

Надеюсь, что это краткое сообщение вновь возбудит интерес И.М. к этому кругу вопросов. По моим наблюдениям, его интерес к науке и научная активность нисколько не ослабели.

Список литературы

1. Покровский В Л, Саввиних С К, Улинич Ф Р *ЖЭТФ* **34** 1272 (1958) [Pokrovskii V L, Savvinykh S K, Ulinich F R *Sov. Phys. JETP* **7** 879 (1958)]
2. Покровский В Л, Саввиних С К, Улинич Ф Р *ЖЭТФ* **34** 1629 (1958) [Pokrovskii V L, Savvinykh S K, Ulinich F R *Sov. Phys. JETP* **7** 1119 (1958)]
3. Покровский В Л, Халатников И М *ЖЭТФ* **40** 1713 (1961) [Pokrovskii V L, Khalatnikov I M *Sov. Phys. JETP* **13** 1207 (1961)]
4. Дыхне А М *ЖЭТФ* **40** 1423 (1961) [Dykhne A M *Sov. Phys. JETP* **13** 999 (1961)]
5. Дубровин Б А, Новиков С П *ЖЭТФ* **67** 2131 (1974) [Dubrovin B A, Novikov S P *Sov. Phys. JETP* **40** 1058 (1974)]
6. Дыхне А М *ЖЭТФ* **38** 570 (1960) [Dykhne A M *Sov. Phys. JETP* **11** 411 (1960)]
7. Дыхне А М *ЖЭТФ* **41** 1324 (1961) [Dykhne A M *Sov. Phys. JETP* **14** 941 (1962)]
8. Landau L D *Phys. Z. Sowjetunion* **2** 46 (1932)
9. Zener C *Proc. R. Soc. Lond. A* **137** 696 (1932)
10. Ландау Л Д, Лифшиц Е М *Квантовая механика: Нерелятивистская теория* 3-е изд. (М.: Наука, 1974) [Landau L D, Lifshitz E M *Quantum Mechanics: Non-Relativistic Theory* 3rd ed. (Oxford: Pergamon Press, 1977)]
11. Дыхне А М, Покровский В Л *ЖЭТФ* **39** 373 (1960) [Dykhne A M, Pokrovskii V L *Sov. Phys. JETP* **12** 264 (1961)]
12. Ландау Л Д, Лифшиц Е М *Механика* (М.: Наука, 1982) [Landau L D, Lifshitz E M *Mechanics* (Oxford: Pergamon Press, 1976)]
13. Паташинский А З, Покровский В Л, Халатников И М *ЖЭТФ* **43** 1117 (1962) [Patashinskii A Z, Pokrovskii V L, Khalatnikov I M *Sov. Phys. JETP* **16** 788 (1963)]
14. Паташинский А З, Покровский В Л, Халатников И М *ЖЭТФ* **44** 2062 (1963) [Patashinskii A Z, Pokrovskii V L, Khalatnikov I M *Sov. Phys. JETP* **17** 1387 (1963)]
15. Паташинский А З, Покровский В Л, Халатников И М *ЖЭТФ* **45** 760 (1963) [Patashinskii A Z, Pokrovskii V L, Khalatnikov I M *Sov. Phys. JETP* **18** 522 (1964)]
16. Паташинский А З, Покровский В Л, Халатников И М *ЖЭТФ* **45** 989 (1963) [Patashinskii A Z, Pokrovskii V L, Khalatnikov I M *Sov. Phys. JETP* **18** 683 (1964)]
17. Kruskal M D, Segur H "Asymptotics beyond all orders in a model of crystal growth", Technical Reports 85-25 (Princeton: Aeronautical Research Associates, 1985); *Study App. Math.* **85** 129 (1991)
18. Segur H, Tanveer S, Levine H (Eds) *Asymptotics Beyond All Orders* (New York: Plenum Press, 1991)
19. Boyd J P *Weakly Nonlocal Solitary Waves and Beyond-All-Orders Asymptotics: Generalized Solitons and Hyperasymptotic Perturbation Theory* (Dordrecht: Kluwer Acad. Publ., 1998)
20. Pomeau Y, Ramani A, Grammaticos B *Physica D* **31** 127 (1988)

PACS numbers: 11.10.Gh, 11.15.-q, 12.38.-t
DOI: 10.3367/UFNr.0180.201003j.0328

Экранирование и антиэкранирование заряда в калибровочных теориях

И.Б. Хриплович

В докладе на качественном уровне обсуждается перенормировка заряда в векторных теориях с абелевой и неабелевой калибровочной группой.

