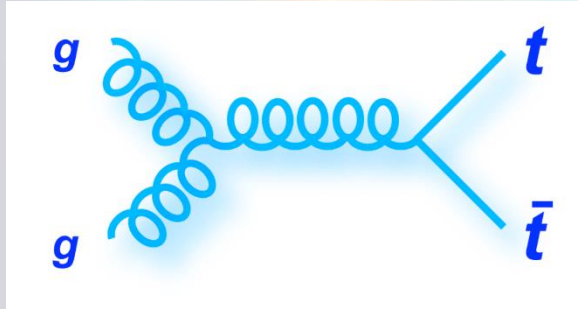
$$i = q\bar{q}, \quad f = t\bar{t}(L = 0, S = 1, J = 1, \text{color-octet}). \quad (6c)$$

There is no color-singlet channel for $i = q\bar{q}$ at LO. The process $gg \rightarrow t\bar{t}(L = 0, S = J = 1)$ in the color-singlet channel is forbidden due to the angular momentum conservation and Bose statistics (Yang's theorem), and the same applies to the symmetric (d^{abc}) part of the color-octet channel. It is also forbidden in the anti-symmetric (f^{abc}) part of the color-octet channel at LO; this is because it is a naive- T odd transition and is hence forbidden at LO due to the time-reversal invariance of QCD. We ignore qg subprocess contributions, which are suppressed by $\alpha_s\beta^2$ as compared to the LO contribution.

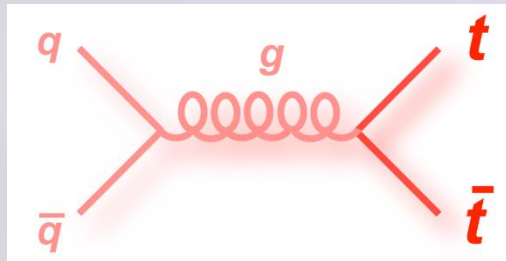
Eur. Phys. J. C 60, 375–386 (2009)

Physics Letters B 666 (2008) 71–76

Матрица плотности $t\bar{t}$



$$g(p_1) + g(p_2) \rightarrow t(k_1, s_1) + \bar{t}(k_2, s_2)$$



$$q(p_1) + \bar{q}(p_2) \rightarrow t(k_1, s_1) + \bar{t}(k_2, s_2)$$

Матрица плотности для этих процессов может быть записана в виде:

$$R_{\alpha_1 \alpha_2, \beta_1 \beta_2}^{pr} = \bar{\Sigma} \langle t(k_1, \alpha_2), \bar{t}(k_2, \beta_2) | T | a(p_1), b(p_2) \rangle^* \times \langle t(k_1, \alpha_1), \bar{t}(k_2, \beta_1) | T | a(p_1), b(p_2) \rangle$$

$pr \equiv a, b = gg, q\bar{q}$ - механизмы рождения $t\bar{t}$ -пар
 $t(k_1, \alpha_2), \bar{t}(k_2, \beta_2)$ - волновые функции топ, анти-топ кварков

α, β - helicity топ и анти-топ кварков.
 Усреднение проводится по всем спиновым и цветовым состояниям начальных глюонов (кварков).

Bernreuther, Heisler, Si, JHEP 1512, 026 (2015)
Mahlon, Parke Phys.Rev.D 53 (1996) 4886-4896

Матрица плотности $t\bar{t}$

$$R_{\alpha_1\alpha_2,\beta_1\beta_2}^{pr} = \bar{\Sigma} \langle t(k_1, \alpha_2), \bar{t}(k_2, \beta_2) | T | a(p_1), b(p_2) \rangle^* \times \langle t(k_1, \alpha_1), \bar{t}(k_2, \beta_1) | T | a(p_1), b(p_2) \rangle$$

Матрицу R_I можно записать в виде:

$$R_{pr} = f_{pr} \left[A^{Pr} \mathbf{I} \otimes \mathbf{I} + \tilde{B}_i^{pr+} \sigma^i \otimes \mathbf{I} + \tilde{B}_i^{pr-} \mathbf{I} \otimes \sigma^i + \tilde{C}_{ij}^{pr} \sigma^i \otimes \sigma^j \right]$$

$$f_{gg} = \frac{(4\pi\alpha_s)^2}{N_c(N_c^2-1)} \quad f_{q\bar{q}} = \frac{(N_c^2-1)(4\pi\alpha_s)^2}{N_c^2}$$

$$|M|^2 \propto A + B^+ \cdot s_1 + B^- \cdot s_2 + C_{ij} s_{1i} s_{2j}$$

где: σ^i - матрицы Паули

N_c - число цветных состояний

\mathbf{I} - единичные матрицы

A - неполяризованное сечение

$\tilde{B}_i^{l\pm}, \tilde{C}_{ij}^l$ - поляризация и коэффициенты корреляции

B_a, B_b - поляризация (a,b = k,r,n)

$C(a,b)$ - коэффициенты корреляции

(+) (-) обозначения для топ анти-топ кварков

Bernreuther, Heisler, Si, JHEP 1512, 026 (2015)

