

Письма в ЖЭТФ, том 15, вып. 12 стр. 745 – 748

20 июня 1972 г.

МОДЕЛЬ ВАЙНБЕРГА И "ГОРЯЧАЯ" ВСЕЛЕННАЯ

Д. А. Киржниц

В последнее время вызывают большой интерес попытки построить перенормируемую теорию слабого взаимодействия [1]. В соответствующей модели (модель Вайнберга, сокращенно м.В) массы промежуточного бозона, электрона и т. д., препятствующие объединению слабого взаимодействия с электромагнетизмом, возникают как следствие

спонтанного нарушения симметрии. В этой статье м.В применяется к большой системе слабо взаимодействующих частиц при отличной от нуля температуре. С такой системой имеет дело, например, космология, где сейчас принята "горячая" модель Вселенной.

1. Нередко ссылаются на аналогию м.В с теорией сверхпроводимости, имея в виду превращение фононного (безмассового) спектра коллективных возбуждений в сверхпроводнике в плазменный (массивный) спектр при переходе к заряженным частицам. Однако, гораздо более прямая аналогия связана с эффектом Мейснера (см., например, [2]): магнитное поле H выталкивается из сверхпроводника именно потому, что в нем происходит бозе-конденсация куперовских пар (их "волновая функция" $\Psi \propto \langle \psi^+ \psi^+ \rangle$), теория становится неинвариантной относительно фазового преобразования и фотон приобретает отличную от нуля массу $\kappa \propto |\Psi|$. Формально дело сводится к замене $\Delta A \rightarrow (\Delta - \kappa^2)A$ в уравнении для вектор-потенциала A , где $1/\kappa$ — глубина проникновения поля в сверхпроводник.

При известных предположениях эффект Мейснера описывается теорией Гинзбурга — Ландау [3, 2], основанной на выражении для свободной энергии

$$F + F_0 + H^2/8\pi + |(\nabla - 2ie\mathbf{A})\Psi|^2/2m - \alpha|\Psi|^2 + \beta|\Psi|^4. \quad (1)$$

Здесь F_0 — свободная энергия нормального металла в отсутствие поля, α, β — феноменологические параметры. Выражение (1) вполне аналогично бозонной части лагранжиана м.В: так, в простейшей модели [4]

$$L = -\frac{1}{4} (\partial_\mu V_\nu - \partial_\nu V_\mu)^2 + |(\partial_\mu - 2ig B_\mu)\phi|^2 + \mu^2|\phi|^2 - \lambda|\phi|^4, \quad (2)$$

где V — векторное, ϕ — скалярное поле. Нарушение симметрии связано с неравенством $\langle \phi \rangle \neq 0$, т.е. с бозе-конденсацией поля ϕ .

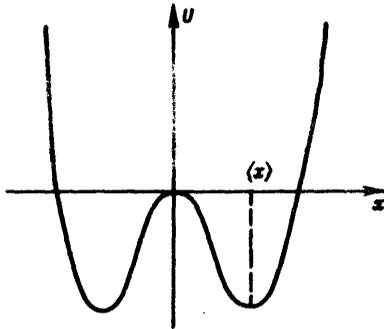
2. Хорошо известно, что величина $|\Psi|$ в (1), а вместе с ней и масса фотона в сверхпроводнике, падает с увеличением температуры, исчезая при $T \geq T_c$, где T_c — критическая температура. Это общее свойство всех известных нам упорядоченных (обладающих нарушенной симметрией) систем. Оно связано в конечном счете с тем, что с ростом T минимума свободной энергии $F = E - TS$ все более благоприятствует увеличению энтропии S , т.е. разрушению порядка.