1. Начало обсуждаемым исследованиям положила замечательная работа Ландау, Абрикосова и Халатни-

кова [1], появившаяся более полувека назад. В ней было показано, в частности, что в квантовой электродинамике наблюдаемый заряд электрона e связан с его затравочным зарядом e_0 соотношением

$$e^2 = e_0^2 \left(1 + \frac{e_0^2}{12\pi^2} \ln \frac{\Lambda^2}{m^2} \right)^{-1} < e_0^2, \quad (1)$$

здесь m — масса электрона, Λ — параметр обрезания расходящихся интегралов (разумеется, $\Lambda \gg m$). Это и остальные соотношения, обсуждаемые здесь, приводятся в старшем логарифмическом приближении, т.е. в коэффициенте при заданной степени константы связи (последняя по предположению мала) удерживается лишь старшая степень большого логарифма.

Тот факт, что наблюдаемый заряд оказывается меньше затравочного, — вполне естественное и наглядное следствие поляризации вакуума: затравочный заряд притягивает к себе виртуальные частицы с зарядом противоположного знака и отталкивает виртуальные частицы с тем же знаком заряда (рис. 1).

С другой стороны, как нетрудно показать, неравенство (1) столь же естественным образом вытекает из дисперсионного соотношения для поляризационного оператора в сочетании с условием унитарности: согласно этому условию мнимая часть поляризационного оператора фотона положительно определена, $\text{Im } \Pi > 0$.

Это результат на все времена в квантовой электродинамике.

2. Однако спустя 11 лет Ваняшин и Терентьев [2], исследуя вклад заряженной векторной частицы в нелинейный лагранжиан постоянного электромагнитного поля, обнаружили, что вклад этой частицы (при гиромангнитном отношении $g = 2$) в перенормировку заряда совершенно иной:

$$e^2 = e_0^2 \left(1 - \frac{7e_0^2}{12\pi^2} \ln \frac{\Lambda^2}{m^2} \right)^{-1} > e_0^2. \quad (2)$$

Другими словами, в электродинамике векторной частицы возникает антиэкранирование заряда. Но как же быть с простыми качественными соображениями, приведёнными выше? В чём разница между электроном со спином $s = 1/2$ и W-бозоном с $s = 1$?

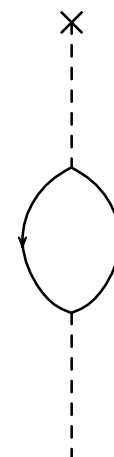


Рис. 1. Поляризация вакуума в квантовой электродинамике.

Разница заключается, прежде всего, в том, что электродинамика векторных частиц — это неперенормируемая теория*, в которой поляризационный оператор фотона расходится, вообще говоря, не логарифмически, как это происходит в электродинамике частиц со спином 1/2 (см. (1)), а квадратично по Λ . Разумеется, ведущий, квадратично расходящийся вклад в перенормировку заряда, пропорциональный Λ^2/m^2 , имел бы тот же знак, что и логарифмический вклад в формуле (1), и, подобно последнему, приводил бы к экранированию. Однако техника расчёта нелинейного лагранжиана электромагнитного поля, используемая в [2], такова, что степенные расходимости по Λ^2/m^2 исключаются из ответа. Что касается знака логарифмического вклада в перенормировку заряда, то он теперь простыми качественными соображениями, приведёнными выше, не фиксируется.

Результат (2), несомненно, является вполне осмысленным и интересным. Соотношения сходного вида возникают в современных моделях электрослабого взаимодействия, в которых степенные расходимости отсутствуют.

3. Спустя ещё четыре года была найдена структура поляризационного оператора безмассового векторного поля, самодействие которого описывается неабелевой калибровочной группой SU(2); при этом использовалась кулоновская калибровка [3].

Перенормировка заряда описывается в этой калибровке двумя диаграммами, показанными на рис. 2, 3. На этих диаграммах штриховая линия по-прежнему относится к кулоновскому полю, а волнистая линия — к реально распространяющимся трёхмерно-поперечным векторным квантам. Поскольку эти кванты безмассовые, то расходимость на малых импульсах обрезается \bar{q}^2 . Вклад диаграммы, приведённой на рис. 2, в наблюдаемый заряд g^2 выглядит так:

$$g_0^2 \left(1 + \frac{g_0^2}{12\pi^2} \ln \frac{\Lambda^2}{\bar{q}^2} \right)^{-1}. \quad (3)$$

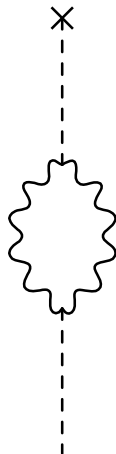


Рис. 2. Вклад трёхмерно-поперечных квантов в поляризацию вакуума.



