

Для решения этих уравнений воспользуемся «уравнениями движения»:

$$\frac{dx^\mu}{ds} = -i [x^\mu, \mathcal{H}] = gp^\mu, \quad (2)$$

$$\frac{dp^\mu}{ds} = -i [p^\mu, \mathcal{H}] = 0 \quad (3)$$

в силу постоянства  $g^{\mu\nu}$ .  
Здесь введено обозначение

$$\mathcal{H} = \theta^2 = g(p^2 + m^2).$$

Совместное решение уравнений (1), (2) и (3) приводит к искомому вакуумному лагранжиану

$$L_{vac} = \frac{g}{8\pi^2} \int_{\tau_0}^{\infty} d\tau \tau^{-3} \exp(-m^2\tau). \quad (4)$$

При интегрировании была сделана замена переменной  $-igs \rightarrow \tau$ , и из-за расходимости произведено обрезание на некотором минимальном значении  $\tau_0$ .

В силу того что при постоянном  $g^{\mu\nu}$  тензор Эйнштейна в уравнениях Эйнштейна с космологическим членом

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} R - \Lambda g_{\mu\nu} = -\kappa T_{\mu\nu}$$

обращается в нуль, а  $T_{\mu\nu}$  является тензором энергии-импульса, обусловленным в данном случае поляризацией вакуума, вакуумный лагранжиан разумно отождествить с  $\Lambda$ -членом.

Разлагая в ряд (4) и учитывая первый член, получим окончательно

$$L_{vac} = \Lambda = \frac{1}{32\pi^2 \tau_0^2}.$$

Подробное обсуждение природы  $\Lambda$ -члена проведено в работе [5].

Автор выражает благодарность проф. Д. Д. Иваненко и Д. Ф. Курдгеландзе за стимулирующие обсуждения.

#### ЛИТЕРАТУРА

1. Schwinger I. Phys. Rev., 82, 664, [1951]. Перевод в сб. «Новейшее развитие квантовой электродинамики», М., ИЛ, 1954.
2. Иваненко Д. Д., Бродский А. М. ДАН СССР, 84, 683, 1952.
3. Мирианашвили М. М. Докторская диссертация. Тбилиси, 1958.
4. Мицкевич Н. В. Физические поля в общей теории относительности. М., «Мир», 1969.
5. Зельдович Я. Б. «Успехи физических наук», 95, вып. 1, 1968.

Поступила в редакцию  
21.9 1970 г.

Кафедра  
теоретической физики

УДК 52.311

Г. Е. ГОРЕЛИК

### НОВОЕ РЕШЕНИЕ УРАВНЕНИЙ ЭЙНШТЕЙНА С КОСМОЛОГИЧЕСКИМ ЧЛЕНОМ

Рассмотрим влияние космологического члена в анизотропной модели Вселенной. Для метрики вида

$$dS^2 = dt^2 - a^2(t)(dx^2 + dy^2) - c^2(t)dz^2,$$

имеющей плоское сопутствующее пространство, уравнения Эйнштейна

$$R_{\mu\nu} - \frac{1}{2} g_{\mu\nu} R = \frac{\kappa}{c^2} T_{\mu\nu} + \Lambda g_{\mu\nu},$$

принимают вид ( $T_{\mu\nu} = (\varepsilon + P) u_\mu u_\nu - P g_{\mu\nu}$ )

$$2 \frac{\ddot{a}}{a} + \frac{\ddot{c}}{c} = \Lambda - \frac{\kappa}{2c^2} (\varepsilon + 3P),$$

$$\frac{\ddot{a}}{a} + \frac{\dot{a}}{a} \left( \frac{\dot{a}}{a} + \frac{\dot{c}}{c} \right) = \Lambda + \frac{\kappa}{2c^2} (\varepsilon - P),$$

$$\frac{\ddot{c}}{c} + 2 \frac{\dot{c}\dot{a}}{ca} = \Lambda + \frac{\kappa}{2c^2} (\varepsilon - P)$$

В случае пылеобразного вещества ( $P = 0$ ,  $\varepsilon = \rho c^2$ ) точное решение имеет вид

$$a = \left( \frac{3A_0}{\Lambda} \right)^{\frac{1}{3}} \operatorname{sh}^{\frac{2}{3}} \frac{\sqrt{3\Lambda}}{2} t \quad \text{для } \Lambda < 0,$$

$$c = \frac{\alpha}{3A_0} a + C_0 \frac{\left( \frac{\Lambda a^3}{3A_0} + 1 \right)^{\frac{1}{2}}}{\frac{1}{a^{\frac{1}{2}}}}, \quad \operatorname{sh} ix = i \operatorname{sin} x,$$

$$\kappa \rho = \frac{\alpha}{V} = \frac{\alpha}{a^2 c},$$

где  $A_0, C_0$  — постоянные интегрирования.

Полученное семейство решений по существу двухпараметрическое ( $\alpha$  и  $C_0$ ).  $A_0$  связано с выбором мировых сопутствующих координат. При  $C_0 < 0$  в решении существуют две сингулярности ( $\rho = \infty$ ).

Исследуем зависимость  $V$  от времени «в первые минуты» после взрыва и влияние  $\Lambda$ -члена. Это может иметь значение для проблемы космологического (незвездного) образования элементов и, в частности, для проблемы первичного содержания гелия [1, 2]. Для уравнения состояния  $P = \gamma \varepsilon$  [2] из уравнений Эйнштейна получается уравнение для  $V$ ; влияние  $\Lambda$  видно из следующего уравнения для  $V$ :

$$\dot{V}^2 = 3\Lambda V^2 + \frac{3}{2} \kappa \alpha V^{1-\gamma} + V_0^2.$$

Видно, что  $\Lambda > 0$  (эмпирически более вероятно) ускоряет расширение, т. е. уменьшает время для образования первичного гелия, а  $\Lambda < 0$  замедляет.

