

CHANGE OF POLARIZATION OF ULTRASHORT PULSES OF LIGHT INDUCED BY AN INTENSE ELLIPTICALLY POLARIZED PULSE

L. S. PETROSYAN

The problem of polarization change of ultrashort pulses of light near the two-photon resonance is solved taking into account the parametric coupling between circular components of an intense and probing pulses, the optical anisotropy of the medium being induced by the intense elliptically polarized pulse. It is shown that the initial linear polarization of the probing wave in the medium becomes elliptical with parameters oscillating both in time and in space. These changes are due to the nonstationary nature of the interaction reducing at the increase of resonance detuning.

Изв. АН Армянской ССР, Физика, т. 22, вып. 2, 94—99 (1987)

УДК 621.382

ЭНЕРГЕТИЧЕСКОЕ ИЛИ УГЛОВОЕ СУЖЕНИЕ ПУЧКОВ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ ЛАЗЕРНЫМ ИМПУЛЬСОМ

Г. К. АВЕТИСЯН, К. З. АЦАГОРЦЯН

Ереванский государственный университет

(Поступила в редакцию 4 декабря 1985 г.)

Показана возможность энергетического или углового сужения пучков заряженных частиц на основе явления «отражения» от лазерного импульса в вынужденных черенковском, комптоновском и ондуляторном процессах. Для реальных значений параметров энергетический или угловой разброс можно уменьшить на порядок.

Известно, что в вынужденном черенковском, комптоновском и ондуляторном процессах, начиная с некоторого критического значения интенсивности, поперечная электромагнитная волна ведет себя подобно потенциальному барьеру и происходит неупругое «отражение» частицы от волны [1—3]. На основе этого явления в работах [4—6] был предложен способ монохроматизации пучков заряженных частиц, обладающих достаточно большими значениями энергетического разброса по сравнению с угловым. В настоящей работе обсуждается результат «отражения» пучка частиц с произвольными значениями энергетического и углового разбросов, что приводит либо к монохроматизации пучка, либо к уменьшению угловой расходимости, в зависимости от соотношения между величинами углового и энергетического разбросов. При этом оказывается, что монохроматизация возможна и без жесткого ограничения на угловые разбросы, предполагаемого в работах [4—6].

Рассмотрим сначала «отражение» пучка частиц в вынужденном черенковском процессе. Пусть пучок заряженных частиц с энергетическим (Δ_0) и угловым (δ_0) разбросами взаимодействует с плоской поперечной волной

в среде с показателем преломления $n > 1$. Введем безразмерный параметр интенсивности волны $\xi = eA/mc^2$ (A — амплитуда векторного потенциала). Тогда величина критической интенсивности, выше которой вынужденный черенковский процесс протекает только в одном направлении (либо поглощение фотонов поля, либо излучение) и происходит «отражение» частицы, определяется формулой [1]

$$\xi_{кр.} = \frac{\gamma(1 - n^2 \cos^2 \vartheta)^2}{2\beta(n^2 - 1)|\sin \vartheta|}, \quad \vartheta \neq 0. \quad (1)$$

Здесь ϑ — угол между скоростью частицы и направлением распространения волны, $\beta = v/c$, $\gamma = E/mc^2$.

Ход вынужденного процесса зависит от начальной скорости частицы, что видно из выражения для изменения энергии частицы после взаимодействия [1]:

$$E' - E = \frac{2E}{n^2 - 1}(1 - n^2 \cos^2 \vartheta). \quad (2)$$

Таким образом, чтобы при «отражении» пучка частиц его средняя энергия не изменилась, необходимо направить ось пучка под черенковским углом ϑ_0 к лазерному лучу, т. е.

$$n\beta_0 \cos \vartheta_0 = 1, \quad (3)$$

где $\beta_0 = v_0/c$, v_0 — средняя скорость частиц в пучке.

