В дипольном поле граница, определяемая перекрытием резонансов между ларморовским вращением и продольными колебаниями частицы и разделяющая области устойчивого (адиабатического) и стохастического движения частиц, является достаточно узкой и находится на $\chi = 0.0954$ при питч-угле $\alpha = 12$ и $\chi = 0.11$ при $\alpha = 18^\circ$. В геомагнитном поле перекрытие резонансов на разных долготах происходит при разных значениях χ при фиксированном α (или наоборот). При этом существует минимальное значение $\chi_{\min}$, ниже которого движение устойчиво на любой долготе, и максимальное $\chi_{\max}$, выше которого движение всегда стохастично. При промежуточных значениях χ стохастичность возникает в различных долготных интервалах в процессе азимутального дрейфа частицы вокруг Земли, причем длина этих интервалов тем больше, чем χ ближе к $\chi_{\max}$. В поле IGRF при $\alpha = 12^\circ$ $\chi_{\min} = 0.0692$ и соответствует долготе 90°, а $\chi_{\max} = 0.101$ — долготе 170°, при этом зависимости для Северного и Южного полушариев оказались практически одинаковыми. Угол рассеяния частиц с $\chi = 0.101$ на долготе 170° при каждом прохождении экватора составлял 0.0051°, что близко к дипольному значению.

Вероятность стохастического рассеяния при каждом пересечении экватора в совокупности со средним углом рассеяния δ, экспоненциально зависящим от χ, и периодом азимутального дрейфа определяет время жизни частицы в геомагнитной ловушке. Это время в промежуточной зоне между $\chi_{\min}$ и $\chi_{\max}$ существенно (в десятки и сотни раз) превышает величину, характерную для области стохастического движения.

Работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант 00-02-16404).

Литература

1. *Ильин В.Д., Ильин И.В., Кузнецов С.Н.* // Космич. исслед. 1986. **24**. С. 88.
2. *Чириков Б.В.* // Вопросы теории плазмы. Вып. 13. М., 1984.
3. *Ильин В.Д., Ильина А.Н.* // ЖЭТФ. 1978. **75**. С. 518.
4. *Амирханов И.В., Ильин В.Д., Ильин И.В., Ильина А.Н., Кузнецов С.Н., Юшков Б.Ю.* // ЖЭТФ. 1993. **104**, № 2(8). С. 2721.
5. *Кузнецов С.Н., Юшков Б.Ю.* // Физ. плазмы. 2002. **28**, № 4. С. 375.
6. *Кузнецов С.Н., Рыбаков А.Ю.* // Вестн. Моск. ун-та. Физ. Астрон. 2000. № 5. С. 47.

Поступила в редакцию
13.01.03

ОПТИКА И СПЕКТРОСКОПИЯ

УДК 530.12:514.743

НЕЛИНЕЙНО-ЭЛЕКТРОДИНАМИЧЕСКОЕ РАССЕЯНИЕ ЭЛЕКТРОМАГНИТНОЙ ВОЛНЫ В ПОЛЕ ИНТЕНСИВНОГО ЛАЗЕРНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

В. И. Денисов, Н. В. Кравцов, В. В. Гришачев, А. А. Зубрило, И. В. Кривченков, В. Б. Пинчук

(*НИИЯФ*)

E-mail: denisov@srd.sinp.msu.ru

Найдено уравнение луча для слабой электромагнитной волны, распространяющейся в поле интенсивного лазерного излучения. Показано, что в результате нелинейно-электродинамического взаимодействия лучи рассеиваются: смещаются вдоль направления распространения лазерного излучения и искривляются в перпендикулярной плоскости.

Электродинамика в вакууме является нелинейной теорией [1, 2]. Как показывает анализ [3–5], из-за нелинейности электродинамики вакуума распространение слабой электромагнитной волны в интенсивном внешнем электромагнитном поле происходит аналогично ее распространению в некотором эффективном псевдоримановом пространстве-времени, метрический тензор которого зависит от внешнего поля и от состояния поляризации слабой электромагнитной волны. Поэтому при прохождении этой волны через поле интенсивного лазерного излучения должны проявляться нелинейно-электродинамические эффекты искривления ее лучей, а также изменения фазы и состояния поляризации.

Проведем расчет этих эффектов. Предположим, что вдоль оси z распространяется циркулярно поляризованное интенсивное лазерное излучение частоты Ω, сосредоточенное в цилиндре радиуса R:

$$\mathbf{E} = E_0 \left\{ \mathbf{e}_x \cos\Omega\left(t - \frac{z}{c}\right) + \mathbf{e}_y \sin\Omega\left(t - \frac{z}{c}\right)\right\} \theta(R-r),$$

где $\theta(R-r)$ — тэта-функция.

Пусть, кроме того, под углом ψ к положительному направлению оси z распространяется слабая электромагнитная волна частоты ω.

