Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

М. А. Мествиришвили, В. А. Петров, От физики высоких энергий к релятивистской теории гравитации, *ТМФ*, 2017, том 191, номер 2, 228–233

DOI: <https://doi.org/10.4213/tmf9180>

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением <http://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 54.162.85.209

26 апреля 2023 г., 13:37:42

© 2017 г.

М. А. Мествиришвили^{*}, В. А. Петров[†]

ОТ ФИЗИКИ ВЫСОКИХ ЭНЕРГИЙ К РЕЛЯТИВИСТСКОЙ ТЕОРИИ ГРАВИТАЦИИ

Дан сжатый обзор важнейших результатов по инклюзивным процессам и релятивистской теории гравитации, полученных А. А. Логуновым.

Ключевые слова: квантовая теория поля, инклюзивные процессы, космологическая постоянная, общая теория относительности, гравитон, релятивистская теория гравитации.

DOI: <https://doi.org/10.4213/tmf9180>

1. ИНКЛЮЗИВНЫЕ ПРОЦЕССЫ

К началу 1960-х годов аксиоматическое направление в квантовой теории поля, ассоциированное с именами Уайтмена [1], Хаага и др. на Западе и Боголюбова [2] в СССР, от абстрактных теорем перешло к наблюдаемым следствиям для взаимодействий адронов, как правило, при высоких энергиях. В повестку дня встала проверка дисперсионных и асимптотических соотношений, последние в основном в виде верхних и нижних ограничений на допустимое в рамках принятых аксиом поведение сечений в зависимости от энергии столкновения адронов. Один из хрестоматийных результатов – ограничение сверху на поведение полных сечений, полученное Фруасаром [3] в предположении справедливости представления Мандельштама и позже строго доказанное Мартеном [4]. В течение длительного периода работы в этом направлении ограничивались исследованием поведения бинарных процессов – упругого рассеяния и перезарядки. Причина тривиальна – амплитуды многочастичных процессов зависят от быстро нарастающего числа аргументов, что делает малоприменимыми методы, разработанные в случае бинарных амплитуд. Та же причина затрудняла и экспериментальное исследование многочастичных процессов. Единственное, что имелось в теоретической литературе, – результат Асколи–Мингуцци [5]

По материалам доклада на семинаре, посвященном памяти академика А. А. Логунова и 100-летию общей теории относительности (Отдел теоретической физики, ФГБУ ИФВЭ НИЦ КИ, Протвино, 19 ноября 2015 г.).

^{*}Институт теоретических проблем микромира им. Н. Н. Боголюбова, Московский государственный университет им. М. В. Ломоносова, Москва, Россия

[†]Институт физики высоких энергий, НИЦ “Курчатовский институт”, Протвино, Московская обл., Россия. E-mail: Vladimir.Petrov@ihep.ru

относительно аналитических свойств по переменной одной из передач импульса амплитуды процесса $2 \rightarrow 3$.

Во второй половине 1960-х годов в СССР, в Протвино близ Серпухова, был запущен самый мощный на тот момент в мире протонный синхроциклотрон с энергией протонов до 70 ГэВ. Повышение энергии привело к повышению удельного веса процессов множественного рождения и обострило задачу теоретического анализа последних. На международной конференции по элементарным частицам и полям, проходившей в августе 1967 г. в Рочестере (США), был представлен доклад А. А. Логунова, М. А. Мествиришвили и Нгуен Ван Хьёу “High-Energy Behaviour of Inelastic Cross-Sections”, вызвавший заметный интерес. В докладе были представлены результаты по угловому распределению произвольно выбранной частицы c в произвольном канале j , “сопровождаемой” произвольной недетектируемой системой адронов A_j в процессе (на самом деле в целом классе процессов), символически изображаемом в виде реакции

$$a + b \rightarrow c + A_j.$$

Результаты касались как общих аналитических свойств амплитуд по $\cos \theta$, где θ – угол между импульсом детектируемой частицы c и направлением начального пучка, так и верхних ограничений на поведение сечений. С помощью условия унитарности и интегрального представления Йоста–Лемана–Дайсона для запаздывающих коммутаторов адронных токов авторы доказали, что сечение $d\sigma_{\text{inel}}^{jc}/d\cos\theta$ аналитично по $\cos\theta$ в эллипсе Мартена с большой полуосью $1+2m_\pi^2/k^2$, где m_π – масса пи-мезона, а k – модуль импульса сталкивающихся частиц в их системе центра масс. Кроме того, были получены верхние ограничения при высоких энергиях $\sqrt{s} \gg m_\pi$:

$$\left. \frac{d\sigma_{\text{inel}}^{jc}}{d\cos\theta} \right|_{\theta=0} \leq \text{const} \cdot (s \ln^2 s \sigma_{\text{inel}}^{jc})$$