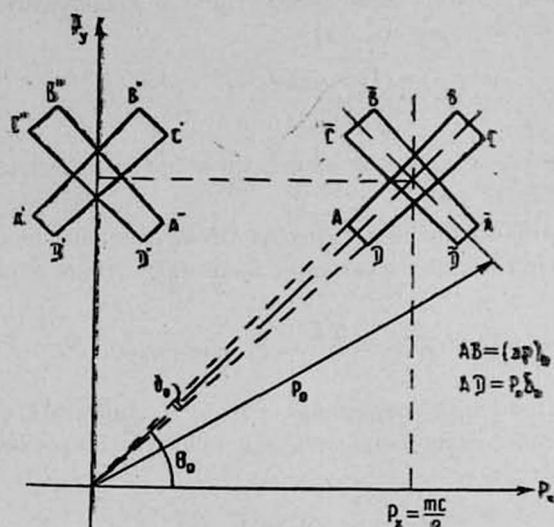
Поскольку у нас имеется один свободный параметр (для данного β_0 параметры ϑ_0 и n связаны условием (3)), с его помощью можно управлять изменением энергии (2) частиц после «отражения» и получить минимальный конечный разброс пучка по энергии (монохроматизация). Физически понятно, что при монохроматизации будет увеличиваться угловая расходимость пучка и, наоборот, угловое сужение пучка приведет к демонхроматизации. Продемонстрируем графически возможность монохроматизации или углового сужения пучка в нерелятивистском случае, где картина весьма наглядна (см. рисунок).

Пусть начальный пучок в импульсном пространстве занимает площадь $ABCD$ (AB соответствует энергетическому разбросу, AD — угловому). В сопутствующей волне системе пучок будет занимать площадь $A'B'C'D'$. Поскольку в этой системе взаимодействие происходит со «стоячим барьером» (упругое отражение), то площадь $A''B''C''D''$ пучка после отражения получится из $A'B'C'D'$ симметричным отображением относительно оси P_y ($P'_x = -P_x$, $P'_y = P_y$). Переходя снова в лабораторную систему, получим площадь $\tilde{A}\tilde{B}\tilde{C}\tilde{D}$, симметричную $ABCD$ относительно оси $P_x = mc/n$.

Из рисунка следует, что при $\beta_0 < (\Delta p)_0/p_0$ происходит монохроматизация пучка, а в обратном случае $\beta_0 > (\Delta p)_0/p_0$ — угловое сужение пучка, причем эти процессы происходят тем эффективнее, чем больше асимметрия между начальными значениями углового и энергетического разбросов. Так как площадь $\tilde{A}\tilde{B}\tilde{C}\tilde{D}$ равна площади $ABCD$, то фазовый объем пучка не меняется при монохроматизации, в согла-

сии с теоремой Лиувилля. Оптимальный вариант в нерелятивистском случае получается при $\vartheta_0 = 45^\circ$, когда угловой разброс превращается в энергетический и наоборот ($\delta = (\Delta p)_0/p_0$, $(\Delta p/p_0) = \delta_0$).

В релятивистском случае графическая картина усложняется. Ко-



нечный энергетический разброс в этом случае найдем аналитически, проследив с помощью формулы (2) за изменением энергии частиц, лежащей в интервале от $E_0 - E_0 \Delta_0/2$ до $E_0 + E_0 \Delta_0/2$. Если средние параметры пучка (v_0, ϑ_0) удовлетворяют черенковскому условию (3), то энергия частиц в пучке после „отражения“ во втором порядке по начальным разбросам равна

$$E' = E_0 \left\{ 1 + \left[1 - \frac{2}{(n^2 - 1) \gamma_0^2 \beta_0^2} \right] \frac{\Delta E}{E_0} + \frac{2 \operatorname{tg} \vartheta}{n^2 - 1} \Delta \vartheta + \right. \\ \left. + \frac{1}{(n^2 - 1) \gamma_0^2 \beta_0^2} \left(\frac{\Delta E}{E_0} \right)^2 + \frac{(\Delta \vartheta)^2}{n^2 - 1} + \frac{2 \operatorname{tg} \vartheta}{(n^2 - 1) \beta_0^2} \left(\frac{\Delta E}{E_0} \right) \Delta \vartheta \right\}, \quad (4)$$

где :

$$-\frac{\Delta_0}{2} \leq \frac{\Delta E}{E_0} \leq \frac{\Delta_0}{2}, \quad -\frac{\delta_0}{2} \leq \Delta \vartheta \leq \frac{\delta_0}{2}.$$

Для пренебрежения членами высшего порядка малости в (4) необходимо, чтобы $\beta_0^2 \gamma_0 \delta_0 \ll 1$ и $\Delta_0 \ll \beta_0^2$.

