

ИЗЛУЧЕНИЕ ВАВИЛОВА – ЧЕРЕНКОВА ПРИ ПРОХОЖДЕНИИ КОСМИЧЕСКИХ ЛУЧЕЙ ЧЕРЕЗ РЕЛИКТОВЫЙ ФОТОННЫЙ ГАЗ И ПРИ ПЕРЕСЕЧЕНИИ ЛУЧА ОПТИЧЕСКОГО ЛАЗЕРА БЫСТРЫМИ ЗАРЯЖЕННЫМИ ЧАСТИЦАМИ

С. Г. Шефранов*

*Институт физики атмосферы им. А. М. Обухова Российской академии наук
119017, Москва, Россия*

Поступила в редакцию 7 декабря 2015 г.

Исходя из новой [9, 10], основанной на теории Абрагама, квантовой теории излучения Вавилова – Черенкова показана возможность возбуждения порогового эффекта излучения Вавилова – Черенкова реликтовым фотонным газом при прохождении через него заряженных релятивистских частиц космических лучей с $\gamma \geq \gamma_{th} \approx 1.9 \cdot 10^{10}$ (где $\gamma^{-2} = 1 - v^2/c^2$, v – скорость частиц, c – скорость света в вакууме), что совместимо с известным ГЗК-обрезанием [7, 8] при $\gamma \approx 10^{11}$. Получено условие $\gamma > \gamma_{th} \approx 2.1 \cdot 10^{10}$ появления излучения Вавилова – Черенкова при прохождении достаточно быстрой заряженной частицы (электрона, протона или ядра) через интенсивное лазерное излучение. Это условие обеспечивает доступность экспериментального наблюдения излучения Вавилова – Черенкова (на Большом адронном коллайдере и др.) без привлечения каких-либо дополнительных условий, требуемых из существующей пока оценки $\gamma_{th} > 8.8 \cdot 10^4$ [13], основанной на общепринятой сейчас квантовой теории излучения Вавилова – Черенкова, следующей из теории Минковского (и дающей оценку $\gamma > 10^{21}$ при возбуждении реликтовым фотонным газом).

DOI: 10.7868/S0044451016070026

1. ВВЕДЕНИЕ

После открытия реликтового фонового космического излучения активно исследовались различные механизмы его взаимодействия с релятивистскими частицами космических лучей [1]. В связи с наблюдением частиц, обладающих энергией $E > 10^{20}$ эВ, в работах [2, 3] рассмотрена возможность реализации эффекта излучения Вавилова – Черенкова (ИВЧ) при описании такого взаимодействия на основе общепринятой сейчас теории ИВЧ [4–6]. При этом, однако, в работах [2, 3] получено, что для наблюдаемой в современную эпоху плотности энергии реликтового фотонного газа ($\varepsilon_{rel} \cong 10^{-12}$ эрг/см³) соответствующий коэффициент преломления n фотонного газа оказывается слишком мало отличающимся от единицы ($n - 1 = \Delta n \approx 10^{-42}$) [3], делая невозможным эффект ИВЧ из-за нереально больших значений пороговой скорости частиц $v_{th} = c/n$, [4–6]. Так,

в работе [2] для ИВЧ требуется $\gamma \geq \gamma_{th} \cong 10^{24}$, а в [3] – $\gamma \geq \gamma_{th} \cong 10^{21}$. Эти оценки несовместимы с известным ГЗК-обрезанием [7, 8], когда $\gamma \approx 10^{11}$, согласно данным наблюдений спектра энергий частиц космических лучей.

В настоящей работе на основе новой квантовой теории ИВЧ [9, 10] (где, в частности, получено значение $v_{th} = c/n_*$ при $n_* = n + \sqrt{n^2 - 1}$ для $n > 1$) показано, что эффект ИВЧ реликтовым фотонным газом все же возможен в современную эпоху при $\gamma \geq \gamma_{th} \cong 1.9 \cdot 10^{10}$. В отличие от квантовой теории ИВЧ Гинзбурга [6], в работах [9, 10] роль среды как непосредственного излучателя ИВЧ [4, 11] учитывается не только в уравнении баланса импульса, но и в уравнении баланса энергии. В результате достигается более точное количественное соответствие получаемой [9, 10] оценки v_{th} (по сравнению с v_{th} [4–6] – см. таблицу в [9, 10]) наблюдаемому в эксперименте порогу реализации эффекта ИВЧ.