и

$$\left. \frac{d\sigma_{\text{inel}}^{jc}}{d\cos\theta} \right|_{\theta \neq 0, \pi} \leq \frac{\text{const} \cdot (s^{1/2} \ln^{3/2} s)}{\sin \theta}.$$

Вскоре был сделан последний шаг: путем суммирования сечений по всем открытым каналам j была введена новая характеристика [6]

$$\frac{d\sigma^c}{d\cos\theta} \doteq \sum_j \frac{d\sigma_{\text{inel}}^{jc}}{d\cos\theta}. \quad (1)$$

Эта новая характеристика позволила изучать многочастичные процессы гораздо менее громоздким способом, чем для любого отдельного канала, и получить важную среднюю информацию о динамике множественного рождения. Два года спустя Фейнман назвал этот “процесс” (включающий на самом деле много процессов)

$$a + b \rightarrow c + X$$

инклюзивным процессом (X означает, что включены все каналы), а соответствующее сечение было названо *инклюзивным сечением* или *инклюзивным спектром*.

На самом деле сечение, которое имел в виду Фейнман, существенно отличается от того, которое было предложено в работе Логунова и соавторов. Их определение означает суммирование по всем каналам соответствующих дифференциальных сечений $d\sigma_{\text{inel}}^{jc}/d\cos\theta$, тогда как фейнмановские инклюзивные сечения включают умножение на множественность частиц c в каждом данном канале j :

$$\frac{d\sigma_{\text{incl}}^c}{d\cos\theta} \doteq \sum_j N_j^c \frac{d\sigma_{\text{inel}}^{jc}}{d\cos\theta}. \quad (2)$$

Обе величины имеют точную статистическую интерпретацию. Нормированная величина

$$\frac{1}{\sigma^c} \frac{d\sigma^c}{d\cos\theta} = \frac{1}{\sigma^c} \sum_j \frac{d\sigma_{\text{inel}}^{jc}}{d\cos\theta},$$

где $\sigma^c = \sum_j \sigma_j^c$, а σ_j^c означает полное проинтегрированное сечение процесса $a + b \rightarrow c + A_j$, есть не что иное, как плотность вероятности обнаружить частицу c , рожденную под углом θ . При этом, очевидно,

$$\int (d\cos\theta) \frac{1}{\sigma^c} \frac{d\sigma^c}{d\cos\theta} = 1.$$

С помощью этой плотности мы можем оценить, например, средний угол, под которым рождается частица сорта c :

$$\langle\theta^c\rangle = \int (d\cos\theta) \theta \frac{1}{\sigma^c} \frac{d\sigma^c}{d\cos\theta}.$$

Второе нормированное сечение

$$\frac{1}{\sigma^c} \frac{d\sigma_{\text{incl}}^c}{d\cos\theta}$$

играет роль средней плотности числа частиц сорта c с очевидной нормировкой

$$\int (d\cos\theta) \frac{1}{\sigma^c} \frac{d\sigma_{\text{incl}}^c}{d\cos\theta} = \langle N^c \rangle,$$

где $\langle N^c \rangle$ – средняя множественность частиц сорта c в инклюзивном процессе $a + b \rightarrow c + X$. Следует отметить, что выбор переменной $\cos\theta$ в качестве кинематической характеристики детектируемой в инклюзивном процессе частицы абсолютно не носит принципиального характера и продиктован стремлением сохранить некоторую аналогию с упругими процессами. В наиболее общем виде следует рассматривать сечения $d\sigma^c/d^3p_c$ с релятивистски-инвариантным элементом фазового объема

$$d^3p_c = \frac{d\mathbf{p}_c}{(2\pi)^3 2\sqrt{p_c^2 + m_c^2}}.$$

Исследования инклюзивных процессов открыли эпоху быстрого прогресса в физике частиц. В 1968 г. исследование инклюзивного процесса $e + p \rightarrow e + X$ в Стэнфорде в области “глубокой неупругости” привело к экспериментальному открытию масштабной инвариантности (или скейлинга). Год спустя в Протвине на ускорителе У-70 было открыто аналогичное, но не идентичное свойство скейлинга в чисто

адронных инклюзивных процессах. Особо отметим, что без использования сечений инклюзивных процессов, введенных А. А. Логуновым, невозможно получить информацию о средних значениях кинематических переменных в расчете на одну частицу.