Исходя из выражения (4), можно показать, что если $\beta_0^2 \gamma_0 \delta_0 > \Delta_0$, то конечный разброс по энергии всегда больше начального и монохроматизация невозможна (аналогично случаю $\delta_0 > (\Delta p)_0/p_0$ нерелятивистского предела). Если же $\beta_0^2 \gamma_0 \delta_0 < \Delta_0$, то конечный энергетический разброс может быть меньше начального, причем своего минимального значения он достигает при условии

$$(n^2 - 1) \beta_0^2 \gamma_0^2 = 2. \quad (5)$$

При выполнении условия (5) конечный энергетический разброс равен

$$\Delta = \beta_0^2 \gamma_0 \delta_0 + \frac{\Delta_0^2}{8 \beta_0^2}. \quad (6)$$

Отсюда следует, что монохроматизация имеет место, когда $\beta_0^2 \gamma_0 \delta_0 \ll \Delta_0$.

Условия (3) и (5) определяют угол, под которым нужно направлять ось пучка относительно лазерного луча, чтобы происходила монохроматизация:

$$\cos \vartheta_0 = \frac{1}{\sqrt{2 - \beta_0^2}}. \quad (7)$$

Отметим, что полученное выражение (6) для конечного разброса пучка совпадает с результатом предыдущих работ [4-6], если $\beta_0^2 \gamma_0 \delta_0 \ll \Delta_0^2$.

Перейдем теперь к обсуждению случая углового сужения пучка. Углы относительно лазерного луча, под которыми движутся частицы после «отражения», определяются выражением

$$\begin{aligned} \operatorname{tg} \vartheta' = \operatorname{tg} \vartheta_0 + & \left[\frac{1}{\cos^2 \vartheta_0} - \frac{2n^2}{n^2 - 1} \operatorname{tg}^2 \vartheta_0 \right] \Delta \vartheta + \frac{2n^2 \operatorname{tg} \vartheta_0}{(n^2 - 1) \gamma_0^2 \beta_0^2} \left(\frac{\Delta E}{E_0} \right) - \\ & - \operatorname{tg} \vartheta_0 \left[\frac{n^2}{n^2 - 1} + \frac{n^2 + 1}{n^2 - 1} \left(\frac{1}{\cos^2 \vartheta_0} - \frac{2n^2 \operatorname{tg}^2 \vartheta_0}{n^2 - 1} \right) \right] (\Delta \vartheta)^2 + \\ & + \operatorname{tg} \vartheta_0 \frac{n^2 [4n^4 - 3(n^2 - 1) \gamma_0^2]}{(n^2 - 1) \beta_0^4 \gamma_0^4} \left(\frac{\Delta E}{E_0} \right)^2 + \\ & + \frac{2n^2}{(n^2 - 1) \beta_0^2 \gamma_0^2} \left(1 - 2 \operatorname{tg}^2 \vartheta_0 \frac{n^2 + 1}{n^2 - 1} \right) \left(\frac{\Delta E}{E_0} \right) \Delta \vartheta. \end{aligned} \quad (8)$$

В случае $\beta_0^2 \gamma_0 \delta_0 < \Delta_0$, когда возможна монохроматизация, конечный угловой разброс всегда больше начального и угловое сужение пучка невозможно (случай $\delta_0 < (\Delta p)_0 / p_0$ нерелятивистского предела). В обратном случае $\beta_0^2 \gamma_0 \delta_0 > \Delta_0$ конечный угловой разброс может уменьшаться. Он минимален при том же условии (5), когда для него имеем

$$\delta = \frac{\Delta_0}{\gamma_0 \beta_0^2} + \frac{\gamma_0 \delta_0^2}{8}. \quad (9)$$

Угловое сужение пучка происходит тогда, когда $\beta_0^2 \gamma_0 \delta_0 \gg \Delta_0$.

