

# Торможение фотонов оптического диапазона фотонами реликтового излучения

Ю.Л. Ратис

Институт энергетики специального назначения

**Ключевые слова:** фотон, реликтовое излучение, квантовая электродинамика, сечение рассеяния, показатель преломления, показатель поглощения

## Аннотация

Показано, что заполняющее нашу Вселенную реликтовое излучение можно рассматривать, как «новый эфир» - материальную среду, обладающую такими характеристиками, как показатель преломления и показатель поглощения. В среде с показателем преломления, не равным единице, скорость фотонов меньше скорости света. Взаимодействие фотонов с «эфиром» приводит к тому, что фотоны приобретают статус массивных нестабильных частиц. Наличие у этого «эфира» показателя поглощения означает, что во Вселенной нарушена глобальная T- инвариантность, время течет однонаправленно, и существует Стрела Времени - главная причина нарушения симметрии распространенности вещества и антивещества во Вселенной. Необратимость электромагнитных процессов, протекающих в «новом эфире», обусловлена, как спецификой релятивистской кинематики, так и сферической симметрией распределения Планка. Предложено установить пределы применимости квантовой электродинамики в лабораторном эксперименте.

## 1. Введение

Проблеме существования эфира и его свойств посвящено бесчисленное число работ, начиная с трудов Декарта. К сожалению, за последующие столетия, прошедшие с эпохи Декарта, все попытки «материализовать» эфир провалились, а вводить в теорию сущность, свойства которой принципиально не поддаются изучению с помощью измерительных приборов, не имеет смысла.

Открытие реликтового (микроволнового фонового) излучения А. Пензиасом и Р. Вильямсом (Нобелевская премия 1978 г.) позволило по-новому взглянуть на формулировку принципа относительности. Совершенно очевидно, что система отсчета, в которой реликтовое излучение строго изотропно, является физически выделенной.

Кроме того, свойства фонового излучения миллиметрового диапазона изучены очень хорошо, а область пространства, которое оно заполняет (наша Вселенная), автоматически приобретает статус материальной среды.

В соответствии с этим в конце прошлого столетия в физике и астрофизике сформировалась точка зрения, согласно которой реликтовое излучение можно рассматривать, как «новый эфир».

Наиболее важной особенностью понимания реликтового эфира, как особой разновидности светоносной материи, является то, что в рамках такого подхода не возникает проблемы увлечения эфира движущимися телами (например, Землей), волноватшей физиков начала XX века<sup>1</sup>.

К сожалению, я не встречал в научной литературе оценок показателя преломления и поглощения «нового эфира», а дискуссии 80-х годов прошлого века велись, в основном, по поводу отношения физиков к открытию существования объективно выделенной инерциальной системы отсчета.

Целью настоящей работы является оценка скорости диссипации энергии фотонов оптического диапазона при рассеянии на фотонах реликтового излучения.

## 2. Качественная картина явления

С точки зрения термодинамики совокупность большого числа фотонов низких энергий в пустоте с высочайшей степенью точности можно рассматривать, как идеальный газ. Электродинамика Максвелла – это линейная теория, в которой выполняется принцип суперпозиции. Поэтому свободные электромагнитные волны не взаимодействуют.

---

<sup>1</sup> Философский бэкграунд работ А. Эйнштейна во многом сформировался благодаря трудам Б. Спинозы и позитивистов (в частности, Э. Маха).

В реальном фотонном газе фотоны взаимодействуют, поскольку уравнения квантовой электродинамики нелинейны.

Дифференциальное сечение рассеяния фотона на фотоне в системе центра инерции в пределе низких энергий равно [1]:

$$d\sigma = \frac{139}{4\pi^2(90)^2} \alpha^2 r_e^2 \left( \frac{\hbar\omega}{mc^2} \right)^6 (3 + \cos^2 \vartheta) d\Omega' \quad (1)$$

где  $m$  - масса электрона,  $\alpha$  - постоянная тонкой структуры, а  $r_e$  - классический радиус электрона

$$r_e = \frac{e^2}{mc^2} \approx 2.82 \text{ fm} \quad (2)$$

Для неполяризованных фотонов полное сечение фотон-фотонного рассеяния в области низких энергий равно [1]

$$\sigma = \frac{973}{10125\pi} \alpha^2 r_e^2 \left( \frac{\hbar\omega}{mc^2} \right)^6 \approx 0.031 \alpha^2 r_e^2 \left( \frac{\hbar\omega}{mc^2} \right)^6, \quad \hbar\omega \ll mc^2 \quad (3)$$

Отметим, что  $\hbar\omega$  в (3) – это энергия одного из двух сталкивающихся фотонов. В дальнейшем используются переменные Мандельстама и система единиц  $\hbar = c = 1$ . В этом случае (3) принимает вид:

$$\sigma = \frac{973}{10125\pi} \alpha^2 r_e^2 \left( \frac{s^{1/2}}{2m} \right)^6 \quad (4)$$

Параметризация (4) удобна тем, что она лоренц-инвариантна в явном виде.

