только как предел фермион-бозонных осцилляций. Но модуляция плотности распределения фермионного числа за счет этих осцилляций, как следует из (16) и (17), может приводить к наблюдаемым эффектам. Анализ соответствующей экспериментальной ситуации будет рассмотрен отдельно.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Jackiw R., Rebbi C.//Phys. Rev. 1976. **D13**. P. 3398; Niemi A. J., Semenoff G. W.//Phys. Reports. 1986. **C135**, N 2. P. 99. [2] Бразовский С. А.// //Письма в ЖЭТФ. 1978. **28**. С. 656; ЖЭТФ. 1980. **78**. С. 677; Su W. P., Schrieffer J. R., Heeger A. J.//Phys. Rev. Lett. 1979, **42**. P. 1698; Phys. Rev. 1980. **B22**. P. 2099; Jackiw R., Schrieffer J. R.//Nucl. Phys. 1981. **B190** [FS3]. P. 253. [3] Jackiw R., Kerman A. K., Klebanov I., Semenoff G.//Nucl. Phys. 1983. **B225** [FS9]. P. 233. [4] Свешников К. А.//ТМФ. 1983. **55**, N 3. С. 361. [5] Свешников К. А.//ТМФ. 1988. **74**, N 3. С. 373. [6] Semenoff G., Matsumoto H., Umezawa H.//Phys. Lett. 1982. **113B**, N 3. P. 371; Phys. Rev. 1982. **D25**. P. 1054; Midorikawa S.//Phys. Lett. 1984, **138B**, N 1. P. 111.

Поступила в редакцию
23.12.86

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1988. Т. 29, № 3

УДК 537.87

ТРАНСФОРМАЦИЯ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ В НАЧИНАЮЩЕЙ ДВИГАТЬСЯ ИЛИ ОСТАНАВЛИВАЮЩЕЙСЯ СРЕДЕ

В. А. Давыдов

(кафедра квантовой теории и физики высоких энергий)

Рассмотрена трансформация электромагнитной волны в движущейся среде, скорость которой быстро меняется во времени. Для случаев стартующей и останавливающейся сред получены выражения для угла поворота плоскости поляризации и плотности энергии трансформированных волн.

Распространению электромагнитных волн в движущихся средах посвящено огромное число работ (см. [1] и цитированную там литературу). В подавляющем большинстве в них рассматриваются распространение волн в равномерно движущихся однородных средах, трансформация волн на различного вида разрывах скорости и (в относительно небольшом числе) волновые процессы в средах, скорость которых является некоторой заданной функцией координат.

При этом практически неисследованными остаются вопросы, связанные с распространением волн в неравномерно движущихся средах, скорость которых зависит от времени. Вместе с тем неравномерность движения среды приводит к существенному изменению частотных, энергетических и поляризационных характеристик электромагнитных волн в этой среде, причем такое изменение имеет место уже в простейшем случае быстрого старта или остановки однородной среды без дисперсии. Трансформация волн в этом случае и исследуется ниже.

Рассмотрим вначале случай стартующей среды. Пусть в первоначально покоящейся среде с диэлектрической проницаемостью ε (магнитную проницаемость μ положим равной единице) распространяется электромагнитная волна вида $\mathbf{B}_0 \exp(i(\mathbf{kr}-\omega t))$, где $\mathbf{B}_0$ — амплитуда магнитной индукции. Пусть теперь в момент времени $t=0$ среда, благодаря внешнему воздействию, начала двигаться со скоростью $\mathbf{V}$. Направим ось z системы координат вдоль $\mathbf{V}$. При старте среды произойдет трансформация электромагнитной волны, которая расщепится на две волны вида

$$\mathbf{B}_1 e^{i(\mathbf{kr}-\omega_1 t)} + \mathbf{B}_2 e^{i(\mathbf{kr}-\omega_2 t)}, \tag{1}$$

где $\mathbf{B}_1$, $\mathbf{B}_2$ — пока неизвестные амплитуды трансформированных волн; ω_1 и ω_2 — частоты, являющиеся решениями дисперсионного уравнения в движущейся среде [1]:

$$k^2 - \omega^2/c^2 - \varkappa\gamma^2 (\omega - \mathbf{kV})^2/c^2 = 0. \tag{2}$$