Полученный результат, в отличие от общепринятого представления [12], указывает на возможность существенного расхождения выводов, следующих из теории Абрагама и теории Минковского для пред-

* E-mail: schefranov@mail.ru

ставления импульса фотона в среде даже в случае, когда коэффициент преломления среды предельно мало отличается от единицы. При $n > 1$, действительно, из теории Абрагама для импульса фотона в среде имеем представление $p = \varepsilon_p/cn$, а из теории Минковского — $p = \varepsilon_p n/c$, где ε_p — энергия фотона в среде, а c — скорость света в вакууме. На первый взгляд, представляется, что при $n = 1 + \Delta n$, $\Delta n \ll \ll 1$ эти выражения для импульса фотона в среде не должны существенно различаться и приводить к различным физическим выводам, как это отмечено выше. Однако в среде при любой положительной (пусть даже очень малой) величине $\Delta n > 0$ указанным выше представлениям для импульса фотона в среде соответствуют качественно различные массы покоя фотона в среде, определяемые в виде

$$m = \frac{\sqrt{\varepsilon_p^2 - p^2 c^2}}{c^2}.$$

При этом масса покоя фотона в среде только для представления импульса фотона в форме Абрагама является действительной величиной, и именно это учтено в новой теории ИВЧ [9, 10] при записи соответствующих ИВЧ законов сохранения.

В то же время для импульса фотона в среде в форме Минковского величина массы покоя фотона оказывается комплексной, и она уже не учитывается при оценке изменения энергии среды при ИВЧ в общепринятой сейчас квантовой теории [4–6], использующей это представление. Именно учет конечности действительной массы покоя фотона в среде и приводит [9, 10] к необходимости замены n на $n_* = n + \sqrt{n^2 - 1}$ при $n > 1$ в выражении для пороговой скорости заряженной частицы, превышение которой необходимо для реализации ИВЧ, как это указано выше. При этом для очень малых отличий n от единицы как раз второй член с корнем квадратным из величины Δn оказывается на много порядков превышающим саму величину $n - 1$.

Поскольку экспериментальная проверка реализуемости ИВЧ реликтовым фотонным газом представляется более сложной, чем обнаружение ИВЧ при столкновении заряженной частицы с фотонным газом лазерного луча, в настоящей работе во втором разделе сделаны соответствующие оценки на основе новой теории ИВЧ [9, 10]. При этом проведено сопоставление с выводами работы [13], использующей теорию ИВЧ [6], основанную на теории Минковского (см. приведенный ниже рисунок). Так, например, согласно работе [13], для $\Delta n \approx 6.5 \cdot 10^{-11}$ из теории ИВЧ [4–6] следует оценка

$$\gamma_{th} \cong \frac{1}{\sqrt{2\Delta n}} \approx 8.8 \cdot 10^4.$$

В случае протонных пучков для создания ИВЧ при взаимодействии с лучом лазера (создающим среду фотонного газа с указанной величиной Δn) требуется достижение пороговой энергии протона $E_{th}^p = 83$ ТэВ, которая пока не может быть реализована даже на Большом адронном коллайдере (БАК). С другой стороны, из новой квантовой теории ИВЧ [9, 10], основанной на теории Абрагама, при таком же отличии n от единицы следует оценка

$$\gamma_{th} \cong \frac{1}{(8\Delta n)^{1/4}} \approx 2.9 \cdot 10^2,$$

и ИВЧ может быть инициировано протоном, имеющим энергию, превышающую пороговую величину $E_{th}^p = 209.4$ ГэВ, которая вполне достижима теперь не только на БАК.