Для фотонов, летящих навстречу друг другу, переменная Мандельстама  $s$  равна

$$s = 4\omega_0\omega \quad (5)$$

Через  $\omega_0$  и  $\omega$  обозначены, соответственно, энергии оптического и реликтового фотонов в абсолютной системе отсчета.

Характерные энергии реликтового и оптического фотонов хорошо известны:

$$\begin{cases} \hbar\omega \approx k_B T \approx 2.33 \cdot 10^{-4} \text{ eV} \\ \hbar\omega_0 \sim 2.25 \text{ eV} \end{cases} \quad (6)$$

где  $T$  - температура реликтового излучения. В дальнейшем мы будем использовать эти значения для различных численных оценок.

В рассматриваемом диапазоне энергий сечение  $\sigma$  по порядку величины составляет примерно

$$\sigma \sim 10^{-79} \text{ m}^2 = 10^{-51} \text{ barn} \quad (7)$$

а длина свободного пробега фотона оптического диапазона, движущегося в «реликтовом эфире» равна

$$l_{ph} = \frac{1}{n_{ph} \sigma} \quad (8)$$

Учитывая, что плотность фотонов теплового равновесного излучения равна

$$n_{ph} = 0.244 \cdot \left( \frac{k_B T}{c\hbar} \right) \approx 380 \text{ cm}^{-3} \quad (9)$$

получаем

$$l_{ph} = \frac{10^{79}}{3.8 \cdot 10^8} \text{ m} \approx 2.6 \cdot 10^{70} \text{ m} \approx 8.4 \cdot 10^{53} \text{ parsek} \quad (10)$$

Если учесть, что расстояние до горизонта наблюдаемой Вселенной составляет всего

$$l_{v_n} \approx 4 \cdot 10^9 \text{ parsek} \quad (11)$$

то, как говорится, комментарии излишни.

В случае рассеяния ультрарелятивистских фотонов на фотонах реликтового излучения сечение рассеяния равно [1]

$$\sigma = 4.7\alpha^4 \left( \frac{2\hbar c}{\sqrt{s}} \right)^2, \quad \hbar\omega \gg mc^2 \quad (12)$$

Для определенности рассмотрим рассеяние фотона с энергией  $\omega_0 = 1 \text{ GeV}$  на реликтовом фотоне. В этом случае

$$\sigma \sim 23 \text{ barn} = 2.3 \cdot 10^{-27} \text{ m}^2 \quad (13)$$

и, как следствие

$$l_{ph} \sim 10^{18} \text{ m} \sim 30 \text{ parsek} \quad (14)$$

Из всего вышесказанного с очевидностью следует, что нарушение идеальности фотонного газа пренебрежимо мало, если речь идет о локальных процессах.

При переходе к процессам галактического и межгалактического масштаба ситуация кардинально меняется. Неидеальный газ – это диссипативная среда, в которой всегда идут релаксационные процессы, и не имеет значения, насколько велико время релаксации. Важно только то, что эти процессы являются необратимыми. Анализу кинематической природы этой необратимости посвящен следующий параграф.

### 3. Определения, допущения и приближения

Релятивистский закон сложения скоростей для частицы, движущейся вдоль оси  $z$ , гласит

$$v_z = (v'_z + V) / (1 + v'_z V / c^2) \quad (15)$$

где  $V$  - скорость движения системы отсчета  $K'$  относительно системы отсчета  $K$ . Легко видеть, что в пределе  $V \rightarrow c$ ;  $v'_z \rightarrow c$  величина  $v_z$  стремится к тому же пределу  $v_z \rightarrow c$ , и фотоны, летящие в одном направлении, в принципе не могут догнать друг друга.

Формула Планка для плотности числа состояний реликтовых фотонов в системе единиц  $\hbar = c = k_B = 1$  в стандартных обозначениях имеет вид:

$$dn_{\vec{k}} = \frac{d^3\vec{k}}{(2\pi)^3} \frac{2}{e^{\omega/T} - 1} \quad (16)$$

где  $\vec{k}(\omega)$  - импульсы (энергии) реликтовых фотонов.