Mahlon, Parke Phys.Rev.D 53 (1996) 4886-4896

Сечение рождения $t\bar{t}$

$$|M|^2 \propto A + B^+ \cdot s_1 + B^- \cdot s_2 + C_{ij} s_{1i} s_{2j}$$

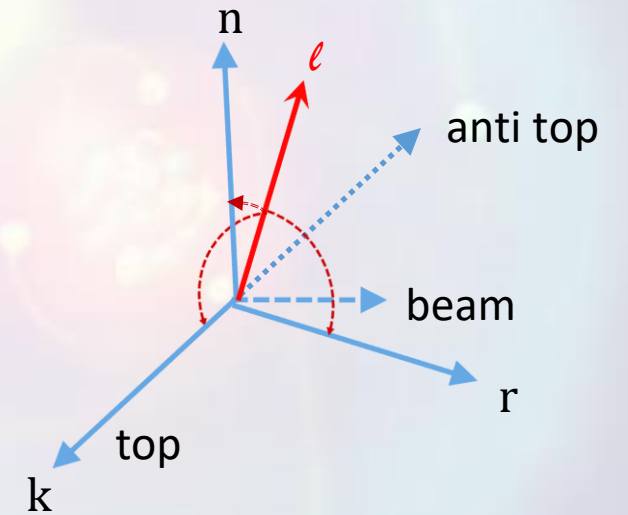
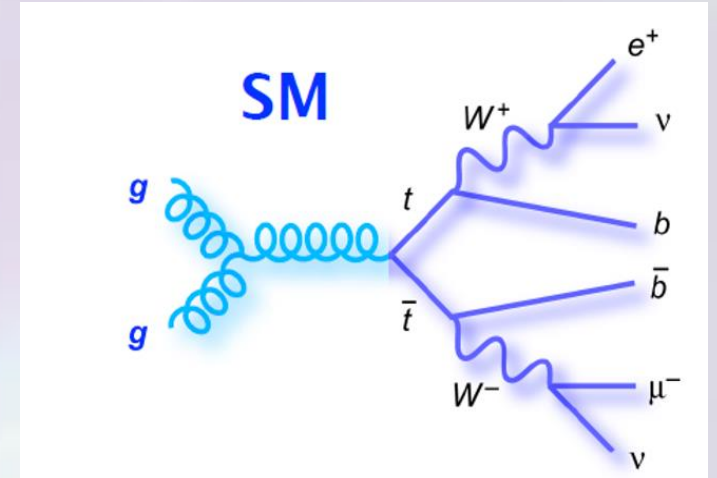
$$\frac{1}{\sigma} \frac{d^2\sigma}{d \cos \theta_a^+ d \cos \theta_b^-} = \frac{1}{4} (1 + B_a^+ \cos \theta_a^+ + B_b^- \cos \theta_b^- - C(a,b) \cos \theta_a^+ \cos \theta_b^-)$$

B_a, B_b - поляризация ($a, b = k, r, n$)
 $C(a, b)$ - коэффициенты корреляции
 (+) (-) обозначения для топ анти-топ кварков

θ_a, θ_b - углы между импульсом лептона от распада W -бозона и осями базиса: (n, r, k) в системе покоя топ кварка

$$B_a = 3 \langle \cos \theta_a \rangle$$

$$C(a, b) = -9 \langle \cos \theta_a^+ \cos \theta_b^- \rangle$$



Коэффициенты матрицы плотности

Дифференциальное сечение распада $t\bar{t}$

$$\frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{d\Omega_+ d\Omega_-} = \frac{1 + \mathbf{B}^+ \cdot \hat{\mathbf{q}}_+ - \mathbf{B}^- \cdot \hat{\mathbf{q}}_- - \hat{\mathbf{q}}_+ \cdot \mathbf{C} \cdot \hat{\mathbf{q}}_-}{(4\pi)^2}$$

$\hat{\mathbf{q}}_{\pm}$ направление лептона в системе покоя родительского топ кварка
 Ω_{\pm} - углы вылета лептонов
 \mathbf{B}^{\pm} , \mathbf{C} – поляризации и коэфф. корреляции топ и анти-топ кварков

Коэффициенты корреляции и поляризации можно получить измеряя угловые распределения продуктов распада. Этот процесс называется “**квантовой томографией**”.

$$\frac{1}{\sigma_{\ell\bar{\ell}}} \frac{d\sigma_{\ell\bar{\ell}}}{d \cos \theta_{\pm}^i} = \frac{1}{2} (1 \pm B_i^{\pm} \cos \theta_{\pm}^i)$$

Компоненты поляризации B_i^{\pm} вычисляются с помощью распределений по косинусам углов между направлением импульса лептона от распада и осями базиса: $\cos \theta_{\pm}^i$

$$\frac{1}{\sigma_{\ell\bar{\ell}}} \frac{d\sigma_{\ell\bar{\ell}}}{dx_{ij}} = \frac{1}{2} [1 - C_{ij} x_{ij}] \ln \frac{1}{|x_{ij}|}$$

Коэффициенты корреляции $C_{i,j}$ вычисляются через произведение:
 $x_{i,j} = \cos^i_+ \cos^j_-$

$$\frac{1}{\sigma_{\ell\bar{\ell}}} \frac{d\sigma_{\ell\bar{\ell}}}{d \cos \varphi} = \frac{1}{2} (1 - D \cos \varphi), \quad D = \frac{\text{tr}[\mathbf{C}]}{3}$$

Коэффициент корреляции D , (след матрицы спиновых корреляций) может быть получен с помощью измерения дифференциального сечения в зависимости от угла между направлениями лептонов в системе покоя соответствующего топ (анти-топ) кварка): $\cos \varphi = \hat{l}_+ \hat{l}_-$

Критерий Переса Городецкого

Согласно критерию Переса-Городецкого, для того, чтобы между двумя системами была запутанность необходимо и достаточно, чтобы у частично транспонированной матрицы плотности системы существовало хотя бы одно отрицательное собственное значение.

$$\rho = \frac{I_4 + \sum_i (B_i^+ \sigma^i \otimes I_2 + B_i^- I_2 \otimes \sigma^i) + \sum_{i,j} C_{ij} \sigma^i \otimes \sigma^j}{4}$$

$$\rho = \frac{1}{4} \begin{bmatrix} 1 + B_3^+ + B_3^- + C_{33} & B_1^- + C_{31} - i(B_2^- + C_{32}) & B_1^+ + C_{13} - i(B_2^+ + C_{23}) & C_{11} - C_{22} - i(C_{12} + C_{21}) \\ B_1^- + C_{31} + i(B_2^- + C_{32}) & 1 + B_3^+ - B_3^- - C_{33} & C_{11} + C_{22} + i(C_{12} - C_{21}) & B_1^+ - C_{13} - i(B_2^+ - C_{23}) \\ B_1^+ + C_{13} + i(B_2^+ + C_{23}) & C_{11} + C_{22} + i(C_{21} - C_{12}) & 1 - B_3^+ + B_3^- - C_{33} & B_1^- - C_{31} - i(B_2^- - C_{32}) \\ C_{11} - C_{22} + i(C_{21} + C_{12}) & B_1^+ - C_{13} + i(B_2^+ - C_{23}) & B_1^- - C_{31} + i(B_2^- - C_{32}) & 1 - B_3^+ - B_3^- + C_{33} \end{bmatrix}$$

