

О СОБСТВЕННОЙ ЭНЕРГИИ ЧАСТИЦ В ОБЩЕЙ ТЕОРИИ ОТНОСИТЕЛЬНОСТИ

Р.А.Асаков, М.А.Марков

Как известно, собственная гравитационная энергия точечной массы в линейном приближении уравнений гравитации расходится. В нелинейной теории (уравнения Эйнштейна) гравитационный дефект масс при стремлении размеров системы к нулю полностью погашает затравочную массу и полная масса такой системы обращается в нуль [1]. Для гравитирующей пыли эта задача нестатическая-подобная система при соответствующих начальных условиях представляет собой вариант замкнутого мира Фридмана, а как известно, его полная масса равна нулю [2] даже независимо от его радиуса в данный момент времени.

Хотя учет гравитационного поля приводит к конечному значению собственной энергии точечного электрического заряда

$$m = \frac{e}{\sqrt{\kappa}} \approx 10^{-6} \text{ г} , \quad (1)$$

где e — заряд, κ — гравитационная константа, и это значение слишком велико по сравнению с массами известных элементарных частиц. Возможно, что частицы таких больших масс и существуют в природе

(" максимоны "), но теория масс обычных элементарных частиц пока остается проблемой. Следует подчеркнуть, что приведенный выше пример является в сущности единственным пока физическим примером, когда работает так называемая реалистическая регуляризация, которая дает конечное значение собственной массы.

Возникает естественный вопрос — как может измениться это конечное значение массы заряженной частицы, если кроме электромагнитного и гравитационного поля учесть и возможное участие других полей. Известно, что, например, скалярное поле, как и поле гравитационное, приводит к отрицательной по знаку собственной энергии его источника.

Рассмотрение скалярного поля в рамках общей теории относительности, проведенное Фишером [3] и Бергманом-Лейпником [4], приводило к решениям, которые делали сомнительной [5] старую идею Штукельберга [6] регуляризовать классическую расходимость точечного заряда с помощью скалярного поля, так как поведение в нуле (источнике) скалярного поля существенно меняется в этих решениях.

Однако, в работе [7] показано, что эти решения, хотя и математически корректные, не удовлетворяют требованию элементарной эвклидовости в нуле. Более того, найденные в работе [7] решения приводят к следующему соотношению между интересующими нас параметрами:

$D = \kappa^2 m_1^2 + \kappa G^2 - \kappa e^2 = 0$ ($D = 0$ оказывается условием эвклидовости в нуле), или

$$m_1 = \sqrt{\frac{e^2 - G^2}{\kappa}}, \quad (2)$$

G — константа скалярного заряда. Следовательно, масса источника статического электрического и скалярного полей с учетом гравитационного взаимодействия может быть в зависимости от константы G любой величиной, меньшей чем m . Это замечание представляет известный методический интерес. Дело в том, что возможны и другие физически реальные поля, которые приводят, как и скалярное и гравитационное поля, к отрицательному вкладу в собственную массу. Отрицательный вклад в собственную массу дают, например, и слабые четырехфермионные взаимодействия. Не исключено существование и других подобных взаимодействий с относительно малыми специфическими зарядами.

Объединенный институт
ядерных исследований

Поступило в редакцию
23 марта 1967 г.

Литература

- [1] R. Arnowitt, S. Deser, C. Misner. *Phys. Rev.*, **120**, 313, 1960.
- [2] Л. Ландау, Е. М. Лифшиц. *Теория поля*. Физматгиз, 1962.
- [3] И. З. Фишер. *ЖЭТФ*, **18**, 636, 1948.
- [4] O. Bergman, R. Leipnik. *Phys. Rev.*, **107**, 1157, 1957.
- [5] M. A. Markov. *Suppl. Progress Theor. Phys. Extra Number*, **85**, 1965.
- [6] E. Stueckelberg. *Helv. Phys. Acta*, **14**, 51, 1941.
- [7] R. A. Asanov. *Препринт ОИЯИ Е2-3108*, Дубна, 1967.