Из (2) получим закон преобразования частот:

$$\omega_{1,2} = k_{1,2}c = \omega\sqrt{\varepsilon}\ \frac{\varkappa\gamma^2\beta\cos\theta \pm \sqrt{1 + \varkappa\gamma^2 - \varkappa\gamma^2\beta^2\cos^2\theta}}{1 + \varkappa\gamma^2}, \tag{3}$$

где знак «плюс» относится к ω_1, а знак «минус» — к ω_2; $\beta = \mathbf{V}/c$, $\varkappa = \varepsilon - 1$, $\gamma = (1-\beta^2)^{-1/2}$, θ — угол между $\mathbf{k}$ и $\mathbf{V}$. Для определения неизвестных амплитуд $\mathbf{B}_1$, $\mathbf{B}_2$ воспользуемся условиями непрерывности в момент $t=0$ электрической и магнитной индукций [2]. Из уравнений Максвелла и материальных соотношений Минковского нетрудно получить следующее выражение для амплитуды электрической индукции волн в движущейся среде:

$$\mathbf{D}_{1,2} = (1 + \varkappa\gamma^2(1 - \boldsymbol{\beta}\mathbf{n}_{1,2}))\left\{\left(1 - \frac{\varkappa\gamma^2[\mathbf{n}_{1,2}\times\boldsymbol{\beta}]^2}{n_{1,2}^2(1+\varkappa) + \varkappa\gamma^2[\mathbf{n}_{1,2}\times\boldsymbol{\beta}]^2}\right)\times\right.$$
$$\left.\times\left(\mathbf{E}_{1,2} - \frac{\mathbf{n}(\mathbf{n}\mathbf{E}_{1,2})}{n_{1,2}^2}\right) + \frac{\varkappa\gamma^2(\mathbf{E}_{1,2}[\mathbf{n}_{1,2}\times\boldsymbol{\beta}])[\mathbf{n}_{1,2}\times\boldsymbol{\beta}]}{n_{1,2}^2(1+\varkappa) + \varkappa\gamma^2[\mathbf{n}_{1,2}\times\boldsymbol{\beta}]^2}\right\}, \tag{4}$$

где $\mathbf{n}_{1,2} = \mathbf{k}/k_{1,2}$, $\mathbf{E}_{1,2}$ — амплитуды электрического поля.

Поскольку волны, вектор $\mathbf{B}_0$ которых лежит в плоскости, образованной $\mathbf{k}$ и $\mathbf{V}$ (плоскости kV), и волны с вектором $\mathbf{B}_0$, перпендикулярным этой плоскости, преобразуются по-разному, имеет смысл рассмотреть отдельно случаи этих двух поляризаций.

Пусть вначале вектор $\mathbf{B}_0^\perp$ перпендикулярен плоскости kV. Используя (3), (4), а также уравнение $\mathbf{B}_{1,2} = [\mathbf{k}\mathbf{E}_{1,2}]/k_{1,2}$, получим систему уравнений для определения $\mathbf{B}_1^\perp$ и $\mathbf{B}_2^\perp$:

$$\mathbf{B}_0 = \mathbf{B}_1^\perp + \mathbf{B}_2^\perp,$$
$$\frac{k(1 + \varkappa + \varkappa\gamma^2\beta^2\sin^2\theta)}{\sqrt{1+\varkappa}}\mathbf{B}_0^\perp = ((1 + \varkappa\gamma^2)k_1 - \varkappa\gamma^2 k\beta\cos\theta)\mathbf{B}_1^\perp +$$
$$+ ((1 + \varkappa\gamma^2)k_2 - \varkappa\gamma^2 k\beta\cos\theta)\mathbf{B}_2^\perp, \tag{5}$$