Есть все основания ожидать, что аналогичным свойством будет обладать и величина $\langle \phi \rangle$. Конкретный механизм нарушения симметрии при малых и восстановления ее при больших температурах можно усмотреть, применительно к теориям (1), (2), из модели ангармонического осциллятора с мнимой частотой. Соответствующий гамильтониан

$$H = \frac{1}{2} (p^2 - \mu^2 x^2) + \lambda x^4,$$

а потенциальная энергия U изображена на рисунке. При малых температурах частица находится в одной из потенциальных ям и имеет

$\langle x \rangle \neq 0$. Однако, при больших T (больших энергиях возбуждения) частица покидает яму и ее движение становится полностью симметричным ($\langle x \rangle = 0$). При этом величина критической температуры, очевидно, порядка глубины ямы.



Оценка этой величины в м.В затруднительна из-за незнания безразмерной константы связи λ . Полагая ее порядка единицы, имеем $\langle \phi \rangle \sim \mu$, $T_c \sim \mu^4 / n$, где n — равновесная концентрация ϕ -частиц, $n \sim \mu < \phi \rangle^2$. Отсюда, согласно Вайнбергу [1],

$$T_c \sim \langle \phi \rangle \sim G^{-1/2}, \quad (3)$$

т. е. критическая температура порядка "унитарного предела" теории слабого взаимодействия $10^3 \text{ Гэв} \approx 10^{16} \text{ град}$.

3. Из утверждения о восстановлении нарушенной симметрии при высоких температурах следуют важные для космологии выводы¹⁾. Температура порядка (3) отвечает времени от начала расширения мира $\approx 10^{-12} \text{ сек}$ и плотности вещества $\approx 10^{29} \text{ г/см}^3$ (см., например, [5]). В эту и предшествующие эпохи промежуточный бозон, электрон и т.д. были безмассовыми частицами. Соответственно, слабое взаимодействие, как и электромагнитное, носило дальнедействующий характер.

Наличие нескомпенсированных взаимодействий такого рода в макроскопическом масштабе означало бы возникновение колоссальных отталкивательных сил (отсутствие насыщения). Поэтому кажется необходимым потребовать, чтобы наряду с условием макроскопической электронейтральности Вселенной выполнялось также аналогичное условие нейтральности в смысле "слабого заряда". Это последнее условие, подробное рассмотрение которого будет предметом отдельной работы, имеет вид

$$\sum_i k_i (n_i - \bar{n}_i) = 0,$$

¹⁾ Мы не учитываем обсуждавшейся в литературе возможности существования верхней границы температуры (см. по этому поводу [5]). Отметим также, что конденсат должен исчезнуть и при высокой интенсивности B -поля, т. е. при большой плотности вещества. Это соответствует исчезновению сверхпроводимости в сильном магнитном поле.

где n_i — концентрация слабо взаимодействующих частиц сорта i , \bar{n}_i — то же для античастиц, k_i — константы порядка единицы. Условие (4) определяет в принципе величину $n_\nu - \bar{n}_\nu$ для нейтрино по известным концентрациям тяжелых слабо взаимодействующих частиц.

Автор благодарен В.Л.Гинзбургу за обсуждение и Е.С.Фрадкину за дискуссии и стимулирующую критику.

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

Поступила в редакцию
17 мая 1972 г.

Литература

- [1] S.Weinberg. Phys. Rev. Lett., 19, 1264, 1967; 27, 1968, 1971; G.'t Hooft. Nucl. Phys., B35, 167, 1971; A.Salam, I.Strathdee, Trieste preprint, IC/71/145; B.W.Lee. Preprints, 1972; E.S.Fradkin, I.V.Tyutin. P.N.Lebedev. Inst. Preprint №55, 1972.
 - [2] П.Де Жен. Сверхпроводимость металлов и сплавов М., изд. Мир 1968.
 - [3] В.Л.Гинзбург, Л.Д.Ландау. ЖЭТФ, 20, 1064, 1950.
 - [4] С.Bouchiat, I.Iliopoulos. Ph. Meyer. Phys. Lett., 38B, 519, 1972.
 - [5] Я.Б.Зельдович, И.Д.Новиков. Релятивистская астрофизика. М., Изд. Наука, 1967.
-