$$\rho^{T_2} = \frac{1}{4} \begin{bmatrix} 1 + B_3^+ + B_3^- + C_{33} & B_1^- + C_{31} + i(B_2^- + C_{32}) & B_1^+ + C_{13} - i(B_2^+ + C_{23}) & C_{11} + C_{22} + i(C_{12} - C_{21}) \\ B_1^- + C_{31} - i(B_2^- + C_{32}) & 1 + B_3^+ - B_3^- - C_{33} & C_{11} - C_{22} - i(C_{12} + C_{21}) & B_1^+ - C_{13} - i(B_2^+ - C_{23}) \\ B_1^+ + C_{13} + i(B_2^+ + C_{23}) & C_{11} - C_{22} + i(C_{21} + C_{12}) & 1 - B_3^+ + B_3^- - C_{33} & B_1^- - C_{31} + i(B_2^- - C_{32}) \\ C_{11} + C_{22} + i(C_{21} - C_{12}) & B_1^+ - C_{13} + i(B_2^+ - C_{23}) & B_1^- - C_{31} - i(B_2^- - C_{32}) & 1 - B_3^+ - B_3^- + C_{33} \end{bmatrix}$$

⇒

$$\Delta \equiv -C_{33} + |C_{11} + C_{22}| - 1 > 0$$

$$-\text{tr}[C] > 1$$

Eur.Phys.J.Plus 136 (2021) 9, 907

Экспериментальное исследование

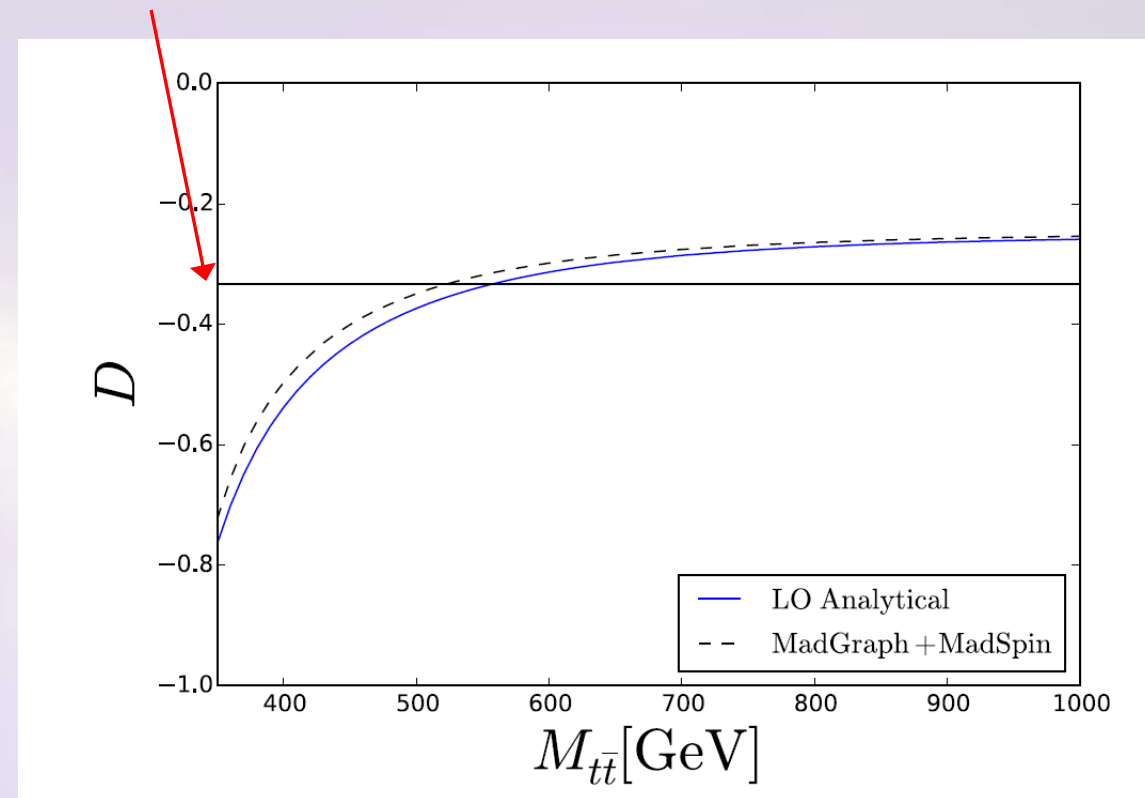
- Эффект квантовой запутанности можно исследовать путем измерения дифференциального нормированного сечения как функции $\cos(\phi)$, где ϕ - угол между двумя лептонами в их соответствующей родительской системе покоя топ-кварка.

$$\frac{1}{\sigma} \frac{d\sigma}{d\cos(\phi)} = \frac{1}{2} (1 - D\cos(\phi))$$

$$D = \frac{\text{tr}[C]}{3} < -\frac{1}{3}$$

- Согласно критерию Переса-Городецкого при выполнении условия $D < -1/3$, кварки находятся в “запутанном” состоянии.
- Этот эффект наблюдается, когда пара топ-анти-топ рождается вблизи порога (gg-fusion).

