

## ЛИТЕРАТУРА

1. Вавилов В. С. Действие излучения на полупроводники. М., Физматгиз, 1963.
2. Арсеньев В. В., Днепровский В. С., Клышко Д. Н., Пенин А. П. ЖЭТФ, 56, 760, 1969.
3. Арсеньев В. В., Днепровский В. С., Клышко Д. Н., Сысоев Л. А. ЖЭТФ, 60, 114, 1971.

Поступила в редакцию  
7.9 1970 г.

Кафедра  
волновых процессов

УДК 530.12:531.51

В. А. БАРЫНИН

### ОБЩЕКОВАРИАНТНОЕ ОПИСАНИЕ ИНЕРЦИИ В ТРЕХМЕРНОМ ХРОНОМЕТРИЧЕСКИ-ИНВАРИАНТНОМ ДВУХМЕТРИЧЕСКОМ ФОРМАЛИЗМЕ

В работе [1] было показано, что в рамках трехмерного хронометрически инвариантного ( $x$  и  $\chi$ ) двухметрического формализма из полного набора  $x$  и потенциалов гравитационного поля можно выделить трехмерный  $x$  и векторный потенциал  $V^k$ , полностью описывающий все явления инерции. Там же, однако лишь при условиях

$$\frac{\partial^* \varepsilon_{ik}}{\partial t} = 0, \quad S_{\mu\nu}^\lambda = 0, \quad (1)$$

ограничивающих выбор пространственной и временной метрик системы отсчета, было получено выражение для трехмерного  $x$  и вектора силы инерции и дано определение инерциальной системы отсчета, в которой эта сила обращается в нуль.

Если второе из условий [1] является общековариантным и ограничивает лишь выбор временной метрики  $\tau_\alpha$ , то первое ограничивает группу допустимых преобразований координат, так как нарушается при переходе к деформируемой системе отсчета.

Для того чтобы иметь возможность описывать явления инерции в любой системе отсчета, введем  $x$  и четырехмерную матрицу  $\overset{*}{M}_{\mu\nu}$ , компоненты которой построены из компонентов трехмерного  $x$  и потенциала инерции и компонентов трехмерной  $x$  и метрики системы отсчета следующим образом (греческие индексы принимают значения 0, 1, 2, 3, а латинское — 1, 2, 3).

$$\overset{*}{M}_{00} = 1 - \varepsilon_{ik} V^i V^k, \quad \overset{*}{M}_{k0} = \overset{*}{M}_{0k} = \varepsilon_{ik} V^i, \quad \overset{*}{M}_{ik} = -\varepsilon_{ik}.$$

Отметим сходство в строении величин  $\overset{*}{M}_{\mu\nu}$  и  $x$  и потенциалов гравитационного поля  $\overset{*}{g}_{\mu\nu}$  ((2) работы [1]). Действительно,  $\overset{*}{M}_{\mu\nu}$  получается из  $\overset{*}{g}_{\mu\nu}$  заменой четырехмерного скаляра  $\Psi$  на 1, а трехмерного  $x$  и тензора  $\gamma_{ik}$  на  $\varepsilon_{ik}$ . Отсюда очевидна тождественность трансформационных свойств  $\overset{*}{M}_{\mu\nu}$  и  $\overset{*}{g}_{\mu\nu}$ . Следовательно,  $\overset{*}{M}_{\mu\nu}$  является  $x$  и общековариантным тензором ( $x$  и четырехмерным тензором будем называть  $x$  и величины, полученные из четырехмерного тензора по правилу (8) работы [2]).