Инвариантное сечение рассеяния фотона на фотоне равно [1]:

$$d\sigma = (2\pi)^4 \delta^{(4)}(k_{out} - k_{in}) \frac{1}{2s} |M_{fi}|^2 \frac{d^3\vec{k}_f d^3\vec{k}_r}{(2\pi)^3 2\omega_f (2\pi)^3 2\omega_r} \quad (17)$$

где индекс  $f$  ( $r$ ) относится к рассеянному оптическому (реликтовому) фотону, а матричный элемент (МЭ)  $M_{fi}$  при положительной спиральности  $+1$  начального оптического фотона представляет собой суперпозицию парциальных МЭ  $M_{++++}$ ,  $M_{+---}$ ,  $M_{+--+}$ ,  $M_{-++-}$ . При низких энергиях  $s^{1/2} \ll m$  ( $m$  - масса электрона)

$$M_{++++}(s, t, u) \approx \frac{11e^4}{45m^4} s^2, \quad M_{+---}(s, t, u) \approx \frac{11e^4}{45m^4} t^2, \quad M_{+--+}(s, t, u) \approx \frac{11e^4}{45m^4} u^2, \quad (18)$$

$$M_{-++-}(s, t, u) \approx -\frac{e^4}{15m^4} (s^2 + t^2 + u^2), \quad M_{++++-}(s, t, u) \approx 0$$

где переменные Мандельстама  $s$ ,  $t$ ,  $u$  в (17), (18) по определению равны:

$$\begin{cases} s = (\omega_0 + \omega)^2 - (\vec{k}_0 + \vec{k})^2 = (\omega_f + \omega_r)^2 - (\vec{k}_f + \vec{k}_r)^2 \\ t = (\omega_0 - \omega_f)^2 - (\vec{k}_0 - \vec{k}_f)^2 = (\omega - \omega_r)^2 - (\vec{k} - \vec{k}_r)^2 \\ u = (\omega_0 - \omega_r)^2 - (\vec{k}_0 - \vec{k}_r)^2 = (\omega - \omega_f)^2 - (\vec{k} - \vec{k}_f)^2 \end{cases} \quad (19)$$

Индексом 0 в (19) помечены энергия и импульс оптического фотона.

В приближении (18) для оптического фотона со спиральностью  $+1$

$$|M_{fi}|_+^2 = \left(\frac{11e^4}{45m^4}\right)^2 (s^4 + t^4 + u^4) + \left(\frac{3e^4}{45m^4}\right)^2 (s^2 + t^2 + u^2)^2 \quad (20)$$

Эффективное торможение оптического фотона с энергией  $\omega_0$  определим, как

$$\frac{d\omega_0}{dl} = -\omega_0 \int d\sigma dn_{\vec{k}} \quad (21)$$

где  $l$  - расстояние, пройденное этим фотоном вдоль первоначального направления движения в абсолютной системе отсчета, в которой реликтовое излучение изотропно.

Сферическая симметрия распределения (16) однозначно фиксирует абсолютную систему отсчета, в которой измеряется расстояние  $l$ .

#### 4. Основной формализм

Рассеяние энергии фотонов оптического диапазона при столкновениях с фотонами реликтового излучения имеет ярко выраженную специфику.

1. Согласно релятивистскому закону сложения скоростей столкнуться друг с другом могут только фотоны, летящие в «противоположных направлениях». Это означает, что в столкновениях участвуют только фотоны, для которых выполняется условие  $(\vec{k}_0 \cdot \vec{k}) < 0$ . В качестве оси симметрии задачи в работе используется ось  $z$ , и условие  $(\vec{k}_0 \cdot \vec{k}) < 0$  принимает вид  $\cos \vartheta < 0$ .
2. Абсолютная величина переменной Мандельстама  $t$  максимальна при  $\vartheta_f = \pi$ , где  $\vartheta_f$  - угол, на который отклоняется оптический фотон от первоначального направления движения. Торможение налетающего фотона происходит в результате лобового столкновения (типа удара клапшtos в бильярде), в результате которого оптический и реликтовый фотон «меняются местами». Согласно принципу тождественности частиц наблюдатель не может отличить налетающий фотон от реликтового, принявшего на себя большой импульс.

