Краткие сообщения по физике № 2-1985 г.

МАГНИТНАЯ МАССА ГЛЮОНА В КХД$_3$

О.К. Калашников, Э. Касадо*

УДК 530.145

Для КХД$_3$ вычислен непертурбативный инфракрасный предел поляризационного оператора глюонов в калибровке $n_i A_i = 0$ при $T \neq 0$. Самосогласованный обрыв вычислений обеспечивается непертурбативным выражением для трехглюонной вершины, являющимся решением тождеств Славнова – Тейлора. В рассмотренном приближении магнитная масса глюона равна нулю тождественно.

Развитие последовательной схемы непертурбативных вычислений для квантовой хромодинамики (КХД) стало в настоящее время задачей первостепенной важности. Присущие КХД сильные инфракрасные расходимости теории возмущений пока эффективно не просуммированы, хотя решение этой проблемы помогло бы выяснить ряд важных для эксперимента свойств кварк-глюонной материи. Простые непертурбативные методы при $T \neq 0$ уже предложены в работах ряда авторов /1 – 3/, но трудности, присущие э им схемам, мешают им стать конкурентноспособными с методами теории возмущений. Все схемы непертурбативных вычислений построены в аксиальной калибровке $n_\mu A_\mu = 0$ и известны как для четырехмерной теории /2, 3/, так и для КХД$_3$ /1, 4/, которая при изучении инфракрасных свойств реальной теории (КХД) во многих аспектах оказывается предпочтительной.

Актуальной задачей непертурбативного расчета является исследование инфракрасного предела ($k_4 = 0$, $|\vec{k}| \to 0$) поперечной части поляризационного оператора глюонов при конечной температуре ($T \neq 0$). Названный магнитной массой глюона m_{mag}, этот предел участвует в становлении фазового портрета кварк-глюонной материи и тесно связан с проблемой конфайнмента. На сегодня точные вычисления такого предела – задача нерешенная. Она требует сложной (и пока не найденной) непертурбативной аппроксимации всех вершинных функций теории и последующего решения громоздкой системы нескольких самосогласованных уравнений для структурных блоков, определяющих поляризационный оператор глюонов в выбранной калибровке. Калибровка $A_4 = 0$ четырехмерной КХД и калибровка

*Институт математики, кибернетики и вычислений, Гавана, Куба.

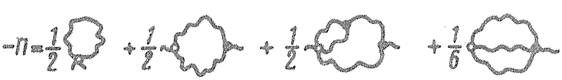
$n_i A_i = 0$ для ХКД₃ оказываются для этой цели наиболее пригодными. Вычисления пока ограничиваются однопетлевой непертурбативной аппроксимацией (не учитываются все диаграммы с точной четырехглюонной вершиной) и до конца проведены в калибровке $A_4 = 0$ /2, 3/. Их результат, $m^2_{mag} = 0$, считается сейчас твердо установленным, но требует проверки в других калибровках. В частности, аналогичные вычисления для КХД₃ в калибровке $n_i A_i = 0$ весьма целесообразны и необходимы для выяснения зависимости m^2_{mag} от выбора калибровки.

В КХД₃ для калибровки $n_i A_i = 0$ поляризационный оператор определен двумя структурными функциями /1/

$$\Pi_{ij}(p) = \left(\delta_{ij} - \frac{p_i p_j}{\vec{p}^{\,2}}\right)\Pi_1(p) + \gamma^2\left(\delta_{ij} - \frac{p_i n_j + p_j n_i}{(\vec{p}\vec{n})} + \frac{n_i n_j}{(\vec{p}\vec{n})^2}\vec{p}^{\,2}\right)\Pi_2(p); \qquad (1)$$

$$\gamma^2 = \frac{(\vec{p}\,\vec{n})^2}{\vec{p}^{\,2}\vec{n}^{\,2}}$$

и представи́м четырьмя непертурбативными диаграммами



(2)

стандартной топологической структуры. Их вычисление подразумевает использование точного глюонного пропагатора

$$D_{ij}(p) = \frac{1}{\vec{p}^{\,2} + (\Pi_1(p) + \gamma^2\Pi_2(p))}\left[\left(\delta_{ij} - \frac{n_i p_j + n_j p_i}{(\vec{p}\,\vec{n})} + \frac{p_i p_j}{(\vec{p}\,\vec{n})^2}n^2\right) - \right.$$
$$\left. - \frac{\Pi_2(p)}{\vec{p}^{\,2} + (\Pi_1(p) + \Pi_2(p))}\left(\frac{n_i n_j}{\vec{n}^{\,2}} - \frac{n_i p_j + n_j p_i}{(\vec{p}\,\vec{n})} + \frac{p_i p_j}{(\vec{p}\,\vec{n})^2}n^2\right)\right] \qquad (3)$$

и непертурбативных вершинных функций, согласованных с тождествами Славнова – Тейлора

$$r_i\Gamma_3(r, p, q)^{adf}_{ijk} = i\tilde{g}f^{adf}\left\{[\tilde{D}^{-1}]_{jk}(p) - [\tilde{D}^{-1}]_{jk}(q)\right\},$$
$$\tilde{D}^{-1}_{ik}(p)D_{kj}(p) = \delta_{ij} - n_i p_j/(\vec{p}\,\vec{n}) \qquad (4)$$

и удовлетворяющих первым порядкам теории возмущений. Точные выражения для вершинных функций в КХД пока не найдены, и искусство в их аппроксимации определяет успех развиваемых схем непертурбативного счета.