Вне цилиндра радиуса R уравнение эйконала для этой волны имеет вид

$$\left(\frac{1}{c}\frac{\partial S}{\partial t}\right)^2 - (\nabla S)^2 = 0. \quad (1)$$

Внутри цилиндра из-за нелинейно-электродинамического взаимодействия система уравнений эйконала для двух нормальных мод слабой электромагнитной волны, как показано в работе [5], в параметризованном постмаксвелловском приближении принимает вид

$$\left(\frac{1}{c}\frac{\partial S}{\partial t}\right)^2 - (\nabla S)^2 + 4\eta_1\xi\mathbf{E}_0^2\Big[\frac{1}{c}\frac{\partial S}{\partial t} + \frac{\partial S}{\partial z}\Big]^2 = 0, \quad (2)$$

$$\left(\frac{1}{c}\frac{\partial S}{\partial t}\right)^2 - (\nabla S)^2 + 4\eta_2\xi\{\mathbf{E}_0^2\Big[\frac{1}{c}\frac{\partial S}{\partial t} + \frac{\partial S}{\partial z}\Big]^2 = 0,$$

где $\xi = 1/B_q^2$, $B_q = m^2c^3/e\hbar = 4.41\cdot 10^{13}$ Гс — характерное квантово-электродинамическое значение, а величина безразмерных постмаксвелловских параметров η_1 и η_2 зависит от выбора модели нелинейной электродинамики вакуума.

В частности, в нелинейной электродинамике Гейзенберга–Эйлера параметры η_1 и η_2 имеют вполне конкретные значения $\eta_1 = \alpha/(45\pi) = 5.1\cdot 10^{-5}$, $\eta_2 = 7\alpha/(180\pi) = 9.0\cdot 10^{-5}$, в то время как в теории Борна–Инфельда они выражаются $\eta_1 = \eta_2 = a^2B_q^2/4$ через постоянную a^2, для которой известна лишь оценка снизу: $a^2 > 1.2\cdot 10^{-32}$ Гс$^{-2}$.

Решая уравнения (1) и (2) в цилиндрических координатах методом Гамильтона–Якоби, получим

$$S = -\mathcal{E}_0 t + \alpha\varphi + k_3 z \pm \int\sqrt{\frac{\mathcal{E}_0^2}{c^2} - k_3^2 - \frac{\alpha^2}{r^2}}dr + S_0, \quad (3)$$

$$S = -\mathcal{E}_{1,2}t + \alpha_{1,2}\varphi + k_{1,2}z \pm$$
$$\pm\int\sqrt{\frac{\mathcal{E}_{1,2}^2}{c^2} - k_{1,2}^2 + 4\eta\xi_{1,2}E_0^2[\frac{\mathcal{E}_{1,2}}{c} - k_{1,2}]^2 - \frac{\alpha_{1,2}^2}{r^2}}\,dr,$$

где $\mathcal{E}_0$, α, k_3, $\mathcal{E}_{1,2}$, $\alpha_{1,2}$, $k_{1,2}, S_0$ — постоянные интегрирования и знак плюс соответствует движению фотонов к точке $r = r_{\min}$, а минус — движению от этой точки.

Используя соотношения

$$\frac{\partial S}{\partial\alpha} = \varphi_0, \quad \frac{\partial S}{\partial k_3} = z_0, \quad \frac{\partial S}{\partial\alpha_{1,2}} = \varphi_{1,2}, \quad \frac{\partial S}{\partial k_{1,2}} = z_{1,2}, \quad (4)$$

из выражений (3) несложно получить уравнения траекторий фотонов (уравнения лучей).

Рассмотрим луч слабой электромагнитной волны, начинающийся на пространственной бесконечности под углом $\pi > \psi > 0$ к положительному направлению оси z и имеющий прицельное расстояние до этой оси $b < R$. Используя выражения (3), (4) и стандартные граничные условия на поверхности цилиндра $r = R$, несложно убедиться, что уравнение этого луча будет состоять из четырех частей. Первая часть луча представляет собой прямую, проведенную из источника слабой электромагнитной волны к цилиндру $r = R$:

$$\varphi = \frac{\pi}{2} + \arccos\left(\frac{b}{r}\right), \quad z = z_0 - \frac{\cos\psi}{\sin\psi}\sqrt{r^2 - b^2},$$

где z_0 — аддитивная постоянная.

Вторая часть луча — это прямая, заключенная между цилиндрами $r = R$ и $r = r_{\min} = b\sin\psi\Big/\sqrt{\sin^2\psi + 4\eta\xi_{1,2}E_0^2(1-\cos\psi)^2}$:

$$\varphi = \varphi_{1,2} + \arccos\left[\frac{b\sin\psi}{r\sqrt{\sin^2\psi + 4\eta\xi_{1,2}E_0^2(1-\cos\psi)^2}}\right],$$

$$z = z_{1,2} - \frac{[\cos\psi + 4\eta\xi_{1,2}E_0^2(1-\cos\psi)]}{[\sin^2\psi + 4\eta\xi_{1,2}E_0^2(1-\cos\psi)^2]}\times$$
$$\times\sqrt{[\sin^2\psi + 4\eta\xi_{1,2}E_0^2(1-\cos\psi)^2]r^2 - b^2\sin^2\psi},$$