Выражения (6) и (9) показывают, что в случае, когда происходит монохроматизация ($\beta_0^2 \gamma_0 \delta_0 \ll \Delta_0$), конечный угловой разброс пучка увеличивается и, наоборот, при угловом сужении пучка ($\beta_0^2 \gamma_0 \delta_0 \gg \Delta_0$) происходит демонихроматизация, в соответствии с теоремой Лиувилля.

Заметим, что монохроматизация или угловое сужение происходят при одном и том же условии (5) в зависимости от соотношения между начальными разбросами: $\beta_0^2 \gamma_0 \delta_0$ больше или меньше Δ_0 (имеется аналогия с нерелятивистским случаем: условие $\vartheta_0 = 45^\circ$, $\delta \geq (\Delta p)_0 / p_0$). Как следует из (6) и (9), в первом порядке по начальным разбросам происходит взаимная трансформация разбросов пучка: $\Delta_0 \leftrightarrow \beta_0^2 \gamma_0 \delta_0$.

Для реализации монохроматизации или углового сужения пучка необходимо, чтобы энергетические потери частиц из-за неупругих рассеяний

на атомах среды (ионизационные и излучательные потери) были намного меньше энергии когерентного взаимодействия частиц с лазерным излучением (разумеется, и угол многократного рассеяния должен быть много меньше черенковского угла). Для этого необходимо, чтобы показатель преломления среды был достаточно близок к единице. Но, с другой стороны, при $n - 1 \ll 1$ увеличивается величина интенсивности волны $\xi_{кр}$, необходимая для явления «отражения» (см. (1)), а максимальное значение ξ ограничено порогом ионизации среды ($\xi_{кр}^2 < \xi_{max}^2 < \varepsilon/mc^2$, где ε — энергия первой ионизации атомов среды). Анализ показывает, что оптимальные значения показателя преломления среды $n - 1 \sim 10^{-3} + 10^{-5}$ (газы при нормальном давлении и температуре, для CO_2 $n - 1 \simeq 4,48 \times 10^{-4}$, а для He $n - 1 \simeq 3,47 \cdot 10^{-5}$). Для таких сред условие малости ионизационных потерь выполняется всегда. Например, монохроматический пучок электронов с энергией ≈ 100 МэВ в газовой среде He (при нормальных условиях) на длине ≈ 100 см из-за ионизационных потерь приобретает энергетическую ширину $\approx 6,2$ кэВ [7], тогда как когерентное изменение энергии частицы — порядка сотен кэВ. Тем не менее для практической реализации более целесообразно использовать вакуумные варианты эффекта «отражения» [2,3].

Один из таких вариантов эффекта «отражения» основан на вынужденном комптоновском процессе. Геометрия при этом такова: средняя скорость пучка направлена под углом ϑ_0 к лазерному импульсу с частотой ω_1 , на встречу которому распространяется второй импульс с частотой ω_2 .

В этом случае все результаты можно получить из черенковского случая, формальным образом подставив в формулы (2)–(8) вместо n выражение

$$n = \left| \frac{\omega_1 + \omega_2}{\omega_1 - \omega_2} \right|, \quad (10)$$

а критическое значение поля будет определяться следующей формулой

$$\xi_{кр} = \frac{\gamma_0 \sqrt{2}}{\sqrt{n^2 - 1}} \left(\operatorname{tg} \vartheta_0 \delta_0 + \frac{\Delta_0}{\gamma_0^2 \beta_0^2} \right). \quad (11)$$

Условие оптимальной монохроматизации или углового сужения (5) имеет вид

$$(\omega_1 - \omega_2)^2 = 2 \omega_1 \omega_2 (\gamma_0^2 - 1). \quad (12)$$

Ограниченность частотного диапазона существующих лазеров сужает область монохроматизации пучка частиц с помощью встречных лазерных импульсов, поскольку при этом требуется определенное для данного пучка соотношение между частотами волн. В этом случае, как видно из (12), самая благоприятная ситуация имеет место для нерелятивистских пучков, когда $\omega_1 \sim \omega_2$. При этом можно использовать гармоники лазерного излучения или даже ширину частотного спектра одного лазера. Для релятивистских пучков требуется, чтобы $\omega_1 \gg \omega_2$, что трудно осуществить для имеющихся лазеров. Поэтому для релятивистских пучков можно использовать явление «отражения» в вынужденном модуляционном процессе. В этом слу-