Еще в конце 60-х годов прошлого века правильной из двух альтернативных теорий электромагнитного поля в среде (теории Абрагама и теории Минковского) была признана именно теория Абрагама [12, стр. 320]. Однако до последнего времени продолжается обсуждение физического смысла представлений импульса фотона в среде не только в форме Абрагама, но и в форме Минковского [14]. Так, в работе [14] сделан вывод о том, что истинным импульсом фотона в среде является представление в форме Абрагама, но при этом, в отличие от названного «кинематическим» импульса фотона в форме Абрагама, импульс в форме Минковского имеет смысл «канонического» импульса фотона.

Все это указывает на актуальность выбора той теории ИВЧ (основанной на теории Абрагама [9, 10] или на теории Минковского [6]), которая при указанном выше малом отличии показателя преломления от единицы дает более адекватное соответствие данным экспериментов по наблюдению ИВЧ при столкновении заряженных частиц с лучом лазера. Это позволит по новому осознать значение теории Абрагама, которая до появления работ [9, 10] фактически не применялась для решения конкретных задач взаимодействия электромагнитного поля и вещества в отличие от многочисленных применений теории Минковского и ее следствий (таких как, например, квантовая теория ИВЧ [6]).

2. ИЗЛУЧЕНИЕ ВАВИЛОВА – ЧЕРЕНКОВА РЕЛИКТОВЫМ ФОТОННЫМ ГАЗОМ

1. На основании уравнений баланса энергии и импульса в работах [9, 10] получено следующее опре-

деление порога ИВЧ:

$$1 \geq \cos \theta = \frac{c}{vn_*} \left[1 + \frac{\varepsilon}{\gamma} \begin{cases} \frac{\sqrt{n^2-1}}{n}, & n > 1 \\ \frac{1}{\sqrt{1-n^2}}, & n < 1 \end{cases} \right], \quad (1)$$

$$n_* = \begin{cases} n + \sqrt{n^2-1}, & n > 1, \\ \frac{1 + \sqrt{1-n^2}}{n}, & n < 1, \end{cases}$$

где n — показатель преломления среды, $\varepsilon = \varepsilon_p/mc^2$, ε_p — энергия черенковского фотона, излучаемого под углом θ к направлению движения частиц, m — масса покоя частицы, двигающейся с постоянной скоростью v .

Для получения (1) в работах [9, 10] используется представление о том, что при излучении средой фотона с энергией ε_p энергия среды должна уменьшаться на величину $m_p c^2$, где m_p — масса покоя фотона в среде с $n \neq 1$. Она определяется из релятивистского соотношения

$$m_p^2 c^2 = \frac{\varepsilon_p^2}{c^2} - p^2,$$

если для модуля импульса p фотона в среде использовать представление Абрагама [12], когда

$$p_A = \frac{\varepsilon_p}{c} \begin{cases} \frac{1}{n}, & n > 1, \\ n, & n < 1. \end{cases} \quad (2)$$

Из (1) следует, что для любых $n \neq 1$ величина m_p является конечной и действительной:

$$m_p = \frac{\varepsilon_p}{c^2} \begin{cases} \frac{\sqrt{n^2-1}}{n}, & n > 1, \\ \sqrt{1-n^2}, & n < 1. \end{cases} \quad (3)$$

Отметим, что использование [6] для модуля импульса фотона представления Минковского

$$p_M = \frac{\varepsilon_p n}{c}, \quad n > 1$$

приводит также к конечной величине m_p (иначе, см. [9], невозможно для $\cos \theta$ получить формулу (11) из работы [6]), которая, однако, является комплексной в противоположность m_p из (3).

При конечной величине ε в (1) в пределе $n-1 \ll 1$ и $\gamma \gg 1$ из (1) следует определение пороговой (для реализации ИВЧ) скорости частицы:

$$v > v_{th} = \frac{c}{n_*}, \quad \gamma > \gamma_{th} = \frac{1}{\sqrt{1-v_{th}^2/c^2}}, \quad (4)$$

$$0 \leq \theta = \theta_{max} \sqrt{1-\gamma_{th}^2/\gamma^2} \leq \theta_{max} = 1/\gamma_{th},$$

где величина n_* определена в (1). В результате величина v_{th} оказывается в n_*/n раз меньше, чем пороговая скорость в теории ИВЧ [4–6].