Entanglement
limit



Y. Afik and J. R. M. De Nova, EPJPlus (2021).

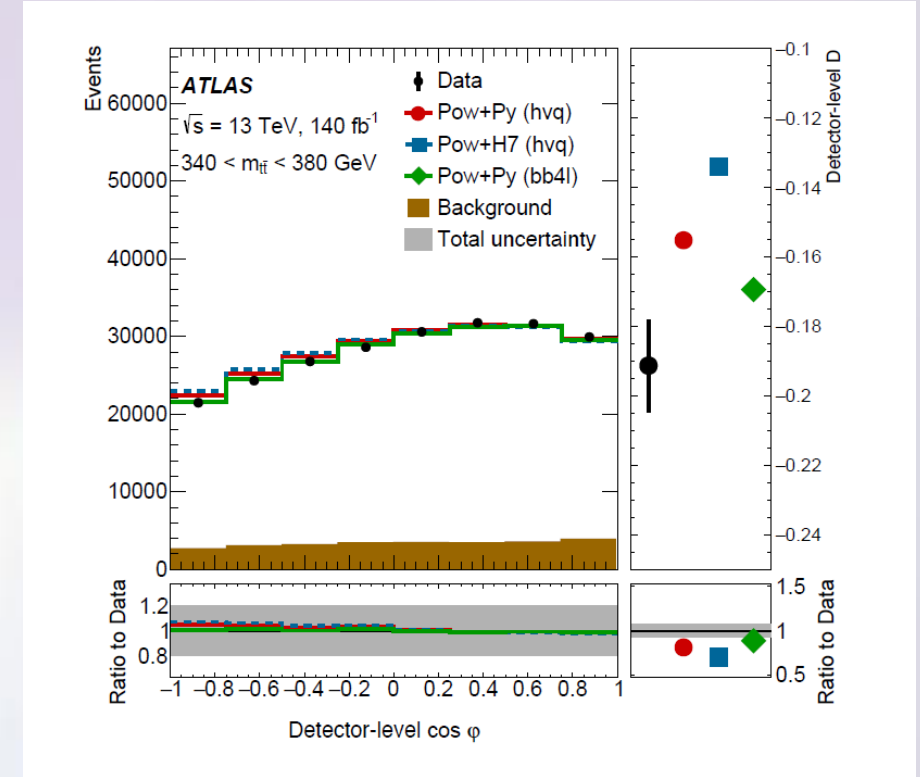
Event selection & background

- Exactly two opposite sign charge leptons (e and μ).
- At least one trigger-matched lepton.
- At least two jets.
- At least one b-tagged jet.
- Veto cut on dilepton inv mass

Main backgrounds:
tW, Z+jets, WW, WZ, ZZ, ttX

Process	Inclusive	340 – 380 GeV	380 – 500 GeV	> 500 GeV
$t\bar{t}$	1030000 ± 40000	202000 ± 8000	408000 ± 16000	417000 ± 17000
tW	59800 ± 1100	10330 ± 200	23800 ± 500	25700 ± 500
Z+jets	9100 ± 800	2470 ± 240	4000 ± 400	2620 ± 250
WW/WZ/ZZ	5950 ± 330	850 ± 50	2130 ± 120	2960 ± 170
$t\bar{t}X$	2959 ± 6	437.7 ± 2.1	1080.1 ± 3.4	1441 ± 4
fakes	29000 ± 5000	6000 ± 1100	11700 ± 2100	11700 ± 2100
Expectation	1140000 ± 40000	220000 ± 8100	450000 ± 16000	460000 ± 17000
Data	1105403	225056	441196	439151
data/MC	0.97 ± 0.03	1.02 ± 0.04	0.98 ± 0.03	0.95 ± 0.04

$\cos(\phi)$ distribution after the full selection

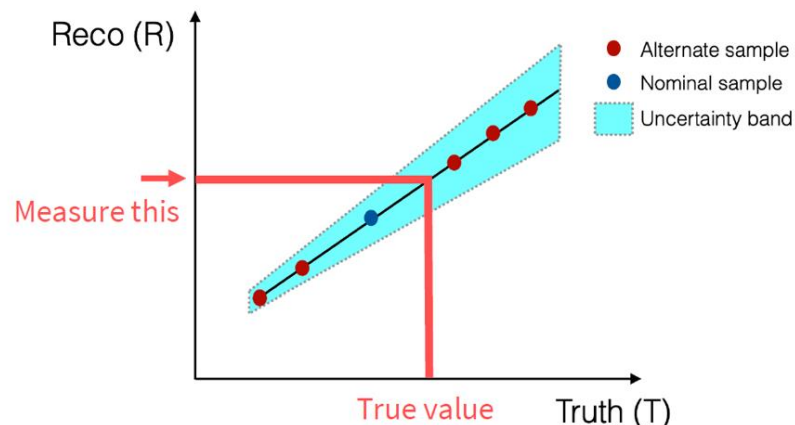


- Background contribution is very small !!!

[Nature 633 \(2024\) 542](#)