Подставляя (16) в (17), и выполняя интегрирование по  $\vec{k}_r$ ,  $\vec{k}_f$ , получаем верхнюю оценку<sup>2</sup> для коэффициента поглощения «реликтового эфира»

$$\frac{d\omega_0}{dl} = -\omega_0 \int \frac{\sigma(\vec{k})}{e^{\omega/T} - 1} d^3\vec{k} \quad (22)$$

где для неполяризованных фотонов

$$\sigma = \frac{973}{10125\pi} \alpha^2 r_e^2 \left( \frac{[(\omega_0 + \omega)^2 - (\vec{k}_0 + \vec{k})^2]^{1/2}}{2m} \right)^6 \quad (23)$$

Выбирая направление импульса падающего фотона в качестве оси  $z$ , представим переменные Мандельстама в виде

<sup>2</sup> Строго говоря, надо учитывать только потери энергии фотона при движении вдоль оси  $z$ .

$$\begin{cases} s = 2\omega_0\omega(1 - \cos \vartheta) \\ t = -2\omega_0\omega_f(1 - \cos \vartheta_f) \\ u = -2\omega_0\omega_r(1 - \cos \vartheta_r) \end{cases} \quad (24)$$

Тогда в естественных единицах

$$\sigma = \frac{973}{10125\pi} \alpha^2 r_e^2 \left( \frac{\hbar[2\omega_0\omega(1 - \cos \vartheta)]^{1/2}}{2mc^2} \right)^6 \quad (25)$$

Подставляя (25) в (22) приходим к соотношению

$$\frac{d\omega_0}{\omega_0 dl} = -\frac{973\kappa_R}{20250} \alpha^4 \frac{(\hbar\omega_0)^4 (k_B T)^5}{\hbar c (mc^2)^8} \quad (26)$$

где

$$\kappa_R = \int_0^\infty \frac{\xi^4}{e^\xi - 1} d\xi = \Gamma(5)\zeta(5) \approx 24.886 \quad (27)$$

Количественные расчеты показателя поглощения в ситуации, когда длина свободного пробега оптического фотона более чем на 40 порядков превосходит доступные для наблюдений расстояния в нашей Вселенной, абсолютно бессмысленны. Главное, что в области низких энергий этот показатель растет с увеличением частоты как  $\omega_0^4$ , что полностью согласуется с результатами работ [2], [3]. Поэтому, несмотря на отличие «показателя преломления эфира»  $n_{ef}$  от единицы на исчезающе малую величину, считать, что  $n_{ef} \equiv 1$  нельзя, причем операция обращения времени не меняет знака показателя поглощения. Следовательно, наша Вселенная тормозит фотоны любых энергий, за исключением случая  $\hbar\omega_0 = 0$  (т.е., статических полей). В связи с этим необходимо отметить, что приведенные выше оценки сделаны в предположении отсутствия магнитных полей в пространстве. Но хорошо известно, что при наличии магнитного поля разрешен распад фотона  $1 \rightarrow 3$ . Если фотон пролетает область пространства, в которой величина магнитного поля равна  $B_0$ , то вероятность его трехчастичного распада в единицу времени равна [1]:

$$w \approx 0.18\alpha^6 \frac{mc^2}{\hbar} \left( \frac{B_0^2 \sin^2 \vartheta}{8\pi mc^2} \right)^3 \left( \frac{\hbar}{mc} \right)^9 \left( \frac{\hbar\omega}{mc^2} \right)^5 \quad (28)$$

В слабых полях эта вероятность ничтожно мала, но данные астрономических наблюдений указывают на то, что магнитные поля в межзвездном пространстве могут достигать очень больших значений.

Вернемся к анализу дисперсии и диссипации электромагнитных волн в «новом эфире». Уточнить вид зависимости  $n = n(\omega)$  в области низких энергий можно на основе дисперсионного соотношения:

$$\text{Re } n(\omega) - n(0) = P \int_0^\infty \frac{2\omega'^2 \text{Im } n(\omega')}{\pi\omega' (\omega'^2 - \omega^2)} d\omega', \quad (29)$$

для комплексного показателя преломления в диспергирующей и поглощающей среде, где  $\omega$  - частота в абсолютной системе отсчета, а  $n(0) = 1$  [3].

Следствием диссипативности «нового эфира» является глобальное нарушение  $T$ -инвариантности, что означает существование Стрелы Времени.

В свою очередь, однонаправленность течения времени – это естественная причина асимметричности распространения вещества и антивещества во Вселенной.

Кроме того, соотношение (12) прекрасно согласуется с эмпирическим фактом редкого появления фотонов сверхвысоких энергий в космическом  $\gamma$ -фоне.

Вернемся к анализу соотношения (29). Из него следует, что только в случае  $\omega = 0$  показатель преломления «реликтового эфира»  $n(0) = 1$ . Но при  $\omega = 0$  мы имеем дело с электростатическим полем, а не с электромагнитной волной. Следовательно «скорость света в пустоте  $c$ » принципиально недостижима ни для каких материальных объектов, включая фотоны всех частотных диапазонов.