2. На основе порогового условия ИВЧ (4) получим оценку γ_{th} , необходимую для определения возможности реализации ИВЧ реликтовым фотонным газом в современную эпоху.

Для этого используем известное из нелинейной квантовой электродинамики представление для n в виде [3, 15, 16]

$$n^2 = 1 + \delta, \quad n = 1 + \delta/2 \equiv 1 + \Delta n, \quad (5)$$

$$\delta = 2\Delta n = kbQ^2,$$

где $k = 2\alpha^2 \hbar^3 / 45m^4 c^5$, $\alpha = e^2/\hbar c$ — постоянная тонкой структуры, m и e — масса и заряд электрона. В (5) $b = 8$ или $b = 14$ в зависимости от характера поляризации электромагнитной волны, распространяющейся в фотонном газе. В частности, для плоской волны $Q^2 = (4/3)\varepsilon_{rel}$ [15] в выражении (5), и в современную эпоху получаем оценку [3] $\delta \cong 3 \cdot 10^{-42}$. При таких малых δ оказывается, что важная для v_{th} в (4) величина $n_* - 1 \cong \sqrt{\delta}$ на много порядков превышает величину $n - 1 \cong \Delta n = \delta/2$ (так как $\sqrt{2\Delta n} \gg \Delta n$ при $\Delta n \ll 1$), которая используется в работах [2, 3] для оценки из стандартной теории [4–6] величины v_{th} и числа черенковских фотонов.

При указанной оценке δ в (5) из выражения (4) получаем пороговую величину $\gamma_{th} \cong 2 \cdot 10^{10}$, что дает возможность реализации ИВЧ реликтовым фотонным газом в современную эпоху при $\gamma > \gamma_{th}$ уже без противоречия с данными наблюдений и ГЗК-обрезанием [7, 8].

Важную роль при этом играет определяемая согласно соотношению (1) анизотропия ИВЧ, которой нет, например, в обсуждаемом в связи с космическими лучами (см., например, работу [17]) механизме обратного комптон-эффекта. Так, полученный на основе выражений (1)–(5) вывод о реализуемости механизма ИВЧ в современную эпоху может быть использован для анализа данных наблюдений кластерной анизотропии широких атмосферных ливней [18, 19] и анизотропии космического фонового излучения [20].

3. Выше даны оценки числа излучаемых фотонным газом черенковских фотонов, которые получены в работах [2, 3] на основе теории ИВЧ [4–6]. В этой связи в работе [2] приведена следующая связь (см. формулу (6) в [2]) между числом dN черенковских фотонов, излучаемых в интервале частот $d\omega$ на интервале пути dl движения электрона, и поро-

говой (для возможности возникновения ИВЧ) энергией электрона E_{th} (при $E_{th} \gg mc^2$):

$$\frac{dN}{dl d\omega} = \frac{\alpha}{c(E_{th}/mc^2)^2}. \quad (6)$$

Для $n = 1 + \Delta n$ и при $\Delta n \ll 1$ в работе [2] используется оценка $E_{th} = mc^2 \sqrt{1/2\Delta n}$, которая получена на основе теории ИВЧ [4–6]. При этом правая часть выражения (6) оказывается пропорциональной величине Δn в первой степени. Для $\Delta n \sim 10^{-48}$ для предельно высокочастотного ИВЧ в [2] получено, что на пути длиной 1 Мпс ($3 \cdot 10^{24}$ см) число излучаемых черенковских фотонов составляет $N < 3 \cdot 10^{-5}$, т. е. оказывается недостаточным для возможности их наблюдения.