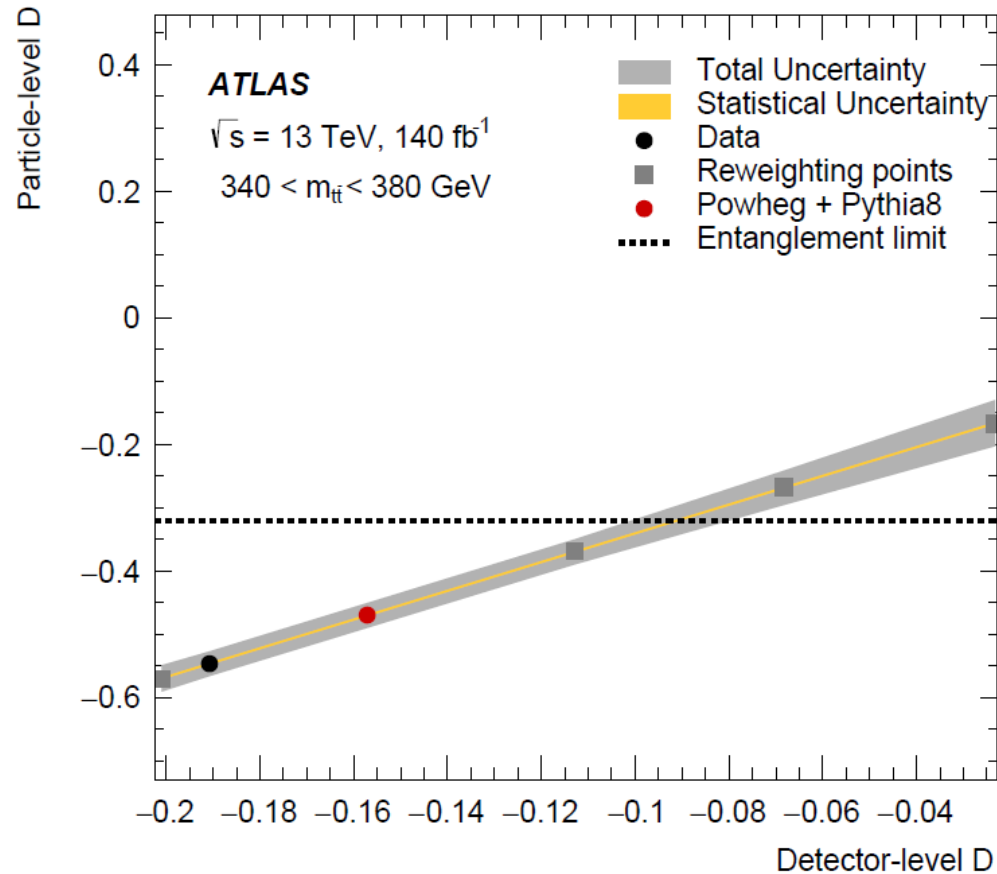
Учет акцептанса детектора

- Прохождение частиц через детектор, реконструкция треков и отбор событий искажают форму распределения $\cos(\varphi)$.
- Данные корректируются с учетом эффектов детектора до уровня частиц с использованием калибровочной кривой как в области сигнала, так и в контрольных областях, после вычета ожидаемого фона.
- калибровочная кривая связывает любое значение на уровне реконструированных треков с соответствующим значением на уровне частиц.
- Различные значения D получают путем повторного взвешивания событий в соответствии с относительным изменением D .



- Данные корректируются с учетом эффектов детектора до уровня частиц с использованием калибровочной кривой как в области сигнала, так и в контрольных областях, после вычета ожидаемого фона.

Калибровочная кривая

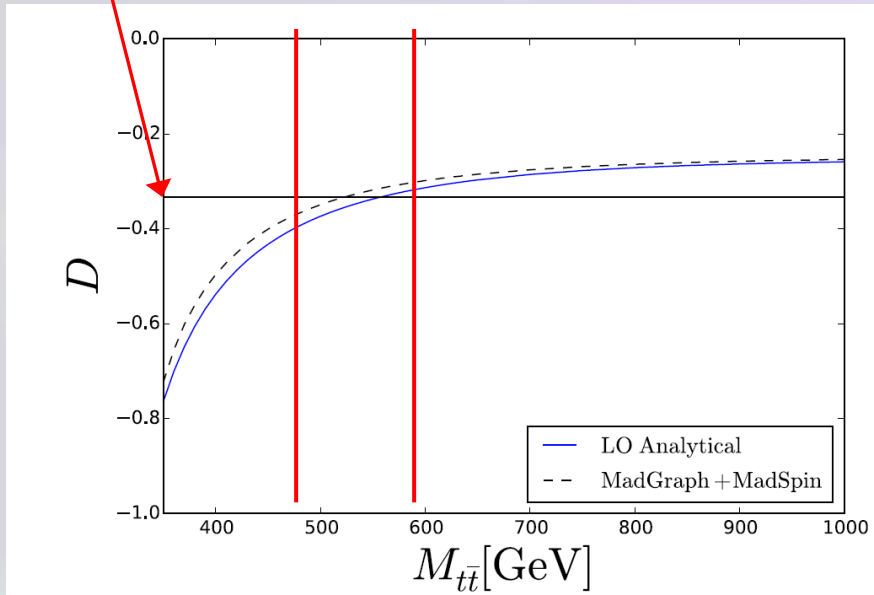


- Калибровочная кривая строится по парам Reco-Truth в 5 различных точках (гипотезах) и линейно интерполируется между ними.
- Гипотезы соответствуют SM и 4 различным перевзвешенным точкам (+20%, -20%, -40%, -60%).
- Наблюдаемые данные корректируются с использованием этой кривой для перехода от наблюдаемого Reco к скорректированному значению truth.
- Желтая полоса представляет статистическую ошибку, а серая полоса представляет общую ошибку, (стат. + сист.).
- Предел для квантовой запутанности (пунктирная линия) представляет собой преобразование значения $D = -1/3$ на партонном уровне в соответствующее значение на уровне частиц.

Исследуемые кинематические области

- В анализе использовалось одна сигнальная область и две проверочные области (validation region)
- Сигнальная область создается для выбора событий, в которых пара топ кварков образуются близко к порогу, поскольку именно здесь ожидается, что пары топ-антитоп будут в запутанном состоянии.
- Оптимальное окно для области сигнала было определено как $340 < m_{t\bar{t}} < 380$ ГэВ. Эта область определялась путем изменения верхней границы области с шагом 5 ГэВ и оценки статистической и доминирующей систематической неопределенностей.

