

## КОНФАЙНМЕНТ МОНОПОЛЕЙ ПРИ СВЕРХВЫСОКОЙ ТЕМПЕРАТУРЕ

*А.Д.Линде*

Приводятся, аргументы, показывающие, что при температурах  $T \gtrsim 10^2$  ГэВ имеет место конфайнмент монополей. Это обстоятельство позволяет решить проблему реликтовых монополей в единых теориях сильных, слабых и электромагнитных взаимодействий.

1. В последние годы все бóльшую популярность приобретают единые калибровочные теории сильных, слабых и электромагнитных взаимодей-

ствий, основанные на простых группах симметрии типа  $SU(5)$ ,  $SO(10)$ ,  $E_6$  и т.д., так называемые теории Великого Объединения (ТВО) [1]. Однако недавно реалистичность таких теорий была поставлена под сильное сомнение. Как было показано Зельдовичем и Хлоповым [2], а также Прескиллом [3], в ранней Вселенной в результате фазового перехода с нарушением симметрии между сильными и электрослабыми взаимодействиями, происходившем при температуре  $T_{c1} \sim 10^{14}$  ГэВ [4, 5], должно было образовываться много магнитных монополей с массами  $\sim 10^{16}$  ГэВ. При этом оказывается, что плотность монополей, не успевших проаннигилировать друг с другом до настоящего времени, должна быть недопустимо велика [2, 3].

Многочисленные попытки решить проблему реликтовых монополей [6] не привели до настоящего времени к удовлетворительному результату (см. обсуждение этого вопроса в [7, 8]), и первоначальное несколько скептическое отношение к проблеме стало сменяться серьезным опасением, что ТВО могут оказаться несовместимыми с современными космологическими представлениями.

Цель настоящей работы — указать простой механизм, приводящий к конфайнменту магнитных монополей при сверхвысокой температуре и к их быстрой аннигиляции на самых ранних стадиях эволюции Вселенной. Это и решило бы проблему реликтовых монополей. В п.2 будет излагаться механизм конфайнмента монополей в сверхпроводнике, предложенный Намбу [9]. В п.3 обсуждаются условия, необходимые для конфайнмента монополей при высоких температурах. В п.4 описывается механизм конфайнмента монополей в ТВО. Обсуждение полученных результатов содержится в п.5.

2. Известно, что магнитное поле в сверхпроводнике приобретает массу  $m_H = 2e\psi$ , где  $\psi$  — плотность бозе-конденсата куперовских пар. По этой причине согласно уравнению  $(\Delta - m_H^2) \mathbf{H} = 0$  магнитное поле может проникнуть в сверхпроводник на глубину не более чем  $m_H^{-1} \sim (e\psi)^{-1}$  (эффект Мейсснера). С другой стороны, уравнение  $\text{div } \mathbf{H} = 0$  является тождеством, выполняющимся независимо от появления массы у магнитного поля. Поэтому, если "погрузить" монополь в сверхпроводник, то (в силу теоремы Гаусса) величина магнитного потока должна быть одинакова на любом расстоянии от монополя. Единственная возможность совместить это условие с эффектом Мейсснера связана с образованием вихревой нити Абрикосова толщиной  $\sim m_H^{-1}$ , содержащей внутри себя весь магнитный поток от монополя. Такая нить может окончиться лишь на другом монополе, несущем магнитный заряд противоположного знака. Поскольку энергия нити пропорциональна ее длине, то в сверхпроводнике осуществлялся бы конфайнмент монополей. [9].

3. Как видно из приведенных выше рассуждений, достаточным условием конфайнмента монополей является возникновение массы у магнитного поля в среде. К сожалению, бозе-конденсата, который бы делал магнитное поле массивным, во Вселенной никогда не было. В отсутствие такого конденсата масса у магнитного поля может появиться лишь если поляризационный оператор электромагнитного поля в среде сингулярен при малых импульсах,  $\pi(k) \sim k^{-2}$  [10]. В обычной низкотемпературной плазме, состоящей из массивных заряженных частиц,

такое поведение  $\pi(k)$  невозможно [10]. В то же время, как было отмечено в [5], из-за степенных инфракрасных расходимостей, возникающих в квантовой статистике безмассовых неабелевых полей при  $T \neq 0$ , соответствующий поляризационный оператор  $\pi(k)$  действительно сингулярен при малых  $k$  начиная с порядка  $e^4$  по теории возмущений. По этой причине неабелевы "магнитные" поля при ненулевой температуре могут приобретать массу  $m_H \sim e^2 T$  [5] (ранее возникновение массы  $m_H \sim e^2 T$  у неабелевых "магнитных" полей было из независимых соображений предсказано в [11]). Как мы увидим, этого обстоятельства оказывается достаточно для конфайнмента монополей в ТВО.