С другой стороны, если использовать в (6) представление для E_{th} , получаемое из новой квантовой теории ИВЧ [9, 10] (где, согласно (4), имеем теперь $E_{th} = mc^2 / \sqrt{2\sqrt{2\Delta n}}$, то при тех же условиях получаем оценку $N < 3 \cdot 10^{19}$, что уже вполне доступно для наблюдений. Аналогичным образом можно провести оценку N и для случая относительно низкочастотного ИВЧ, соответствующего представлению (4), полученному в [3]. При этом оказывается (для случая величин параметров рассмотренных в [3]), что $N < 3 \cdot 10^{11}$.

3. ИЗЛУЧЕНИЕ ВАВИЛОВА – ЧЕРЕНКОВА ПРИ ВЗАИМОДЕЙСТВИИ ЧАСТИЦЫ И ЛУЧА ЛАЗЕРА

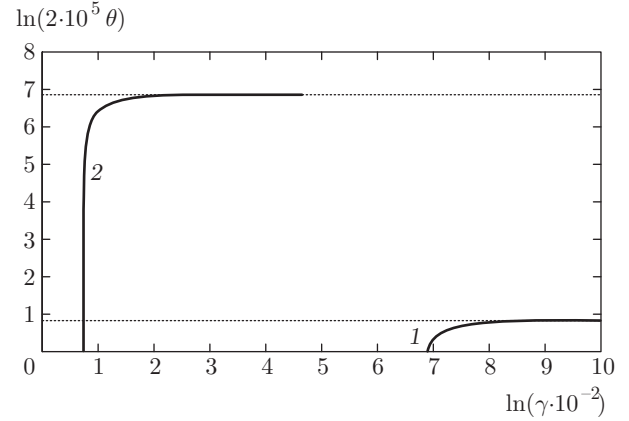
Рассмотрим теперь с учетом (4) случай, когда заряженная частица взаимодействует с газом фотонов в луче лазера, подобно тому, как сделано в работе [13] на основе теории ИВЧ [4–6]. При этом используем приведенную в [13] оценку величины

$$\Delta n = \frac{14\alpha F^2}{45\pi F_0^2} \approx 6.5 \cdot 10^{-11}$$

для фотонного газа в луче оптического лазера, для которого отношение напряженности электрического поля F к пороговой напряженности

$$F_0 = \frac{m_e c^2}{e\lambda_c} = \frac{m_e^2 c^3}{e\hbar} \approx 1.3 \cdot 10^{18} \frac{V}{m}$$

равно $F/F_0 = 3 \cdot 10^{-4}$ (что соответствует пиковой плотности мощности $S = 3 \cdot 10^{22}$ Вт/см²) при ограничении на энергию квантов $\hbar\omega < 12$ ГэВ. На рисунке приведены графики зависимости угла раствора конуса θ ИВЧ от величины γ в логарифмической



Угол раствора конуса ИВЧ при взаимодействии заряженной частицы с лучом лазера, $\theta = \theta_{max} \sqrt{1 - (\gamma_{th}/\gamma)^2}$, $\theta_{max} = 1/\gamma_{th}$: кривая 1 — квантовая теория ИВЧ [6], основанная на теории Минковского [13]; $\theta_{max} = 1.14 \cdot 10^{-5}$, $\gamma_{th} = 8.8 \cdot 10^4$, $n = 1 + \Delta n$, $\Delta n = 6.5 \cdot 10^{-11}$; кривая 2 — квантовая теория ИВЧ [9, 10], основанная на теории Абрагама; $\theta_{max} = 4.78 \cdot 10^{-3}$, $\gamma_{th} = 2.09 \cdot 10^2$, $n = 1 + \Delta n$, $\Delta n = 6.5 \cdot 10^{-11}$

шкале, построенные на основе формулы (4), которая точно совпадает с формулой (5) в [13]. Однако в (4) и в [13] при этом используются различные представления для функции $\gamma_{th}(\Delta n)$, которые отмечены во Введении. В результате величина максимального угла θ , которая может быть измерена в эксперименте, получаемая из (4) на основе новой теории ИВЧ [9, 10], равна $\theta_{max} \approx 4.78 \cdot 10^{-3}$, что более чем на два порядка превышает оценку $\theta_{max} \approx 1.14 \cdot 10^{-5}$, полученную в [13] на основе теории ИВЧ [4–6].