решение которой есть

$$\mathbf{B}_{1,2}^\perp = \frac{\mathbf{B}_0^\perp}{2}\left[1 \pm \frac{1 + \varkappa + \varkappa\gamma^2\beta^2\sin^2\theta}{\sqrt{(1+\varkappa)(1 + \varkappa\gamma^2 - \varkappa\gamma^2\beta^2\cos^2\theta)}}\right] = A_{1,2}^\perp\mathbf{B}_0^\perp. \tag{6}$$

Аналогично для волны, вектор $\mathbf{B}_0^\parallel$ которой лежит в плоскости kV, получим

$$\mathbf{B}_{1,2}^\parallel = \frac{\mathbf{B}_0^\parallel}{2}\left[1 \pm \sqrt{\frac{1+\varkappa}{1 + \varkappa\gamma^2 - \varkappa\gamma^2\beta^2\cos^2\theta}}\right] = A_{1,2}^\parallel\mathbf{B}_0^\parallel. \tag{7}$$

В частном случае $\theta=0$ коэффициенты трансформации $A^{\perp}$ и $A^{\parallel}$, как и следовало ожидать, совпадают.

Если движущаяся среда, в которой распространялась волна вида $\mathbf{B}_0 \exp(i(\mathbf{kr}-\omega t))$, останавливается, то это также приведет к трансформации первичной волны в две вторичные, распространяющиеся навстречу друг другу с частотой $\omega_1=kc/\sqrt{\varepsilon}$ и амплитудами $\mathbf{B}_1$ и $\mathbf{B}_2$, которые также найдем из условий непрерывности $\mathbf{D}$ и $\mathbf{B}$. Имеем

$$\mathbf{B}_{1,2}^{\perp}=\frac{\mathbf{B}_0^{\perp}}{2}\left[1\pm\frac{\sqrt{(1+\varkappa)(1+\varkappa\gamma^2-\varkappa\gamma^2\beta^2\cos^2\theta)}}{1+\varkappa+\varkappa\gamma^2\beta^2\sin^2\theta}\right],$$

$$\mathbf{B}_{1,2}^{\parallel}=\frac{\mathbf{B}_0^{\parallel}}{2}\left[1\pm\sqrt{\frac{1+\varkappa\gamma^2-\varkappa\gamma^2\beta^2\cos^2\theta}{1+\varkappa}}\right]. \qquad (8)$$

Тот факт, что перпендикулярная и параллельная составляющие вектора $\mathbf{B}_0$ преобразуются по-разному (см. (6)—(8)), приводит к тому, что старт и остановка среды должны вызывать поворот плоскости поляризации распространяющихся в среде электромагнитных волн (при $\theta\neq0$). Используя (6)—(8), нетрудно получить выражения для угла поворота плоскости поляризации, которые, однако, оказываются слишком громоздкими. Приведем поэтому выражение для угла $\Delta\alpha_1$ поворота плоскости поляризации волны с амплитудой $\mathbf{B}_1$ в случае старта медленно движущейся ($\beta\ll1$) среды:

$$\Delta\alpha_1=\frac{\beta^2}{4}\,\frac{\varkappa\sin^2\theta}{1+\varkappa}\sin 2\alpha, \qquad (9)$$

где α — угол, образованный вектором $\mathbf{B}_0$ с плоскостью kV. Как следует из (9), поворот плоскости поляризации в медленно движущейся среде есть эффект второго порядка по V/c. Этот поворот происходит так, что векторы электрической индукции и электрического поля стремятся занять положение в плоскости kV, а вектор магнитной индукции — перпендикулярно этой плоскости. Отметим, что в том же приближении (с точностью до β^2) поворот плоскости поляризации у волны с $\mathbf{B}_2$ отсутствует. Напомним, что поворот плоскости поляризации имеет место и при отражении электромагнитных волн от разрывов скорости среды [3].