Рассмотрим силы, действующие на частицу в гравитационном поле. Уравнения ее движения имеют в  $D$  и  $\nabla$ -модификациях трехмерного  $x$  и двухметрического формализма вид (см. [2] и [3]):

$$\frac{D}{dT} (M\overset{*}{U}^\lambda) = -M\overset{*}{P}^\lambda_{\mu\nu} \overset{*}{U}^\mu \overset{*}{U}^\nu; \quad \frac{\nabla}{dT} (M\overset{*}{U}^\lambda) = -M\overset{*}{P}^\lambda_{\mu\nu} \overset{*}{U}^\mu \overset{*}{U}^\nu.$$

Введенная выше величина  $\overset{*}{M}_{\mu\nu}$  позволяет правые части этих уравнений, т. е. действующие на частицу силы, расчленить на инвариантные относительно выбора системы отсчета «собственно гравитационные» силы и зависящие от этого выбора фиктивные (определяемые производными от метрик системы отсчета) и реальные (описываемые производными от потенциала инерции) силы инерции. Для этого по формулам

(11)—(14) работы [2] построим  $\chi$  и аналог символов Кристоффеля  $\chi$  и четырехмерного тензора  $\dot{M}_{\mu\nu}$ . Обозначив его через  $N_{\mu\nu}^{\lambda}$ , заметим, что величина  $\dot{G}_{\mu\nu}^{\lambda} \equiv \dot{\Gamma}_{\mu\nu}^{\lambda} - \dot{N}_{\mu\nu}^{\lambda}$ , где  $\dot{\Gamma}_{\mu\nu}^{\lambda}$  —  $\chi$  и аналог символов Кристоффеля от метрического тензора Эйнштейна, является четырехмерным тензором. Обозначая

$$\begin{aligned} \dot{\Pi}_{(\text{ин})\mu\nu}^{\lambda} &\equiv \dot{N}_{\mu\nu}^{\lambda} - \dot{F}_{\mu\nu}^{\lambda}; & \dot{P}_{(\text{ин})\mu\nu}^{\lambda} &\equiv \dot{N}_{\mu\nu}^{\lambda} - \delta_e^{\lambda} \delta_{\mu}^m \delta_{\nu}^n e_{mn}^e \\ \dot{\Pi}_{\mu\nu}^{\lambda} &= \dot{\Gamma}_{\mu\nu}^{\lambda} - \dot{F}_{\mu\nu}^{\lambda}; & \dot{P}_{\mu\nu}^{\lambda} &= \dot{\Gamma}_{\mu\nu}^{\lambda} - \delta_e^{\lambda} \delta_{\mu}^m \delta_{\nu}^n e_{mn}^e. \end{aligned}$$

получим:

$$\dot{\Pi}_{\mu\nu}^{\lambda} = \dot{G}_{\mu\nu}^{\lambda} + \dot{\Pi}_{(\text{ин})\mu\nu}^{\lambda}; \quad \dot{P}_{\mu\nu}^{\lambda} = \dot{G}_{\mu\nu}^{\lambda} + \dot{P}_{(\text{ин})\mu\nu}^{\lambda}.$$

Таким образом, «собственно гравитационная» инвариантная часть силы описывается  $\chi$  и четырехмерным тензором напряженности  $\dot{G}_{\mu\nu}^{\lambda}$ , который с помощью ковариантного  $\chi$  и  $M$ -дифференцирования (в смысле метрики  $\dot{M}_{\mu\nu}$ ), обозначенного квадратом, может быть представлен в виде

$$\dot{G}_{\mu\nu}^{\lambda} = \frac{1}{2} g^{\lambda e} (\square_{\nu} \dot{g}_{e\mu}^* + \square_{\mu} \dot{g}_{e\nu}^* - \square_e \dot{g}_{\mu\nu}^*).$$

Неинвариантная часть силы, включающая в себя силы инерции и фиктивные силы, связанные с деформацией системы отсчета, описывается в  $D$ -модификации напряженностью

$$\dot{\Pi}_{(\text{ин})\mu\nu}^{\lambda} = \frac{1}{2} \dot{M}^{\lambda e} (D_{\nu} \dot{M}_{e\mu}^* + D_{\mu} \dot{M}_{e\nu}^* - D_e \dot{M}_{\mu\nu}^*),$$

а в  $\nabla$ -модификации напряженностью

$$\dot{P}_{(\text{ин})\mu\nu}^{\lambda} = \frac{1}{2} \dot{M}^{\lambda e} (\nabla_{\nu} \dot{M}_{e\mu}^* + \nabla_{\mu} \dot{M}_{e\nu}^* - \nabla_e \dot{M}_{\mu\nu}^*),$$

причем выражение для силы инерции, вычисленное с помощью этих величин, при условии (1) совпадает с выражением (16) работы [1], с точностью до членов, связанных с непостоянством массы частицы в инерционном поле.