где

$$\varphi_{1,2} = \frac{\pi}{2} + \arccos\left(\frac{b}{R}\right) -$$
$$-\arccos\left[\frac{b\sin\psi}{R\sqrt{\sin^2\psi + 4\eta\xi_{1,2}E_0^2(1-\cos\psi)^2}}\right],$$

$$z_{1,2} = z_0 - \frac{\cos\psi}{\sin\psi}\sqrt{R^2 - b^2} +$$
$$+\frac{[\cos\psi + 4\eta\xi_{1,2}E_0^2(1-\cos\psi)]}{[\sin^2\psi + 4\eta\xi_{1,2}E_0^2(1-\cos\psi)^2]}\times$$
$$\times\sqrt{[\sin^2\psi + 4\eta\xi_{1,2}E_0^2(1-\cos\psi)^2]R^2 - b^2\sin^2\psi}.$$

Третья часть луча заключена между цилиндрами $r = r_{\min}$ и $r = R$:

$$\varphi = \varphi_{1,2} - \arccos\left[\frac{b\sin\psi}{r\sqrt{\sin^2\psi + 4\eta\xi_{1,2}E_0^2(1-\cos\psi)^2}}\right],$$

$$z = z_{1,2} + \frac{[\cos\psi + 4\eta\xi_{1,2}E_0^2(1-\cos\psi)]}{[\sin^2\psi + 4\eta\xi_{1,2}E_0^2(1-\cos\psi)^2]}\times$$
$$\times\sqrt{[\sin^2\psi + 4\eta\xi_{1,2}E_0^2(1-\cos\psi)^2]r^2 - b^2\sin^2\psi}.$$

И наконец, четвертая часть луча находится вне цилиндра $r = R$:

$$\varphi = \varphi_{3,4} - \arccos\left(\frac{b}{r}\right), \quad z = z_{3,4} + \frac{\cos\psi}{\sin\psi}\sqrt{r^2 - b^2},$$

где

$$\varphi_{3,4} = \frac{\pi}{2} + 2\arccos\left(\frac{b}{R}\right) -$$
$$-2\arccos\left[\frac{b\sin\psi}{R\sqrt{\sin^2\psi + 4\eta\xi_{1,2}E_0^2(1-\cos\psi)^2}}\right],$$

$$z_{3,4} = z_0 - \frac{2\cos\psi}{\sin\psi}\sqrt{R^2 - b^2} + \\ + \frac{2[\cos\psi + 4\eta\xi_{1,2}E_0^2(1-\cos\psi)]}{[\sin^2\psi + 4\eta\xi_{1,2}E_0^2(1-\cos\psi)^2]} \times \\ \times \sqrt{[\sin^2\psi + 4\eta\xi_{1,2}E_0^2(1-\cos\psi)^2]R^2 - b^2\sin^2\psi}.$$

Таким образом, две нормальные моды слабой электромагнитной волны в результате нелинейно-электродинамического взаимодействия с полем интенсивного лазерного излучения претерпевают искривление лучей и их смещение (увлечение) вдоль оси z. Величина этих эффектов при $\eta_1 \neq \eta_2$ различна для этих мод и зависит от численных значений величин R, b, ψ, E_0, η_1 и η_2. Как следует из уравнений луча, смещение δz вдоль оси z после прохождения области, занятой интенсивным лазерным излучением, составляет

$$\delta z = z_{3,4} - z_0 = -\frac{2\cos\psi}{\sin\psi}\sqrt{R^2 - b^2} + \\ + \frac{[\cos\psi + 4\eta\xi_{1,2}E_0^2(1-\cos\psi)]}{[\sin^2\psi + 4\eta\xi_{1,2}E_0^2(1-\cos\psi)^2]} \times \\ \times \sqrt{[\sin^2\psi + 4\eta\xi_{1,2}E_0^2(1-\cos\psi)^2]R^2 - b^2\sin^2\psi},$$

а угол искривления луча $\delta\varphi$ вокруг оси z равен

$$\delta\varphi = \varphi_{3,4} - \frac{\pi}{2} = 2\arccos\left(\frac{b}{R}\right) - \\ - 2\arccos\left[\frac{b\sin\psi}{R\sqrt{\sin^2\psi + 4\eta\xi_{1,2}E_0^2(1-\cos\psi)^2}}\right].$$

Как показывает детальный анализ, δz и $\delta\varphi$ могут достигать измеримых величин, если в качестве источника интенсивного лазерного излучения использовать современные лазеры на хром-форстерите.

Настоящая работа выполнена при финансовой поддержке РФФИ (грант 02-02-16598).

Литература

1. *Халилов В.Р.* Электроны в сильном поле. М., 1988.
2. *Burke D.L., Feld R.C., Horton-Smith G.* et al. // Rhys. Rev. Lett. 1997. **79**. P. 1626.
3. *Денисов В.И., Денисова И.П., Кривченков И.В.* // ЖЭТФ. 2002. **122**, №8. С. 227.
4. *Денисов В.И.* // ТМФ. 2002. **132**, №2. С. 211.
5. *Денисов В.И., Денисова И.П.* // Докл. РАН. 2001. **378**, №4. С. 463.

Поступила в редакцию
20.11.02