Рис. 3. Недисперсионный вклад в поляризацию вакуума.

Здесь ничего удивительного нет, всё вполне естественно согласуется с результатом (1) для квантовой электродинамики.

Однако в теории с неабелевой калибровочной группой возникает ещё одна диаграмма, которая отсутствует в электродинамике (см. рис. 3). В ней нет мнимой части, так как кулоновское поле (штриховая линия) не распространяется во времени. Природа этого вклада — взаимодействие кулоновского поля с флуктуациями трёхмерно-поперечных физических степеней свободы во втором порядке теории возмущений. Знак этого вклада обратный по отношению к знаку (3), а численно он оказывается заметно большим. С учётом обоих вкладов полный ответ для константы связи таков:

$$g^2 = g_0^2 \left[1 + \left(\frac{1}{12} - 1 \right) \frac{g_0^2}{\pi^2} \ln \frac{\Lambda^2}{\bar{q}^2} \right]^{-1} = g_0^2 \left(1 - \frac{11g_0^2}{12\pi^2} \ln \frac{\Lambda^2}{\bar{q}^2} \right)^{-1}. \quad (4)$$

Вместо абелева экранирования заряда возникает неабелево антиэкранирование!

4. Для дальнейшей физической интерпретации удобно перейти в результате (4) к бегущей константе связи $g(\bar{q}^2)$, которая в том же логарифмическом приближении имеет вид

$$g^2(\bar{q}^2) = g^2 \left(1 + \frac{11g^2}{12\pi^2} \ln \frac{\bar{q}^2}{\bar{q}_0^2} \right)^{-1}, \quad (5)$$

здесь g — перенормированная константа связи, \bar{q}_0 — точка нормировки по передаче импульса.

Из выражения (5) видно, что в пределе $\bar{q}^2 \rightarrow \infty$, т.е. на малых расстояниях, эффективная константа связи стремится к нулю, $g^2(\bar{q}^2) \rightarrow 0$. Это позволяет использовать в данном пределе, при $\bar{q}^2 \rightarrow \infty$, теорию возмущений. Замечательный факт заключается в том, что взаимодействие кварков на малых расстояниях хорошо описывается такой векторной теорией (обладающей, однако, калибровочной группой SU(3)). Это свойство и есть асимптотическая (в смысле больших импульсов), или ультрафиолетовая, свобода [4–6].

С другой стороны, при малых \bar{q}^2 , т.е. на больших расстояниях, эффективная константа связи,

$$g^2(\bar{q}^2) = g^2 \left(1 + \frac{11g^2}{12\pi^2} \ln \frac{\bar{q}^2}{\bar{q}_0^2} \right)^{-1},$$

* Важность этого обстоятельства подчёркивалась И.Я. Померанчуком, когда работа [2] только появилась.

возрастает и теория возмущений становится неприменимой. Взаимодействие кварков на больших расстояниях оказывается настолько сильным, что кварков в свободном состоянии вообще не бывает. Это область удержания кварков, или инфракрасного рабства. Замкнутой количественной теории, описывающей удержание кварков, в настоящее время не существует.

5. Остаётся добавить, что статья [1] — отнюдь не единственная работа Исаака Марковича Халатникова, сделанная, что называется, на все времена.

И ещё, слышал я, что ему —

За заслуги и за добрый труд
Орден к столетию дадут!
Он дожждётся этой чести,
Значит, с юбиляром вместе
В день столетья встретимся мы тут!

* * *

Я благодарен М.И. Высоцкому и В.В. Соколову за обсуждения. Работа выполнена при поддержке РФФИ, грант 08-02-00960-а.

Список литературы

1. Ландау Л Д, Абрикосов А А, Халатников И М *ДАН СССР* **95** 1177 (1954)
2. Ваняшин В С, Терентьев М В *ЖЭТФ* **48** 565 (1965) [Vanyashin V S, Terentyev M V *Sov. Phys. JETP* **21** 375 (1965)]
3. Хриплович И Б *ЯФ* **10** 410 (1969) [Khriplovich I B *Sov. J. Nucl. Phys.* **10** 235 (1970)]
4. 't Hooft G, unpublished (1972)
5. Politzer H D *Phys. Rev. Lett.* **30** 1346 (1973)
6. Gross D J, Wilczek F *Phys. Rev. Lett.* **30** 1343 (1973)