Обобщением условий, которым удовлетворяет векторный потенциал инерции  $V^{\lambda}$  (см. (14) работы [1]) на общий случай, будут очевидно в  $D$  и  $\nabla$ -модификациях условия  $\dot{D}_{\lambda} \dot{M}_{\mu\nu}^* = 0$ ,  $\nabla_{\lambda} \dot{M}_{\mu\nu}^* = 0$ , обращающие в нуль в данной пространственно-временной точке  $\dot{\Pi}_{(\text{ин})\mu\nu}^{\lambda}$  и  $\dot{P}_{(\text{ин})\mu\nu}^{\lambda}$ .

Введем, наконец,  $\chi$  и тензор «кривизны» поля инерции  $\dot{I}_{\mu\lambda\nu}^e$ , строящийся из  $\dot{M}_{\mu\nu}^*$  точно так же, как  $\chi$  и тензор «кривизны»  $\dot{R}_{\mu\lambda\nu}^e$  из  $\dot{g}_{\mu\nu}^*$ . Разность  $\dot{R}_{\mu\lambda\nu}^e - \dot{I}_{\mu\lambda\nu}^e$ , которую можно выразить через введенный выше  $\chi$  и тензор напряженности «собственно гравитационного» поля  $\dot{G}_{\mu\nu}^{\lambda}$  в виде

$$\dot{R}_{\mu\lambda\nu}^e - \dot{I}_{\mu\lambda\nu}^e = \square_{\lambda} \dot{G}_{\mu\nu}^e - \square_{\nu} \dot{G}_{\mu\lambda}^e + \dot{G}_{\rho\lambda}^e \dot{G}_{\mu\nu}^{\rho} - \dot{G}_{\rho\nu}^e \dot{G}_{\mu\lambda}^{\rho}$$

описывает «собственно гравитационную» часть «кривизны». Отметим, что обращение в нуль  $\chi$  и тензора  $\dot{I}_{\mu\lambda\nu}^e$  позволяет во всем пространстве и времени привести  $\chi$  и тензор  $\dot{M}_{\mu\nu}^*$  к галилеевому виду, что равносильно возможности построения инерциальной во всем пространстве и времени системы отсчета.

Таким образом, введение  $\chi$  и четырехмерного тензора  $\dot{M}_{\mu\nu}^*$  позволяет в любой системе отсчета без каких-либо ограничений на ее метрики  $\tau_{\alpha}$  и  $\varepsilon_{ik}$  описать поле инерции и отделить его от инвариантного относительно выбора системы отсчета «собственно гравитационного» поля.

## ЛИТЕРАТУРА

1. Барынин В. А. «Вестн. Моск. ун-та», физ., астрон., 11, № 1, 1970.
2. Барынин В. А. «Вестн. Моск. ун-та», физ., астрон., № 6, 1969.
3. Барынин В. А. «Вестн. Моск. ун-та», физ., астрон., 11, № 2, 1970.

Поступила в редакцию  
19.7 1970 г.

Кафедра  
теоретической физики

А. А. БРАНДТ, Ю. В. ТИХОМИРОВ

## ВОЛЬТАМПЕРНАЯ ХАРАКТЕРИСТИКА ПЛАЗМЕННОГО ВАРАКТОРА

Плазменный варактор [1—4], обладающий свойствами нелинейной емкости, образуется на границе раздела плазма—проводник и представляет собой конденсатор, диэлектриком которого является обедненный подвижными носителями заряда слой плазмы (приэлектродный слой), а обкладками поверхность проводника и область собственно плазмы.

