$$-\frac{p}{q}\sqrt{2E_0}+\nu+\frac{1}{\sqrt{2E_0}}\frac{p}{q}\overline{V}=0,$$

где

$$\overline{V}=\frac{1}{2\pi}\int_0^{2\pi}Vdy.$$

Условия устойчивости (5) стационарного резонансного режима (3) имеют вид

$$\sin(\varphi_0+p\beta_0)+\pi\nu q\frac{1}{\sqrt{2E_0}}\cos(\varphi_0+p\beta_0)<0,$$

$$-4\lambda+\frac{1}{\sqrt{2E_0}}\cos(\varphi_0+p\beta_0)<0.$$

В заключение приносим благодарность проф. В. М. Волосову за обсуждение результатов.

ЛИТЕРАТУРА

1. Волосов В. М., Моргунов Б. И. ДАН СССР, **170**, 1966.
2. Волосов В. М., Моргунов Б. И. «Вычислительная матем. и матем. физика», 8, № 2, 1968.
3. Рубаник В. П. Труды семинара по теории дифференциальных уравнений с отклоняющимся аргументом (Ун-т дружбы народов им. П. Лумумбы), т. 2, 1968.
4. Митропольский Ю. А., Фодчук В. И. «Укр. матем. журн.», 18, № 3, 1966.

Поступила в редакцию
20.11 1968 г.

Кафедра
математики

УДК 523.11

А. А. БАРАНОВ

ОБ УРАВНЕНИИ СОСТОЯНИЯ $p=-\varepsilon$

До сравнительно недавнего времени считалось [1], что предельным уравнением вещества или поля является $p=\varepsilon/3$, где p — давление, ε — плотность энергии. Однако в работах [2, 3] показано, что для случая векторного и скалярного мезонных полей в рамках СТО допустимо уравнение состояния $p=+\varepsilon$.

В работах [4—6] было отмечено, что космологический член в уравнениях тяготения Эйнштейна можно формально истолковать как вещество с уравнением состояния

$$p=-\varepsilon. \tag{1}$$

В связи с возросшей важностью космологического члена [7—9] в данной работе найдены решения в классической скалярной теории поля в рамках СТО и ОТО (модель де Ситтера), приводящие к уравнению состояния (1).

Плотность лагранжиана скалярного мезонного поля с источниками имеет вид [10]:

$$L=-\frac{1}{2}\left\{\sum_\nu\left(\frac{\partial\psi}{\partial x_\nu}\right)^2+\mu^2\psi^2\right\}-\eta\psi, \tag{2}$$

где ψ — полевая функция, η — плотность источников (повсюду принятого $c=\hbar=1$).

Тогда тензор энергии-импульса

$$T_{\mu\nu}=-\frac{\partial\psi}{\partial x_\mu}\frac{\partial L}{\partial\left(\frac{\partial\psi}{\partial x_\nu}\right)}+L\delta_{\mu\nu},$$

или с учетом (2)

$$T_{\mu\nu}=\frac{\partial\varphi}{\partial x_\mu}\frac{\partial\psi}{\partial x_\nu}+\delta_{\mu\nu}\left\{\frac{1}{2}\left[\left(\frac{\partial\psi}{\partial t}\right)^2-|grad\,\psi|^2-\mu^2\psi^2\right]-\eta\psi\right\}. \tag{3}$$

Из равенства (3) видно, что если выполняется условие

$$\frac{\partial\psi}{\partial x_1}=\frac{\partial\psi}{\partial x_2}=\frac{\partial\psi}{\partial x_3}=0,$$

$$\mu=0,\ \eta=0,\ \frac{\partial\psi}{\partial t}\neq 0, \tag{4}$$

то тензор энергии-импульса становится диагональным и

$$\varepsilon=-T_{44}=+\frac{1}{2}\left(\frac{\partial\psi}{\partial t}\right)^2,\ p=-T_{11}=-\frac{1}{2}\left(\frac{\partial\psi}{\partial t}\right)^2,$$

а тогда, очевидно, выполняется уравнение состояния (1).

Как легко проверить, существуют решения уравнения Клейна—Гордона при условии (4) для ψ (например, $\psi\sim t$).

Итак, для скалярного свободного безмассового поля p и ε связаны уравнением $p=-\varepsilon$.

В ОТО для модели де Ситтера необходимо взять плотность лагранжиана

$$L=-\frac{1}{2}\nabla_\sigma\psi\nabla^\sigma\psi, \tag{5}$$

где ∇_σ — ковариантная производная.

Запишем уравнение скалярного поля:

$$\nabla_\sigma\nabla^\sigma\psi=0, \tag{6}$$

уравнения тяготения:

$$R_\mu^\nu-\frac{1}{2}\delta_\mu^\nu R=-\varkappa T_\mu^\nu, \tag{7}$$

и тензор энергии-импульса

$$T_\mu^\nu=-\frac{\partial L}{\partial(\nabla_\nu\psi)}\cdot\nabla_\mu\psi+L\delta_\mu^\nu. \tag{8}$$

Как легко проверить, из соотношений (4) и (5)—(8) следует уравнение состояния (1). В этом случае скалярное свободное безмассовое поле эквивалентно введению Λ-члена в уравнении тяготения.

В заключение автор выражает благодарность проф. Я. П. Терлецкому за обсуждение работы.

ЛИТЕРАТУРА

1. Ландау Л. Д., Лифшиц Е. М. Теория поля. М., Физматгиз, 1960.
2. Зельдович Я. Б. ЖЭТФ, **41**, 1609, 1961.
3. Pacini F. Ann. d'astrophysique, **29**, 193, 1966.
4. Tangherlini F. R. Nuovo Cimento, **15**, 835, 1960; **20**, 1, 1961.
5. Зельдович Я. Б. Письма в ЖЭТФ, **6**, 883, 1967.
6. Зельдович Я. Б. «Успехи физич. наук», **95**, 209, 1968.
7. Petrosian V., Salpeter E., Szekeres P. Astrophys J., **147**, 1222, 1967.
8. Шкловский И. С. «Астрон. цирк.», № 429, 1967.
9. Кардашев Н. С. «Астрон. цирк.», № 430, 1967.
10. Вентцель Г. Введение в квантовую теорию волновых полей. М.—Л., 1947.

Поступила в редакцию
22.11 1968 г.

Кафедра
теоретической физики