Entanglement
limit



Три кинематические области по переменной $m(t\bar{t})$ были проанализированы:

- SR:** $340 < m(t\bar{t}) < 380$ ГэВ (высокая степень квантовой запутанности)
- VR1:** $380 < m(t\bar{t}) < 500$ ГэВ (степень квантовой запутанности меньше)
- VR2:** $m(t\bar{t}) > 500$ ГэВ (нет квантовой запутанности)

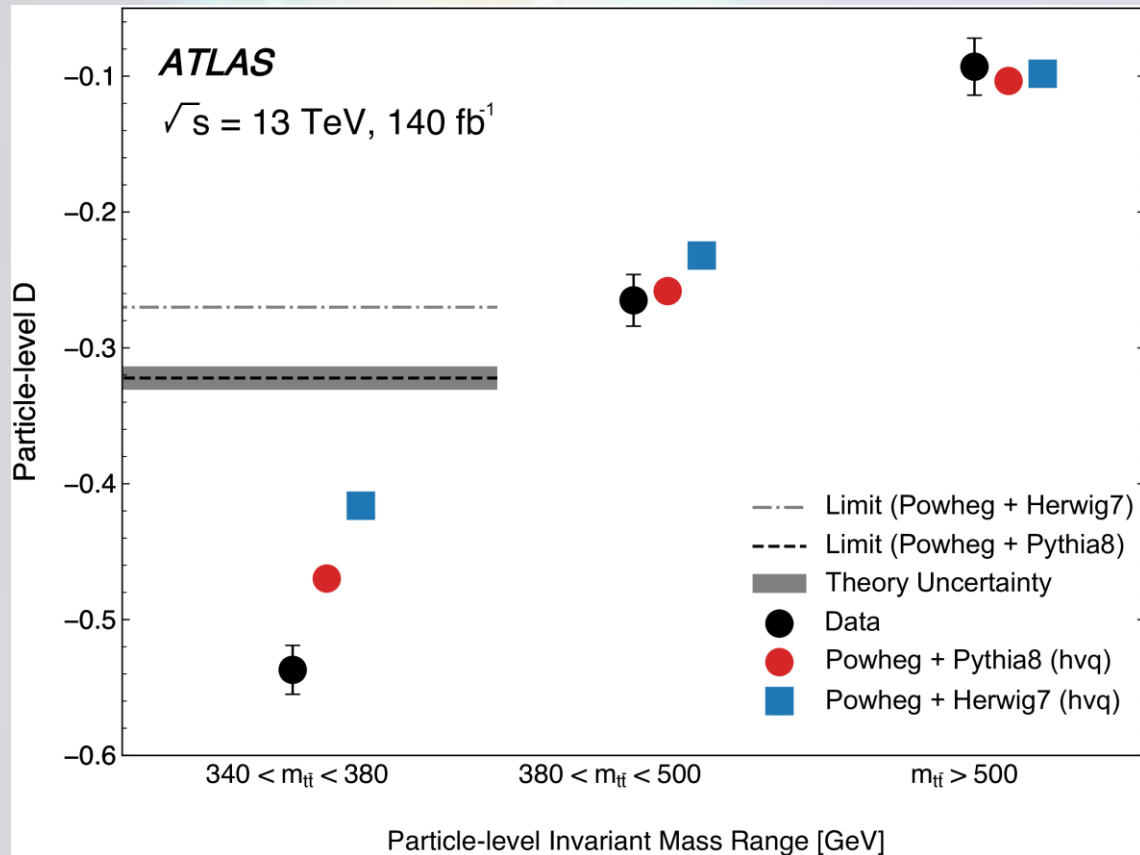
$$D = \frac{\text{tr}[C]}{3} < -\frac{1}{3}$$

Это следствие критерия
Переса-Городецкого

Y. Afik and J. R. M. De Nova, EPJPlus (2021).

Результат

Анализ был сделан на particle level → коэффициент D не важен, важно его отклонение от entanglement limit



Nature 633 (2024) 542

- Предел $D = -1/3$ переносится с уровня партонов на уровень частиц (с учетом эффекты партонных ливней) с использованием генераторов: Powheg + Pythia 8 и, альтернативно, Powheg + Herwig 7 которые дают пределы: -0.322 ± 0.009 (ошибка - моделирование) and -0.27 , соответственно.
- В проверочных областях данные совпадают с результатами моделирования, проведенными разными генераторами → нет явного предпочтения конкретного MC генератора.
- Эффект наблюдается со значимостью более 5σ .
Наблюдаемое: $D = -0.537 \pm 0.002$ [стат.] ± 0.019 [систем.]
Ожидаемое: $D = -0.470 \pm 0.002$ [стат.] ± 0.017 [систем.]
- Отклонение от предсказаний СМ $\sim 3\sigma$

VR1: $D = -0.265 \pm 0.001$ [stat.] ± 0.019 [syst.] (-0.258 ± 0.001 [stat.] ± 0.019 [syst.])
VR2: $D = -0.093 \pm 0.001$ [stat.] ± 0.021 [syst.] (-0.103 ± 0.001 [stat.] ± 0.021 [syst.])