Перейдем теперь к рассмотрению изменения энергетических характеристик волн при старте и остановке среды. Отметим в первую очередь, что из уравнений Максвелла и материальных соотношений Минковского следует, что векторы электрического поля $\mathbf{E}_1$, $\mathbf{E}_2$ волн, распространяющихся в движущейся среде, перпендикулярны соответственно векторам $\mathbf{a}_1$, $\mathbf{a}_2$, где

$$\mathbf{a}_{1,2}=\mathbf{n}_{1,2}+\varkappa\gamma^2(1-\beta\mathbf{n}_{1,2})\beta. \qquad (10)$$

С учетом (10) получаем для средней плотности энергии волн в движущейся среде:

$$W_{1,2}=\frac{1+\varkappa\gamma^2(1-\beta n_{1,2})}{8\pi(\mathbf{n}_{1,2}\,\mathbf{a}_{1,2})}\left([\mathbf{B}_{1,2}\mathbf{a}_{1,2}]^2-\varkappa\gamma^2(\beta[\mathbf{B}_{1,2}\times\mathbf{a}_{1,2}])^2\right). \qquad (11)$$

Подставив (6) в (11), с учетом (3), (10) получим выражения для трансформированных плотностей энергии, которые оказываются весьма сложными и громоздкими. Поэтому здесь мы приведем выражения для полных плотностей энергии в случае старта и остановки медленно движущейся среды:

$$W_{\text{ст, ост}} = W_0 \left(1 \pm \frac{\varkappa}{\sqrt{1+\varkappa}} \beta \cos\theta\right), \tag{12}$$

где W_0 — плотность энергии волны до изменения скорости среды, знак «плюс» соответствует старту среды, знак «минус» — ее остановке. Таким образом в случае старта среды энергия возрастает, если проекция волнового вектора $\mathbf{k}$ на направление скорости положительна (среда как бы «подталкивает» волну), и убывает, если проекция отрицательна. Обратная ситуация получается в случае остановки среды.

В заключение отметим, что излучение, обусловленное неоднородным и неравномерным медленным движением среды, рассматривалось в [4], а излучение неподвижного заряда при старте и остановке среды (в случае произвольной скорости движения) — в [5].

Обсудим пределы применимости полученных выражений. Изменение скорости среды требует для своего осуществления конечного времени. Однако само по себе это обстоятельство вовсе не означает, что мы не можем рассматривать мгновенное изменение скорости. А именно: если характерное время ускорения среды много меньше периода электромагнитной волны, а характерный размер области, где среда ускоряется, много больше длины волны, то выражения для характеристик трансформированных волн зависят только от начального и конечного значений скорости среды и не зависят от деталей перехода [6]. При выполнении этих условий можно пользоваться приближением мгновенного ускорения, которое применяется в данной работе.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

[1] Болотовский Б. М., Столяров С. Н.//УФН. 1974. **114**, N 4. С. 569. [2] Morgentaller F. R.//IRE Trans. 1958. **MTT-6**. P. 167. [3] Столяров С. Н.// //Эйнштейновский сборник за 1975—1976 гг. М., 1978. С. 152. [4] Давыдов В. А.// //Изв. вузов. Радиофизика. 1983. **26**, № 9. С. 1134. [5] Давыдов В. А.//Там же. 1984. **27**, № 6. С. 753. [6] Болотовский Б. М., Давыдов В. А., Рок В. Е.// //УФН. 1978. **126**, № 2. С. 311.

Поступила в редакцию
12.01.87

ВЕСТН. МОСК. УН-ТА. СЕР. 3, ФИЗИКА. АСТРОНОМИЯ. 1988. Т. 29, № 3

УДК 530.12:531.51

СТРУКТУРНАЯ УСТОЙЧИВОСТЬ КОСМОЛОГИЧЕСКИХ МОДЕЛЕЙ В ТЕОРИИ ЭЙНШТЕЙНА—КАРТАНА

И. С. Нургалиев, О. Б. Пискарева

(кафедра теоретической физики)

Исследуется структурная устойчивость космологических моделей Фридмана в теории Эйнштейна—Картана по отношению к изменениям космологического Λ-члена и пространственной кривизны. Рассматриваются случаи как консервативных систем, так и неконсервативных (при учете вязкости).

Теория Эйнштейна—Картана (ТЭК) позволила решить ряд важных проблем стандартной ОТО и ее космологических приложений, таких как построение несингулярной модели, построение «полного» космологического сценария, доказательство смены сжатия расширением в