Письма в ЖЭТФ, том 37, вып. 11, стр. 559 – 561 *5 июня 1983 г.*

ВОЗМОЖНОЕ РЕШЕНИЕ ПРОБЛЕМЫ Λ-ЧЛЕНА В РАМКАХ $N = 1$ СУПЕРГРАВИТАЦИИ

Н.В.Красников, В.А.Матвеев

Для $N = 1$ супергравитации предложен класс суперпотенциалов, для которых космологический Λ-член автоматически оказывается равным нулю в точке минимума. Характерной чертой предложенного подхода является вырожденность вакуума как для симметричной, так и для несимметричной фаз, что может иметь нетривиальные следствия для космологии.

Нет сомнения, что проблема Λ-члена [1] является одной из наиболее серьезных и интересных проблем современной теории элементарных частиц и космологии (в качестве обзора, см. [2]). Действительно, как следует из наблюдательных данных плотность энергии вакуума

$$\frac{\Lambda M_{PL}^2}{8\pi} = |\epsilon_{\mathrm{vac}}| < (2 \cdot 10^{-9}\ \text{МэВ})^4 ,$$

что намного меньше всех характерных масштабов физики элементарных частиц [2]. Нулевая энергия вакуума естественно получается в теориях с ненарушенной суперсимметрией и супергравитацией [3]. Однако, в реальном мире суперсимметрия (как глобальная, так и локальная) должна быть нарушена, поэтому и для „супер" теорий проблема Λ-члена не теряет своей актуальности.

В настоящей статье мы хотели бы обратить внимание на то, что в рамках $N = 1$ супергравитации для специально выбранного класса суперпотенциалов можно решить проблему Λ-члена по крайней мере на древесном уровне, аналогично тому, как суперсимметрия решает проблему иерархий [1)]. Характерной чертой предложенного подхода является обращение в нуль Λ-члена как для симметричного, так и для несимметричного вакуума.

Отметим, что в работе [4] на примере конкретной модели было показано, что эффекты гравитации приводят к расщеплению суперсимметричных вакуумов. В предложенных же в настоящей статье моделях вырожденность вакуумов сохраняется и при учете эффектов супергравитации.

В рамках $N = 1$ супергравитации эффективный потенциал имеет вид [5, 7]

$$U = \exp\left(\sum_{i=1}^{N} \frac{|\varphi_i|^2}{M^2}\right)\left\{\left|\frac{\partial V}{\partial \varphi_i} + \varphi_i^* \frac{V}{M^2}\right|^2 - \frac{3|V|^2}{M^2}\right\} + \frac{1}{2}|D_\alpha|^2 , \qquad (1)$$

где $V(\varphi_i)$ – суперпотенциал, $D_\alpha = g\varphi^+ T_\alpha \varphi$, T_α – генераторы калибровочной группы, $M = M_{PL}/\sqrt{8\pi}$. В случае $N = 1$ супергравитации параметр нарушения глобальной суперсимметрии – $\left|\frac{\partial V}{\partial \varphi_i}\right| \Big|_{\varphi_i = \varphi_i^{min}}$, а параметр нарушения локальной суперсимметрии – $|V(\varphi_i)|_{\varphi_i = \varphi_i\, min}$ [3]. Из соотношения (1) видно, что в принципе можно нарушить глобальную и локальную суперсимметрии так, чтобы в точке минимума $U = 0$. Для этого необходимо, чтобы в точке минимума

$$\left|\left(\frac{\partial V}{\partial \varphi_i} + \varphi_i^* \frac{V}{M^2}\right)\right|^2 - \frac{3|V|^2}{M^2} = 0. \qquad (2)$$

$$D_\alpha = 0.$$

---

1) Отметим, что в работах [6] были предприняты попытки решить проблему Λ-члена на основе теорий типа Калузы – Клейна.

Однако, в случае произвольного суперпотенциала, зависящего в реалистических моделях от многих скалярных полей φ_i, в точке минимума условие (2), вообще говоря, не выполняется. Естественно встает вопрос, а нельзя ли ограничить класс допустимых суперпотенциалов таким образом, чтобы в точке минимума условие (2) выполнялось бы автоматически, подобно тому, как из киральной симметрии Печи – Квинн автоматически следует CP-инвариантность вакуума в точке минимума.