Попытки теоретически объяснить указанные выше эффекты привели к созданию современной теории сильных взаимодействий – квантовой хромодинамики.

В настоящее время инклюзивные процессы прочно входят в арсенал характеристик, изучаемых в физике высоких энергий. Новейшие измерения на Большом адронном коллайдере в ЦЕРНе обнаружили ряд интереснейших эффектов, ждущих своего теоретического объяснения.

2. РЕЛЯТИВИСТСКАЯ ТЕОРИЯ ГРАВИТАЦИИ

Ввиду известных трудностей общей теории относительности в отношении энергии гравитационного поля А. А. Логунов пришел к необходимости формулировать теорию гравитационного поля при точном соблюдении законов сохранения энергии-импульса и углового момента – положений, многократно проверенных на опыте. Это возможно только в случае, если пространство-время является пространством постоянной кривизны – отрицательной (геометрия Лобачевского), положительной (геометрия Римана) или нулевой (псевдоевклидова геометрия Минковского). Физически релевантным является пространство Минковского. По определенной аналогии с электродинамикой – теорией векторного поля, связанного с сохраняющимся векторным током, – гравитационное поле естественно рассматривать как тензорное поле, “порожденное” сохраняющимся тензором энергии-импульса всех видов материи. Это придает гравитационному полю универсальность. При этом оно является физическим полем в духе Фарадея–Максвелла.

Одной из основ развитой А. А. Логуновым и его сотрудниками теории гравитации является *принцип геометризации*, согласно которому гравитационное поле $\Phi^{\mu\nu}(x)$ и метрический тензор Минковского $\gamma^{\mu\nu}$ объединяются в *эффективную метрику* $g^{\mu\nu}(x)$:

$$\sqrt{-g}g^{\mu\nu}(x) = \sqrt{\gamma}[\gamma^{\mu\nu} + \Phi^{\mu\nu}(x)], \quad (3)$$

где $g = \det \|g^{\mu\nu}\|$, $\gamma = \det \|\gamma^{\mu\nu}\|$. Это позволяет сохранить многое из достижений общей теории относительности, например выбрать в качестве лагранжиана скалярную кривизну эффективного пространства Римана и на основе вариационного принципа получить уравнения для гравитационного поля.

После создания общей теории относительности вместе с другими фундаментальными проблемами на первый план выдвинулась задача построения релятивистской космологии. В попытке обеспечить стационарность Вселенной Эйнштейн добавил в уравнения гравитации член $\lambda g_{\mu\nu}$ [7], где произвольная положительная величина λ получила название *космологической постоянной*:

$$R_{\mu\nu} - \lambda g_{\mu\nu} = \kappa \left(T_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} T \right). \quad (4)$$

Впоследствии оказалось, что решение неустойчиво, а после эпохальных работ Фридмана восторжествовал совсем иной космологический сценарий. Однако решение уравнений гравитации в отсутствие тензора энергии-импульса вещества, полученное

де Ситтером, вошло в арсенал многих позднейших исследований по самым разным направлениям.

В свое время Фок выдвинул [8] следующее соображение против включения космологического члена. Если мы “выключаем” вещество ($T_{\mu\nu} = 0$) и гравитационное поле (тензор кривизны $R_{\alpha\mu\beta\nu} = 0$), то получаем уравнение

$$\lambda g_{\mu\nu} = 0.$$

Отсюда следует, что при $\lambda \neq 0$ мы имели бы $g_{\mu\nu} = 0$, т. е. пространство-время сжималось бы в точку. Поскольку более естественным, наверное, казалось решение, когда при названных выше условиях мы получали бы пустое пространство Минковского:

$$g_{\mu\nu} \rightarrow \gamma_{\mu\nu},$$

где $\gamma_{\mu\nu} = \text{diag}(1, -1, -1, -1)$ в инерциальных системах отсчета, то очевидно, что ненулевая космологическая постоянная этому противоречит и должна быть отброшена.