CMS dilepton channel

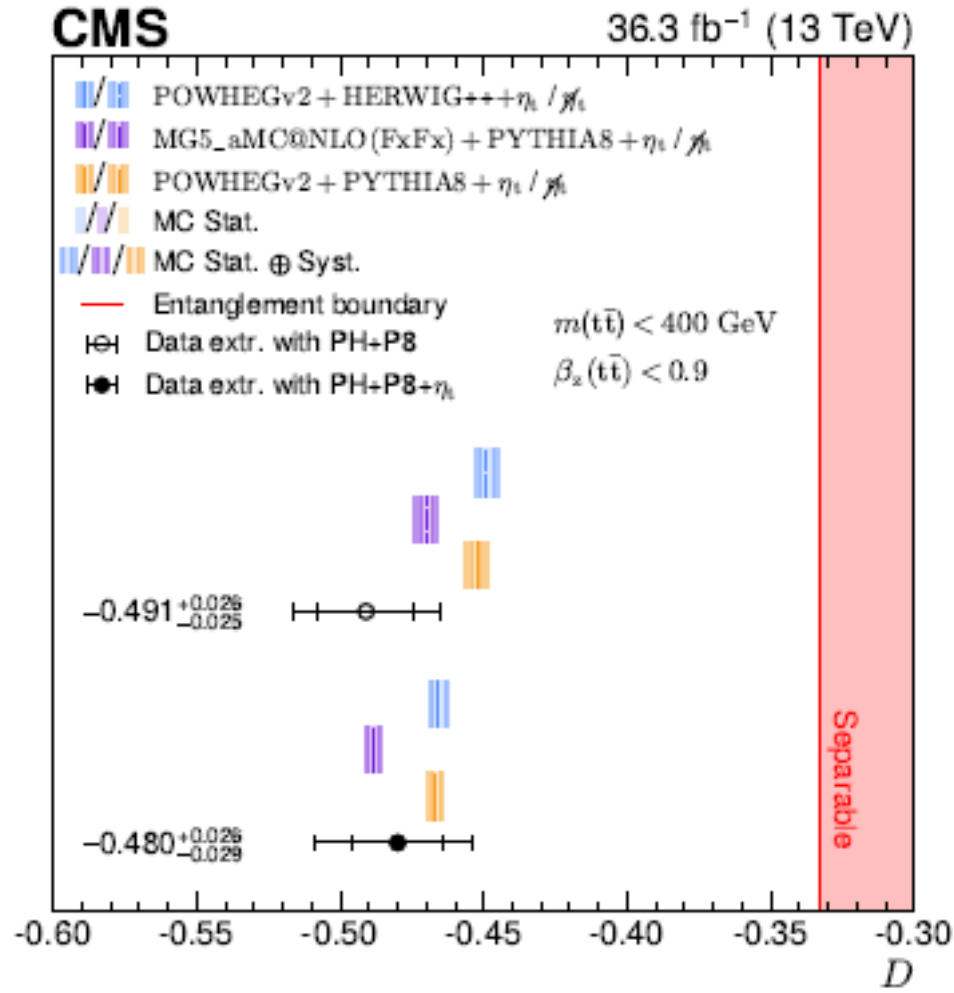
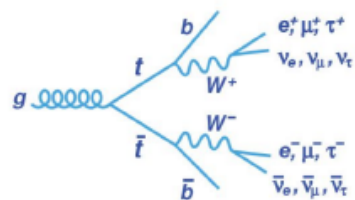


Figure 9: Summary of the measurement of the entanglement proxy D in data (black filled or open point) compared with MC predictions including (solid line) or not including (dashed line) contributions from the η_t state. The legend denotes MC predictions without the η_t state with a slash through η_t . Inner error bars represent the statistical uncertainty, while the outer error bars represent the total uncertainty for data. The statistical uncertainty in the MC predictions is denoted by the light shaded region and the total uncertainty, including scale and PDF uncertainties, is represented by the darker shaded region. The boundary for entanglement is indicated by the shaded region at $D = -1/3$.

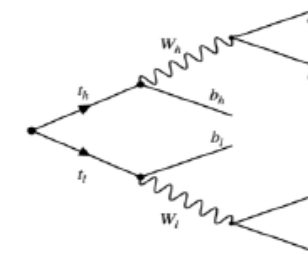


Dilepton vs lepton+jets

Dilepton

[arXiv:2406.03976](https://arxiv.org/abs/2406.03976)
submitted to ROPP

- 36.3 fb⁻¹ of 2016 data @13 TeV
 - based on [PRD 100 \(2019\) 072002](https://arxiv.org/abs/1907.07202)
- Lower branching ratio
- top spin info 100 % transmitted to charged leptons → **easy to identify**
- Lower p_T cuts for leading/subleading lepton (25/20 GeV) → **higher efficiency** at the threshold
- Worse $m_{l\bar{l}}$ resolution → not ideal for differential measurement
- **Best for threshold region**
 - high entanglement
 - mostly **time-like separated events**

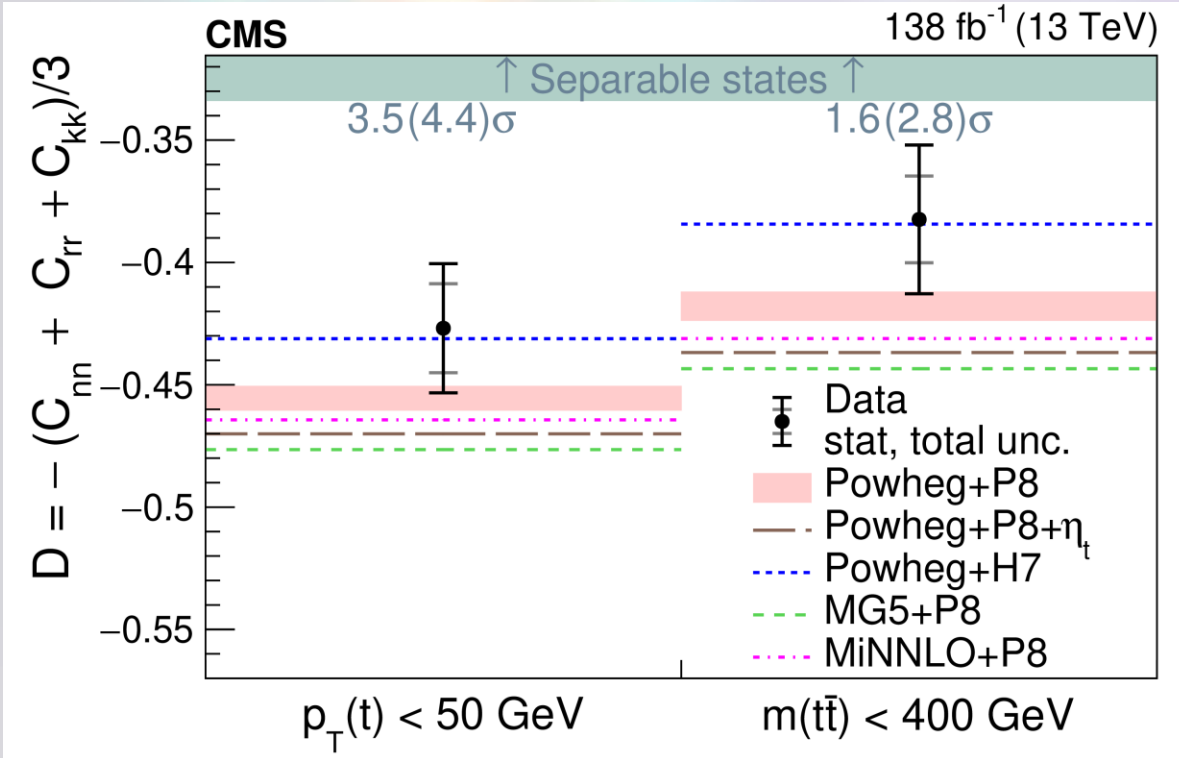


Lepton + jets

[arXiv:2409.11067](https://arxiv.org/abs/2409.11067),
Accepted for publication in Phys. Rev.