В качестве простейшего анзатца введем компенсирующий суперпотенциал $V_K(z)$, зависящий от калибровочно-инвариантного комплексного поля z, так, чтобы для всех z

$$\left|\frac{\partial V_K}{\partial z} + z^* \frac{V_K}{M^2}\right|^2 - \frac{3|V_K|^2}{M^2} \geqslant 0. \tag{3}$$

Простейшие примеры компенсирующего суперпотенциала следующие:

$$V_K(z) = \frac{z}{M} + 2 - \sqrt{3}, \tag{4}$$

$$V_K(z) = \left(\frac{z}{M}\right)^{3/4}. \tag{5}$$

В дальнейшем мы будем использовать компенсирующий суперпотенциал (4). Рассмотрим суперпотенциал факторизующегося вида

$$V(z, \varphi_i) = V_K(z)\, V(\varphi_i). \tag{6}$$

Для суперпотенциала (6) эффективный потенциал (1) есть

$$U = \exp\left(\sum_{i=1}^{N} \frac{|\varphi_i|^2}{M^2} + \frac{|z|^2}{M^2}\right)\left\{\left(\left|\frac{\partial V_K}{\partial z} + \frac{z^* V_K}{M^2}\right|^2 - 3\frac{|V_K|^2}{M^2}\right)|V(\varphi_i)|^2 + \right.$$
$$\left. + |V_K|^2 \left|\frac{\partial V}{\partial \varphi_i} + \varphi_i^* \frac{V}{M^2}\right|^2\right\} + \frac{1}{2}|D_\alpha|^2. \tag{7}$$

Нетрудно видеть, что $U(z, \varphi_i) \geqslant 0$. Условие обращения в нуль космологической константы в точке минимума имеет вид

$$\frac{\partial V}{\partial \varphi_i} + \frac{\varphi_i^* V}{M^2} = 0,$$
$$D_\alpha = 0. \tag{8}$$

Для широкого класса суперпотенциалов уравнение (8) имеет нетривиальное решение с $|V| \neq 0$. Тем самым, для факторизующегося суперпотенциала (6), нулевая плотность энергии в точке минимума достигается автоматически при правильном выборе компенсирующего суперпотенциала. В настоящий момент нам трудно привести какие-либо убедительные аргументы в пользу анзатца (6), дающего, по-видимому, простейшее решение проблемы Λ-члена.

Для реалистических моделей типа $SU(5)$ уравнение (8) имеет как $SU(5)$-симметричное решение, так и решение, нарушающее $SU(5)$ до $SU(3) \otimes SU(2) \otimes U(1)$, что может иметь нетривиальные следствия для космологии. А именно, известно, что при больших температурах Вселенная должна находиться в симметричной фазе. При понижении же температуры в данной модели в отличие от модели Вайнберга [4] температурные эффекты могут перевести $SU(5)$-фазу в $SU(3) \otimes SU(2) \otimes U(1)$-фазу. Однако, этот вопрос требует дополнительного изучения.

В заключение нам хотелось бы еще раз подчеркнуть, что наиболее характерной чертой предлагаемого подхода является отсутствие Λ-члена как для симметричной, так и для несимметричной фаз.

Авторы благодарны М.Е.Шапошникову , А.Н.Тавхелидзе и В.А.Рубакову за полезные обсуждения.

Литература

1. *Linde A.D.,* Pisma Zhetf, 1974, **19**, 320; *Dreilein J.* Phys. Rev. Lett., 1974, **33**, 1423.

2. *Langacker P.* Phys. Rep., 1981, **72C**, 185.

3. *Fayet P., Ferrara S.* Phys. Rep., 1977, **32C**, 249; *Nieunwenhuizen P.* Phys. Rep., 1981, **68C**, 189.

4. *Weinberg S.* Phys. Rev. Lett., 1982, **48**, 1776.

5. *Cremmer E. et al.* Nucl. Phys., 1983, **B212**, 413.

6. *Witten E.* Nucl. Phys., 1981, **B186**, 412; *Salam A., Strathdee J.* Annals of Phys., 1982, **141**, 316; *Rubakov V., Shaposhnikov M.* Trieste Preprint IC/83/11.

7. *Barbieri S. et al.* Phys. Lett., 1982, 119B, 343; *Ibanez L.* Phys. Lett., 1982, **118B**, 73.

Институт ядерных исследований
Академии наук СССР

Поступила в редакцию
26 апреля 1983 г.