Непертурбативные вычисления магнитной массы глюона во многих отношениях проще, так как в пределе нулевого импульса из диаграммного ряда (2) можно исключить, используя тождества Славнова – Тейлора, четырехглюонную вершину. Но трехглюонную вершину нужно знать при всех значениях импульсов, и ее непертурбативная аппроксимация является основной нерешенной проблемой для этих вычислений. В этой связи все известные схемы непертурбативных вычислений /2, 3/ пока ограничиваются учетом только первых двух диаграмм из ряда (2), для которых аппроксимация трехглюонной вершины упрощается /3, 4/

$$\Gamma_3\,(p, -p, 0)^{abc}_{ijk} = -\,i\tilde{g}f^{abc}\,\partial\tilde{D}^{-1}_{ij}\,(p)/\partial p_k \tag{5}$$

и непосредственно выражается в терминах структурных функций, определяющих (1). Схема вычислений замыкается и дальнейшие расчеты ведутся стандартными методами. Тождества (4) удовлетворяются точно, и в рамках теории возмущений аппроксимация (5) правильно воспроизводит не только продольную, но и поперечную часть трехглюонной вершины.

Предел нулевого импульса для выбранной аппроксимации поляризационного оператора (2) находится с учетом (5). После использования простого равенства

$$\left(D(q)\,\frac{\partial\tilde{D}^{-1}(q)}{\partial q_i}\,D(q)\right)_{kl} = -\,\frac{\partial D_{kl}(q)}{\partial q_i},$$

обсуждение которого можно найти в /1/, этот предел

$$\begin{aligned} -\,\Pi^{mn}_{ij}(0) = \frac{1}{2}\int\frac{d^3q}{(2\pi)^3}\,\left(D(q)\,\Gamma_4^{(0)}\right)^{mn}_{ij}\; - \\ -(i\tilde{g}f^{nab})\,\frac{1}{2}\int\frac{d^3q}{(2\pi)^3}\,\Gamma_3^{(0)}\,(0, q, -q)^{mab}_{ikl}\,\frac{\delta D_{lk}(q)}{\delta q_j} \end{aligned} \tag{6}$$

легко вычисляется путем интегрирования по частям второго слагаемого. При этом предполагается, что один из интегралов равен нулю

$$\int\frac{d^3q}{(2\pi)^3}\;\;\frac{\partial}{\partial q_j}\,\left(\Gamma_3^{(0)}\,D(q)\right)_i = 0 \tag{7}$$

и явно использовано выражение для затравочной трехглюонной вершины

$$\Gamma_3^{(0)}(0, q, -q)_{ikj}^{dab} = (-i\widetilde{g}\, f^{dab})\,[-(\delta_{ij}q_k + \delta_{ik}q_j) + 2\delta_{kj}q_i],$$

которое впоследствии дифференцируется по импульсу. В результате вычислений первое и второе слагаемое в (6), с учетом (7), тождественно сокращаются и $\Pi_{ij}^{mn}(0) \equiv 0$. Для выражения (1) такое сокращение эквивалентно выполнению следующего равенства:

$$\Pi_1(0) = \Pi_2(0) = 0, \tag{8}$$

которое полностью определяет инфракрасный предел глюонного пропагатора (3). Предположение (7), естественно, строго математически не доказывается, так как явный вид асимптотик точного поляризационного оператора неизвестен. Однопетлевая непертурбативная магнитная масса глюона (m_{mag}) согласно (8) равна нулю и этот результат не зависит от выбора вектора n_i, фиксирующего калибровку.

Равенство нулю однопетлевой непертурбативной магнитной массы глюона является важным результатом проделанных вычислений и согласуется с работами других авторов /2, 3/. На этом уровне вычислений обсуждаемый результат является калибровочно независимым (в любом классе аксиальных калибровок) и претендует быть точным. Однако его модификация при учете двухпетлевых непертурбативных диаграмм (т.е. всего диаграммного ряда (2)) пока до конца не выяснена. Сегодня такие непертурбативные вычисления ненадежны из-за отсутствия корректной (проверенной) аппроксимации трехглюонной вершины при всех значениях импульсов и технических трудностей. Тем не менее первые шаги в этом направлении уже сделаны /1, 4/ и всестороннее и независимое исследование этого вопроса крайне желательно.

Поступила в редакцию 11 ноября 1984 г.

ЛИТЕРАТУРА

1. Kalashnikov O.K., Klimov V.V., Casado E. Fortschritte der Physik, **31**, 613 (1983).
2. Kajantie K., Kapusta J. Preprint TH. 3284-CERN 1982.
3. Furusawa T., Kikhawa K. Phys. Lett., **128B**, 218 (1983); Калашников О.К. Письма в ЖЭТФ, **39**, 337 (1984).
4. Калашников О.К., Касадо Э. ЯФ, **40**, 1297 (1984).