В случае, когда с лучом лазера взаимодействует электрон, в работе [13] получено ограничение на энергию электрона: $E_e > 45$ ГэВ. Из (4) при этом получаем ограничение, меньшее более чем на два порядка, когда для реализации ИВЧ требуется разогнать электрон до энергии $E_e > 0.1047$ ГэВ = = 104.7 МэВ. Как уже отмечалось во Введении, для реализации ИВЧ при взаимодействии протона с лучом лазера, согласно [13], требуется разогнать протон до энергии $E_p > 83$ ТэВ, что нельзя реализовать пока даже на БАК. В то же время из полученной в настоящей работе оценки на основе (4) для этого требуется энергия протона $E_p > 209.4$ ГэВ, которая вполне доступна для реализации на БАК и других современных ускорителях.

4. ВЫВОДЫ

Таким образом, в настоящей работе на основе новой квантовой теории ИВЧ [9, 10] получены

доступные экспериментальной проверке (на БАК и др.) выводы, которые показывают существенное отличие от известной теории ИВЧ [6] в пределе, когда показатель преломления среды (фотонного газа) очень мало отличен от единицы. Это дает пример соответствующего значительного различия и базовых теорий Абрагама (используемой в [9, 10]) и Минковского (используемой в [6]), которое ранее считалось (см. [12]) не таким существенным, особенно в случаях малого отличия показателя преломления от единицы.

Выражаю признательность Г. С. Голицыну за полезные обсуждения и советы.

Работа выполнена при поддержке РНФ (проект № 14-17-00806).

ЛИТЕРАТУРА

1. Я. Б. Зельдович, И. Д. Новиков, *Строение и эволюция Вселенной*, Наука, Москва (1975).
2. I. M. Dremin, Письма в ЖЭТФ **75**, 199 (2002).
3. M. Marklund, G. Brodin, L. Stenflo, and P. K. Shukla, *New J. Phys.* **7**, 70 (2005).
4. И. Е. Тамм, *Собрание научных трудов*, т. 1, Москва (1975), с. 79; I. E. Tamm, *J. Phys. USSR* **1**, 439 (1939).
5. И. М. Франк, УФН **68**, 397 (1959).
6. В. Л. Гинзбург, УФН **166**, 1033 (1996).
7. K. Greisen, *Phys. Rev. Lett.* **16**, 748 (1966).
8. Г. Т. Зацепин, В. А. Кузьмин, Письма в ЖЭТФ **4**, 114 (1966).
9. С. Г. Чефранов, ЖЭТФ **126**, 333 (2004).
10. S. G. Chefranov, *Phys. Rev. Lett.* **93**, 254804 (2004).
11. Л. Д. Ландау, Е. М. Лифшиц, *Электродинамика сплошных сред*, Наука, Москва (1982).
12. В. Л. Гинзбург, *Теоретическая физика и астрофизика*, Наука, Москва (1981).
13. I. M. Dremin, Письма в ЖЭТФ **76**, 185 (2002).
14. S. M. Barnett, *Phys. Rev. Lett.* **104**, 070401 (2010).
15. Z. Bialynicka-Birula and I. Bialynicki-Birula, *Phys. Rev. D* **2**, 2341 (1970).
16. M. Marklund, G. Brodin, and L. Stenflo, *Phys. Rev. Lett.* **91**, 163601 (2003).
17. J. E. Felton, *Phys. Rev. Lett.* **15**, 1003 (1965).
18. А. В. Глушков, Письма в ЖЭТФ **75**, 3 (2002).
19. А. В. Глушков, ЖЭТФ **136**, 893 (2009).
20. P. de Bernardis, P. A. R. Ade, J. J. Bock et al., *Nature* **404**, 955 (2000).