В случае  $\gamma = 0$  (пыль) в начале расширения

$$V \cong \frac{3}{2} C_0 \sqrt{A_0} \left[ t + \frac{3}{2} \alpha \frac{\sqrt{A_0}}{C_0} t^2 + \frac{\Lambda}{2} t^3 + \dots \right].$$

Для сравнения укажем, что в изотропном решении

$$V \cong \frac{9}{4} A_0 \left[ t^2 + \frac{3\Lambda}{2} t^4 + \dots \right].$$

Таким образом, «варка элементов» могла происходить по-разному в зависимости от величины и знака  $\Lambda$ . Тем самым процентное содержание элементов космологического происхождения связано с  $\Lambda$  членом и со своей стороны может помочь определить его знак и значение.

Однако если исходить из эмпирического значения  $\Lambda \approx 10^{-55} \text{ см}^{-2}$ , полученного в рамках однородной изотропной модели при обычном допущении постоянства  $\Lambda$ , этот эффект мал.

Автор благодарит проф. Д. Д. Иваненко за постоянное внимание и плодотворные советы.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Зельдович Я. Б., Новиков И. Д. Релятивистская астрофизика. М., «Наука», 1967.
2. Jacobs K. *Astroph. J.*, 153, 1, 1968.

Поступила в редакцию  
25.9 1970 г.

Кафедра  
теоретической физики

УДК 538.56 : 530.145

### В. И. БОРИСЕНКО, В. Б. БАГЛИКОВ, В. Н. ПАРЫГИН ЧАСТОТНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА МОДУЛЯТОРА ИК-ИЗЛУЧЕНИЯ НА КРИСТАЛЛЕ GaAs

Кристаллы арсенида галлия — наиболее перспективный материал для создания оптических модуляторов ИК-диапазона. Их изучению посвящено много работ (см., например, [1—5]). Однако зависимость электрооптической константы от частоты электрического поля рассмотрена лишь в одной из них [1], причем приведенные автором результаты противоречивы.

В данной работе исследовалась частотная зависимость эффективной электрооптической константы высокоомных монокристаллов GaAs в диапазоне 0—10 Мгц и на частоте 370 Мгц при длине волны ИК-излучения 3,39 мк. Вследствие слабой дисперсии электрооптических свойств GaAs [1, 2] результаты должны быть справедливы во всей области прозрачности кристалла (0,9—16) мк. Нами использовался кристалл GaAs, легированный Fe размером 11,5 × 3 × 3 мм. Сопротивление образца постоянному току составляло около 100 Ом. Излучение распространялось по оси [111], электрические векторы излучения и модулирующего электрического поля направлялись на ось [011]. При этом сдвиг фаз между двумя ортогонально поляризованными компонентами света равен

$$\Gamma = 2\pi \sqrt{\frac{2}{3}} n_0^3 r_{41} \frac{l}{d} \frac{V}{\lambda},$$

где  $n_0^3 r_{41}$  — эффективная электрооптическая константа,  $l$  — длина кристалла,  $d$  — толщина.

В качестве источника излучения использовался He—Ne лазер. Из-за потерь на отражение пропускание образца составляло около 50%. За кристаллом располагался дихроичный анализатор из  $\text{CaCO}_3$ , плоскость поляризации которого была перпендикулярна плоскости поляризации излучения лазера. В качестве фотоприемника использовалось фотосопротивление Ga : Au.

Амплитудная характеристика такого модулятора имеет вид

$$I = I_0 \sin^2 \frac{\Gamma}{2}.$$

На рис. 1 приведена полученная экспериментально статическая характеристика модулятора. Вычисленное по ней значение эффективной электрооптической константы равно  $r_{\text{эфф}} = n_0^3 r_{41} = (4,5 \pm 0,4) \cdot 10^{-9}$  см/в, что хорошо согласуется с данными, приведенными в работах [1—5].

При измерениях в диапазоне 0,32 кгц — 10 Мгц рабочая точка выводилась на линейный участок статической характеристики при помощи слюдяной пластинки  $\lambda/4$ , помещаемой между лазером и кристаллом. Модулирующее напряжение подавалось с генераторов ГЗ-7А и ГЗ-41. В качестве регистрирующих устройств использовались селективный микровольтметр В6-2 (в диапазоне 0,32—200 кгц), спектральный анализатор С4-8 (в диапазоне 200 кгц — 2 Мгц), гомодинный приемник (в диапазоне

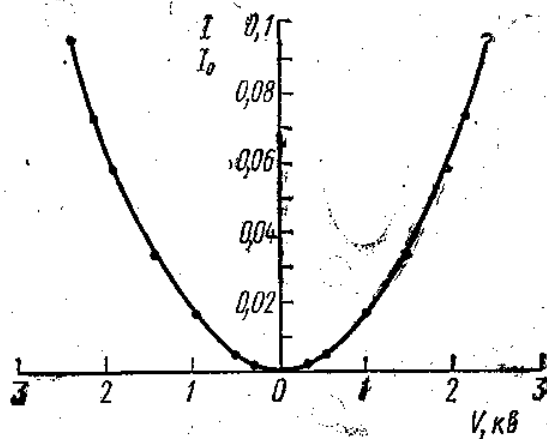


Рис. 1. Статическая характеристика модулятора