4. При температуре  $T \gtrsim T_{c_2} \sim 10^2$  ГэВ, когда симметрия в ТВО была восстановлена до  $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$  [4, 5], электромагнитное поле представляло собой сумму безмассового абелева поля  $B_\mu$  из группы  $U(1)_Y$  и изначально безмассового (без учета температурных эффектов) неабелева поля  $A_\mu^3$  из группы  $SU(2)_L$ :  $A_\mu = B_\mu \cos \theta_W + A_\mu^3 \sin \theta_W$ , где  $\theta_W$  — угол Вайнберга [1]. Таким образом, магнитный монополь одновременно являлся монополем как относительно безмассового поля  $H_B = \text{rot } \mathbf{B}$ , так и относительно поля  $H_3 = \text{rot } \mathbf{A}^3$ . Это означает, что если, согласно п.3, неабелево поле  $H_3$  при  $T > T_{c_2}$  приобретало массу  $m_{H_3} \sim e^2 T$ , то между монополями возникали нити поля  $H_3$  толщиной  $\sim (e^2 T)^{-1}$ , притягивающие монополи друг к другу с силой, не зависящей от расстояния между ними, см. п.2.

5. Как видно, конфайнмент монополей при  $T > T_{c_2}$  действительно имел место если  $m_{H_3} \neq 0$ . К сожалению, вычислить точное значение  $m_{H_3}$  в рамках теории возмущений не удастся, так как все высшие порядки теории возмущений дают в эту величину вклады  $\sim e^2 T$  [5]. Однако, если по каким-то специальным причинам вклады высших порядков в  $m_{H_3}$  взаимно компенсируются, так что в результате  $m_{H_3}$  обращается в нуль или становится много меньше  $e^2 T$ , то, как показано в [5], ряды теории возмущений для всех термодинамических величин становятся расходящимися<sup>1)</sup>. В этом случае все термодинамические соотношения, на которых базируется сама постановка задачи о реликтовых монополях, стали бы совершенно необоснованными [5]. Таким образом, само противоречие между теориями Великого Объединения и космологией [2, 3] могло бы существовать лишь, если  $m_{H_3} \sim e^2 T$  при  $T > T_{c_2}$ .

Но в этом случае, как было показано в п.4, все магнитные монополи при  $T > T_{c_2}$  находились бы в фазе конфайнмента. Как будет показано в отдельной работе, конфайнмент монополей приводит к их практической мгновенной аннигиляции, и плотность монополей, остающихся после аннигиляции, оказывается на десятки порядков меньше тех плотностей, которые противоречили бы космологическим данным.

<sup>1)</sup> Причиной этого состоит в появлении в высших порядках теории возмущений при  $T \neq 0$  множителей  $\sim \left( \frac{e^2 T}{m_{H_2}} \right)^N$  [5].

В заключение автор выражает глубокую благодарность А.Д.Долгову, Р.Э.Каллош, В.Н.Романову, Д.С.Чернавскому, А.С.Шварцу, и в особенности Д.А.Киржницу и М.Ю.Хлопову за многократное обсуждение вопросов, затронутых в данной работе.

Физический институт им. П.Н.Лебедева  
Академии наук СССР

Поступила в редакцию  
28 июля 1980 г.

### Литература

- [1] С.Г. Матинян. УФН, **130**, 3, 1980; М.Гелл-Манн, П.Рамон, Р.Сланский. УФН, **130**, 459, 1980.
  - [2] Ya.B.Zeldovich, M.Yu.Khlopov. Phys. Lett., **79B**, 239, 1978.
  - [3] J.P.Preskill. Phys. Rev.Lett., **43**, 1365, 1979.
  - [4] Д.А.Киржниц. Письма в ЖЭТФ, **15**, 745, 1972; D.A.Kirzhnits, A.D.Linde. Phys. Lett., **42B**, 471, 1972.
  - [5] A.D.Linde. Rep. Progr. Phys., **42**, 389, 1979.
  - [6] A.H.Guth, S.-H.H.Tye. Phys. Rev.Lett., **44**, 631, 1980; M.B.Einhorn, D.L.Stein, D.Toussaint. Univ. of Michigan preprint UM HE 80-1, 1980; J.N.Fry, D.N.Schramm. Phys. Rev. Lett., **44**, 1361, 1980.
  - [7] А.Г.Полнарев, М.Ю.Хлопов. Препринт ИПМ, 1980.
  - [8] A.D.Linde. Lebedev Phys. Inst. preprint No. 92, 1980.
  - [9] Y.Nambu. Phys. Rev., **D10**, 4262, 1974.
  - [10] Е.С.Фрадкин. Труды ФИ АН СССР, **29**, 7, 1965.
  - [11] А.М.Polyakov. Phys. Lett., **72B**, 477, 1978.
-