В заключение добавим, что фотон, движущийся в «эфире» со скоростью, меньшей  $c$ , поляризует этот эфир, и автоматически приобретает отличную от нуля массу. Здесь имеет место полная аналогия с физикой твердого тела, в которой электроны приходится рассматривать как квазичастицы, масса которых больше массы электрона в пустоте.

Наличие у фотона массы покоя указывает на то, что он нестабилен. Поскольку фейнмановские диаграммы фотон-фотонного рассеяния отличаются от аналогичных диаграмм трехчастичного распада фотона только направлением одной из входящих стрелок, постольку анализу этой проблемы будет посвящена отдельная работа.

Принципиально важно то, что масса фотона не является фиксированной величиной. Она однозначно связана с его энергией в абсолютной системе отсчета, и быстро растет с увеличением его энергии. Характерная масса фотонов оптического диапазона по порядку величины равна  $m_0 c^2 \sim 10^{-32} \text{ eV}$  [2] - [4].

Проблема массивного фотона рассматривалась Луи де Бройлем еще в 50-х годах прошлого века. Автор настоящей работы также предпринимал попытки построения теории фотона, как волнового пакета конечных размеров (см. [2] - [4]; у Луи де Бройля - теория волны-пилота). К сожалению, корректное решение этой проблемы на сегодняшний день неизвестно.

Особо отметим, что фотон в работах [2] - [4] рассматривался как заряженная частица (компактный волновой пакет), заряд которой является функцией продольной координаты и времени. Усреднение волновой функции такого пакета по этим переменным приводит к занулению среднего заряда фотона, как и в общепризнанной квантовой электродинамике.

Наиболее важной особенностью подхода работ [2] - [4] является проверяемость результатов теоретических расчетов в рамках недорогого лабораторного эксперимента, дающего возможность оценки пределов применимости квантовой электродинамики. В частности, оценки работ [2] - [4] показывают, что геометрические размеры фотона, как волнового пакета, имеют порядок длины его волны в системе отсчета наблюдателя. А это означает, что оценка (10) длины свободного пробега оптического фотона во Вселенной может оказаться завышенной на десятки порядков.

## 5. Заключение

В работе показано, что:

1. Заполняющее нашу Вселенную реликтовое излучение можно рассматривать, как «новый эфир».
2. Реликтовый эфир представляет собой материальную среду, обладающую такими характеристиками, как показатель преломления и показатель поглощения.
3. Отличие показателя преломления эфира от единицы приводит к запрету на достижение скорости света даже фотонами.
4. Взаимодействие фотонов с «новым светоносным эфиром» приводит к тому, что фотоны приобретают статус массивных нестабильных частиц.
5. Наличие у «нового светоносного эфира» показателя поглощения означает, что во Вселенной нарушена глобальная  $T$ -инвариантность. Другими словами, время течет однонаправленно, и существует Стрела Времени.

6. Существование Стрелы Времени, связанное с необратимостью протекающих во Вселенной электромагнитных процессов, является главной причиной нарушения симметрии распространенности вещества и антивещества во Вселенной.
7. Необратимость электромагнитных процессов, протекающих в «новом эфире», обусловлена, как спецификой релятивистской кинематики, так и сферической симметрией распределения Планка.
8. Предложено установить пределы применимости квантовой электродинамики в лабораторном эксперименте.

## **6. Благодарности**

Я глубоко признателен Л.Г. Сапогину и В.А. Джанибекову за ознакомление с основами унитарной квантовой теории, а также Г.В. Ефимову за ценные советы в области культуры вычислений в нелокальной квантовой теории поля. Результатом этих дискуссий стали стартовые работы [2]-[4], послужившие отправной точкой для написания настоящей работы.

Выражаю глубокую благодарность Т.Р. Тимербулатову и С.Н. Забавину за стимулирующие дискуссии и введение меня в круг идей, способствовавших написанию настоящей работы.

Особую благодарность выражаю моей жене Е.В. Ратис за безграничное терпение.

## **Список литературы**

1. Ландау Л.Д., Лифшиц Е.М., *Квантовая электродинамика. Курс теоретической физики.* т.4, М.: Наука. 1989. 728 с.
2. Ратис Ю.Л. Дисперсия, поглощение и генерация электромагнитных волн в вакууме. Известия СНЦ РАН, т.9, №3, Самара, 2007. с.570-583
3. Ратис Ю.Л. Дисперсия и поглощение электромагнитных волн в физическом вакууме. Компьютерная оптика, т. 31, вып. 3, Самара-Москва, 2007. с.93-104
4. Ратис Ю.Л. О физической природе квантования электромагнитного поля. Прикладная физика и математика, 2014. №5. с.3-16