В работе [9] эта ситуация была рассмотрена по-иному. Если вещества и гравитационного поля нет, то требуемое свойство перехода метрики общего вида в метрику Минковского обеспечивается, если последняя явно входит в уравнения поля:

$$R_{\mu\nu} - \lambda(g_{\mu\nu} - \gamma_{\mu\nu}) = \kappa \left(T_{\mu\nu} - \frac{1}{2} T g_{\mu\nu} \right). \quad (5)$$

Кроме того, в теории выполняется (как следствие массивности гравитона) еще одно очень важное уравнение:

$$D_\mu (\sqrt{-g} g^{\mu\nu}) = 0,$$

где D_μ – ковариантная производная по метрике $\gamma_{\mu\nu}$.

Вернемся к обсуждению проблемы соответствия геометрии и физики при отсутствии вещества и/или гравитационного поля. Слова “вещества нет” можно понимать двояко. Если имеется в виду, что вещество не присутствует в уравнениях из-за того, что $T_{\mu\nu} \equiv 0$, тогда предпочтительней было бы оставить перед λ только $g_{\mu\nu}$. В этом случае решение $g_{\mu\nu} = 0$ было бы вполне оправданно, ибо пространство-время без материи (как “форма существования” последней) лишено смысла. Другое дело, если вещество исчезает из уравнений для метрики из-за отключения взаимодействия вещества и гравитации, т. е. если мы принимаем, что $\kappa = 0$. В этом случае вещество никуда не исчезает, а решением для метрики (при $\lambda \neq 0$), определяющей геометрию Стандартной модели, вполне естественно должна быть метрика Минковского. В работе [9] показано, что при этом (с учетом уравнений $D^\mu g_{\mu\nu} = 0$, где ковариантная производная берется по метрике Минковского $\gamma_{\mu\nu}$) космологическая постоянная прямо связана с массой гравитона:

$$\lambda = \frac{m_{\text{grav}}^2}{2}. \quad (6)$$

Важно отметить, что наличие фундаментальной метрики Минковского не допускает сценария с отрицательной величиной λ , который приводил бы к неограниченному расширению Вселенной, возникающему в общей теории относительности. В релятивистской теории гравитации эволюция Вселенной есть циклическая смена режима между максимальной и минимальной плотностями вещества и, следовательно, нет “большого взрыва” (сингулярности) [10].

Список литературы

- [1] A. S. Wightman, “Quantum field theory in terms of vacuum expectation values”, *Phys. Rev.*, **101**:2 (1956), 860–866.
- [2] N. N. Bogolyubov, “The talk at the International Conference on Theoretical Physics” (Seattle, USA, 17–21 September, 1956); Н. Н. Боголюбов, Б. В. Медведев, М. К. Поливанов, *Вопросы теории дисперсионных соотношений*, Физматгиз, М., 1958.
- [3] M. Froissart, “Asymptotic behavior and subtractions in the Mandelstam representation”, *Phys. Rev.*, **123**:3 (1961), 1053–1057.
- [4] A. Martin, “Unitarity and high-energy behavior of scattering amplitudes”, *Phys. Rev.*, **129**:3 (1963), 1432–1436.
- [5] R. Ascoli, A. Minguzzi, “Analyticity properties of production amplitudes”, *Phys. Rev.*, **118**:5 (1960), 1435–1438.
- [6] A. A. Logunov, M. A. Mestvirishvili, N. Van Hieu, “High-energy behaviour of inelastic cross-sections”, *Phys. Lett. B*, **25**:10 (1967), 611–614.
- [7] A. Einstein, “Kosmologische Betrachtungen zur Relativitätstheorie”, *Berl. Ber.*, **1917** (1917), 142–152.
- [8] В. А. Фок, *Теория пространства, времени и тяготения*, Гостехиздат, М., 1955.
- [9] С. С. Герштейн, А. А. Логунов, М. А. Мествиришвили, “Космологическая постоянная и пространство Минковского”, *ЭЧАЯ*, **38**:3 (2007), 569–586.
- [10] А. А. Логунов, *Релятивистская теория гравитации*, Наука, М., 2012.