чае в (2)–(8), (11) следует заменить $n \rightarrow 1 + \lambda/l$, где λ — длина волны лазерного излучения, l — пространственный период магнитного поля ондулятора. Условие оптимальной монохроматизации (углового сужения) здесь имеет вид

$$\frac{\lambda}{l} \left(2 + \frac{\lambda}{l} \right) = \frac{2}{\gamma_0^2 - 1}. \quad (13)$$

Приведем некоторые численные оценки. Для электронного пучка с энергией $E_0 \sim 50$ МэВ, $\Delta_0 \sim 10^{-2}$, $\delta_0 \sim 10^{-5}$ после „отражения“ от лазера на неодимовом стекле ($\lambda \simeq 1$ мкм) в газовой среде с показателем преломления $n - 1 \sim 10^{-4}$ в режиме монохроматизации энергетический разброс уменьшается на порядок. Необходимая напряженность поля лазерного излучения $\sim 5 \cdot 10^5$ В/см, а черенковский угол $\theta_0 \sim 10^{-2}$ рад. Для достижения такой степени монохроматизации в магнитном ондуляторе с шагом $l \sim 1$ см требуемая напряженность магнитного поля $H \sim 100$ Гс. В обратном режиме угловой разброс пучка с начальным значением $\delta_0 \sim 10^{-3}$ рад уменьшается на порядок, для чего в черенковском процессе необходима напряженность лазерного поля $\sim 5 \cdot 10^7$ В/см или напряженность ондуляторного поля $H \sim 1$ кГс (при тех же значениях остальных параметров).

ЛИТЕРАТУРА

1. Арутюнян В. М., Аветисян Г. К. Квантовая электроника, 1, 54 (1972).
2. Haroutunian V. M., Avetissian H. K. Phys. Lett., 59A, 115 (1976).
3. Avetissian H. K. et al. Phys. Lett., 66A, 161 (1978).
4. Avetissian H. K. Phys. Lett., 69A, 399 (1978).
5. Аветисян Г. К. ЖТФ, 10, 2118 (1979).
6. Аветисян Г. К. и др. Письма в ЖЭТФ, 34, 561 (1981).
7. Piestrup M. A. et al. J. Appl. Phys., 46, 132 (1975).

ԼԻՏԲԱՎՈՐՎԱԾ ՄԱՍՆԻԿՆԵՐԻ ՓՆՋԵՐԻ ԷՆԵՐԳԵՏԻԿ ԿԱՄ ԱՆԿՅՈՒՆԱՅԻՆ ՑՐՎԱԾՔՆԵՐԻ ՓՈՔՐԱՑՈՒՄԸ ԼԱՋԵՐԱՅԻՆ ԻՄՊՈՒԼՍԻ ՄԻՋՈՑՈՎ

Հ. Կ. ԱՎԵՏԻՍՅԱՆ, Կ. Զ. ՀԱՏԱԳՈՐՏՅԱՆ

Քննարկված է լիցքավորված մասնիկների փնջերի էներգետիկ կամ անկյունային ցրվածքների փոքրացման հնարավորությունը, հիմնված հարկադրական շերտնկովյան, կոմպտոնյան և օնդուլատորային պրոցեսներում լազերային իմպուլսից մասնիկի «անդրադարձման» երևույթի վրա: Պարամետրերի իրականացնելի արժեքների դեպքում էներգետիկ կամ անկյունային ցրվածքները կարելի է մի կարգ փոքրացնել:

THE REDUCTION IN THE ENERGY SPREAD OR DIVERGENCE OF CHARGED PARTICLE BEAMS BY MEANS OF A LASER PULSE

H. K. AVETISSYAN, K. Z. HATSAGORTSYAN

The possibility of reducing the beam energy spread or divergence using the phenomenon of charged particle „reflection“ from a laser pulse in stimulated Cherenkov, Compton and undulator processes is shown. For practicable values of parameters the energy spread or divergence can be reduced by one order of magnitude.