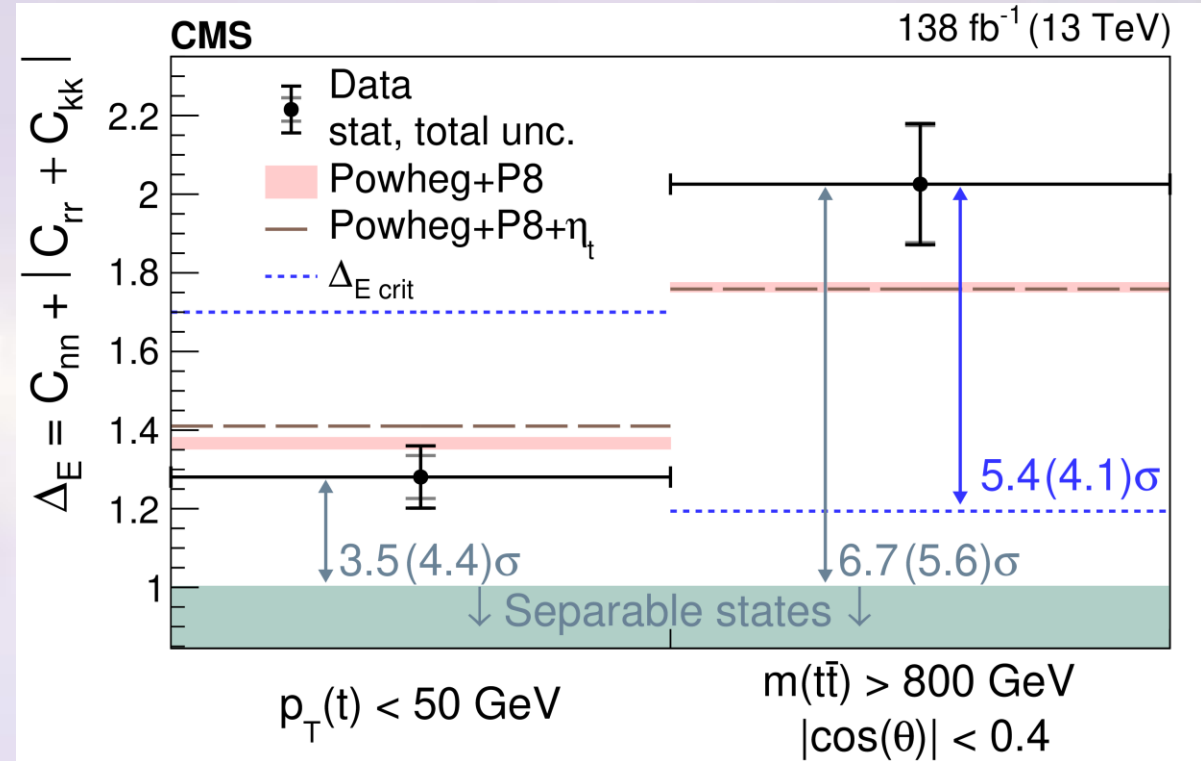
- 138 fb⁻¹ of data @13 TeV^D collected in full Run 2
- **Higher branching ratio**
- top spin info ~100 % transmitted to down-type quarks → hard to identify
- Higher p_T cut for single lepton (30 GeV) and for 4 jets (30 GeV) → lower efficiency at the threshold but OK for high $m_{l\bar{l}}$
- **Better $m_{l\bar{l}}$ resolution** → good for differential measurement
- **Advantage for high $m_{l\bar{l}}$**
 - high entanglement
 - mostly **space-like separated events**

For gg fusion events at low $m(tt)$



$$D = \frac{\text{tr}[C]}{3} < -\frac{1}{3}$$

The entanglement in a spin-triplet state, predicted in both qq annihilation and gg fusion events with high $m(tt)$ and low $|\cos(\theta)| < 0.4$



$$\Delta_E = 3\tilde{D} > 1$$

$$\tilde{D} = \frac{1}{3}(C_{nn} - C_{rr} - C_{kk})$$

arXiv:2409.11067, Accepted for publication in Phys. Rev. D

Заключение

- В экспериментах ATLAS и CMS при исследовании спиновых корреляций в парном рождении топ и анти-топ кварков наблюдался эффект квантовой запутанности для системы состоящей из двух кварков (ТОП кварков) при энергии $p\bar{p}$ столкновений $\sqrt{s} = 13$ ТэВ с полной светимостью 140 фб^{-1} .
- Это первое когда-либо сделанное измерение квантовой запутанности между парой кварков и первое наблюдение квантовой запутанности на для высоких энергий.
- Запутанность наблюдается как для событий вблизи порогового рождения, так в событиях с большой инвариантной массой системы $t\bar{t}$.
- ATLAS: Запутанность наблюдалась вблизи порога со значимостью более 5 стандартных отклонений.
- CMS: Запутанность наблюдается в событиях с большой массой системы $t\bar{t}$ с наблюдаемой (ожидаемой) значимостью 6,7 (5,6) стандартных отклонений, тогда как в событиях с низким поперечным импульсом топ-кварка наблюдается (ожидается) значимость 3,5 (4,4) стандартных отклонений.
- Результаты опубликованы ATLAS: Nature 633 (2024) 8030, 542-547, CMS: Rept.Prog.Phys. 87 (2024) 11, 117801, Rept.Prog.Phys. 87 (2024) 117801 arXiv:2409.11067 Submitted to Physical Review D