При заполнении, например, плазмой отрезка коаксиала вблизи поверхностей центрального и внешнего проводников образуются плазменные варакторы, емкости которых зависят от напряжения, приложенного к коаксиалу. Если радиус ( $r_1$ ) центрального проводника много меньше радиуса ( $r_2$ ) внешнего ( $r_2/r_1 \gg 1$ ), то емкость внешнего варактора приблизительно в  $(r_2 \cdot r_1)^2$  раз превосходит емкость центрального. Это связано с тем, что напряженность электрического поля и толщина приэлектродного слоя на поверхности внешнего проводника в  $r_2/r_1$  раз меньше напряженности поля и толщины приэлектродного слоя на поверхности центрального, а площадь внешнего и центрального проводников относятся, как  $r_2/r_1$ . Указанное обстоятельство приводит к тому, что при условии  $r_2/r_1 \gg 1$  емкость отрезка коаксиальной линии будет приблизительно равна емкости центрального варактора, т. е. емкости между центральным проводником и плазмой.

Если к рассмотренному отрезку коаксиальной линии, заполненному плазмой, приложить напряжение высокой частоты, то между центральным и внешним проводниками появляется постоянное напряжение отрицательной полярности на центральном проводнике, зависящее от уровня по во имой ВЧ-мощности и.

Отключив к зажимам коаксиала омическое сопротивление  $R$  и изменяя его величину, можно снять вольт-амперную характеристику плазменного варактора, измеряя ток, текущий через сопротивление, и падение напряжения на нем. На рис. 1 показаны типичные вольт-амперные характеристики при различных уровнях входной ВЧ-мощности в пределах от 10 до 72 вт при  $r_2/r_1 = 10$ . Как видно из кривых, напряжение холостого хода ( $R = \infty$ ) и ток короткого за-

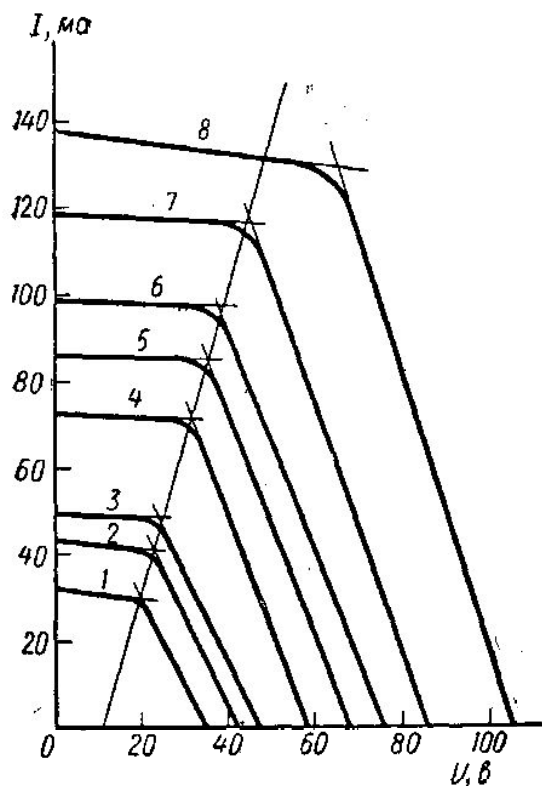


Рис. 1. Вольт-амперные характеристики плазменного варактора при различных уровнях входной СВЧ-мощности: 1—10 вт, 2—16, 3—18, 4—25, 5—33, 6—38, 7—52 и 8—72 вт

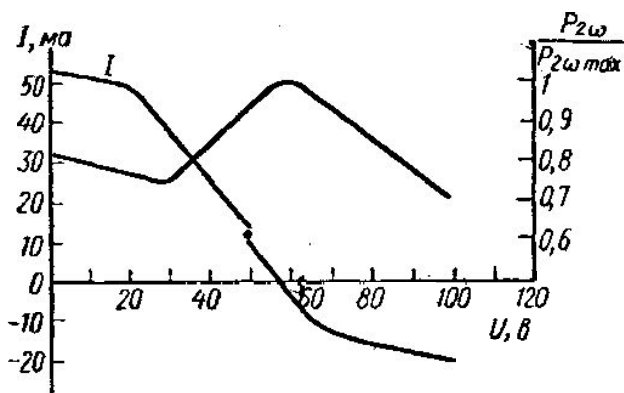


Рис. 2. Зависимость постоянного тока и мощности второй гармоники от постоянного напряжения на электродах плазменного варактора при входной мощности 20 вт